



HAL
open science

Caractérisation de l'impact sur son environnement d'un arc électrique amorcé entre des câbles en conditions aéronautiques

Thomas Vazquez

► **To cite this version:**

Thomas Vazquez. Caractérisation de l'impact sur son environnement d'un arc électrique amorcé entre des câbles en conditions aéronautiques. Plasmas. Université Paul Sabatier - Toulouse III, 2021. Français. NNT : 2021TOU30169 . tel-03637605

HAL Id: tel-03637605

<https://theses.hal.science/tel-03637605>

Submitted on 11 Apr 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.



THÈSE

En vue de l'obtention du

DOCTORAT DE L'UNIVERSITÉ DE TOULOUSE

Délivré par **l'Université Toulouse 3 Paul Sabatier (UT3 Paul Sabatier)**

Présentée et soutenue par

Thomas Vazquez

Le vendredi 25 juin 2021

Caractérisation de l'impact sur son environnement d'un arc électrique amorcé entre des câbles en conditions aéronautiques

École doctorale : GEET

Spécialité : Ingénierie des PLASMAS

Unité de recherche

LAPLACE - **Laboratoire PLAsma et Conversion d'Énergie**, CNRS-UPS-INPT

Thèse dirigée par

MM. Philippe TEULET et Flavien VALENSI

Jury

M. Philippe TESTE, Chargé de recherche, Université Paris-Saclay

Rapporteur

M. Jean-Marc BAUCHIRE, **Professeur, Université d'Orléans**

Rapporteur

M. David MALEC, Professeur, Université Toulouse 3

Président du jury

Mme Virginie DEGARDIN, Professeur, Université de Lille

Examineur

Mme Marina LISNYAK, Ingénieur, Schneider Electric

Examineur

Mme Aurore RISACHER, Ingénieur, Safran

Examineur

M. Philippe TEULET, Professeur, Université Toulouse 3

Examineur

M. Flavien VALENSI, Maître de Conférences, Université Toulouse 3

Examineur

M. Roland CAUSSE, Ingénieur, Airbus

Invité

Remerciements

Je voudrais tout d'abord remercier les rapporteurs, Messieurs Philippe TESTE et Jean-Marc BAUCHIRE, les examinateurs, Mesdames Virginie DEGARDIN et Marina LISNYAK, le président du jury, Monsieur David MALEC, et enfin Monsieur Roland CAUSSE, membre invité, qui m'ont fait l'honneur de composer ce jury de thèse. Je leur suis très reconnaissant pour l'analyse approfondie qu'ils ont faite de mon manuscrit, et pour la qualité des discussions lors de la soutenance qui étaient passionnantes et enrichissantes.

Je remercie tout particulièrement mes deux directeurs de thèse, Messieurs Philippe TEULET et Flavien VALENSI. Je leur exprime ma profonde gratitude pour leur encadrement de grande qualité, leur disponibilité et leur bienveillance. Je leur suis très reconnaissant pour leur soutien tout au long de la thèse et pour le temps qu'ils y ont consacré.

Un grand merci à Madame Aurore RISACHER, qui a co-encadré cette thèse au sein de l'IRT Saint Exupéry. Je la remercie de m'avoir donné l'opportunité de réaliser cette thèse et de m'avoir bien accueilli à l'IRT Saint Exupéry. Je lui exprime également toute ma gratitude pour sa patience, ses conseils de qualité, son aide et son soutien tout au long de la thèse.

Je remercie Monsieur Laurent ALBERT, chef du pôle DCP (Diélectrique Conducteurs et Plasmas) à l'IRT Saint Exupéry, pour la confiance accordée, ses bons conseils et ses encouragements.

Merci à Monsieur Guillaume BELIJAR, chef de projet HighVolt à l'IRT Saint Exupéry, toujours ouvert à la discussion et très à l'écoute lors des difficultés rencontrées.

Je souhaite également remercier Monsieur Mathieu MASQUERE pour son aide précieuse et son suivi régulier sur l'avancement des dispositifs expérimentaux.

Table des matières

Introduction	13
1 Généralités sur les plasmas et propriétés des arcs électriques	15
1.1 Notions générales sur les plasmas	15
1.1.1 Introduction	15
1.1.2 Critères et classification des plasmas	17
1.1.3 Plasmas non thermiques (hors équilibre)	20
1.1.4 Plasmas thermiques	21
1.2 De l'avalanche électronique initiale aux arcs électriques	25
1.2.1 Mécanisme de Townsend	26
1.2.2 Mécanisme de « streamer »	28
1.2.3 Méthodes d'amorçage	31
1.3 Les arcs électriques	33
1.3.1 Colonne d'arc	34
1.3.2 Zones anodique et cathodique	36
1.4 État de l'art sur les défauts d'arc	39
1.4.1 Paramètres d'amorçage d'un arc	41
1.4.2 Isolants	43
1.4.3 Effet du vieillissement des câbles	44
1.4.4 Effet de la température	45
1.4.5 Effet de la pression	46
1.4.6 Détection des arcs de défauts	47
1.4.7 Dégâts des arcs	48
1.4.8 Travaux précédemment réalisés au Laplace	50
1.4.9 Vers l'avion plus électrique	52

2	Dispositifs expérimentaux	55
2.1	Banc d'essais Laplace	55
2.1.1	Alimentations électriques	59
2.1.1.1	Alimentation Puissance Plus	60
2.1.1.2	Alimentation DC 540 V	61
2.1.2	Mesures électriques	63
2.1.3	Mesure du flux radiatif de l'arc	64
2.1.4	Imagerie rapide	65
2.1.5	Spectroscopie optique d'émission	66
2.1.6	Distribution spatiale de la température	67
2.2	Procédure d'essai	70
2.3	Description des études réalisées	72
2.3.1	Campagne d'essais AC/DC	72
2.3.2	Campagne de mesures par spectroscopie optique d'émission et calcul de la température de l'arc	75
3	Caractérisation des arcs : mesures électriques, imagerie, et érosion des câbles	77
3.1	Signaux électriques	77
3.2	Imagerie rapide	81
3.3	Interaction de l'arc avec une plaque en aluminium	85
3.4	Imagerie rapide avec filtres interférentiels	88
3.4.1	Filtre centré à 515 nm (cuivre)	88
3.4.2	Filtre centré à 780 nm (oxygène atomique)	92
3.5	Masse ablatée	99
4	Bilan de puissance	105
4.1	Description du bilan de puissance	106
4.1.1	Puissance totale fournie à l'arc	107
4.1.2	Puissance transférée aux électrodes	108
4.1.2.1	Puissance de fusion et de vaporisation des câbles $P_{él, fus+vap}$	109
4.1.2.2	Puissance perdue par conduction et rayonnement $P_{él, cond+ray}$	118
4.1.3	Puissance déposée dans la colonne d'arc	118
4.1.3.1	Puissance rayonnée	119
4.1.3.2	Puissance perdue par conduction et convection	121

4.2	Synthèse du bilan de puissance	123
4.2.1	Influence de la forme du courant	123
4.2.2	Influence de la pression	126
4.2.3	Influence du matériau et de la section du câble	130
4.2.4	Puissance rayonnée	133
5	Spectroscopie optique d'émission	139
6	Distribution spatiale de la température de l'arc	155
7	Conclusions et perspectives	163

Introduction

Les défauts d'arc électrique qui se produisent dans les réseaux embarqués, et plus particulièrement ceux qui se propagent le long des câbles, appelés « arc tracking », sont une problématique connue de l'industrie aéronautique et spatiale depuis plusieurs décennies. Ces défauts d'arc, même s'ils ne durent que quelques centaines de millisecondes au plus avant que les systèmes de protection permettent leur extinction, sont des plasmas thermiques non maîtrisés, à fort courant, qui peuvent engendrer d'important dégâts sur leur environnement. L'énergie volumique considérable contenue dans un arc se dissipe notamment par conduction et convection dans l'air, par rayonnement, ou bien encore par transfert d'énergie dans les câbles. Cela s'accompagne généralement d'une forte érosion des câbles, avec de nombreuses projections de gouttelettes de métal en fusion ainsi que d'un dégagement de fumées important. Les risques sont multiples : l'érosion peut aller jusqu'au sectionnement des câbles, et donc causer la perte de la fonction du câble, les gouttelettes en fusion peuvent causer des dégâts voire un départ de feu, et l'arc peut également aller s'accrocher sur des structures environnantes pouvant engendrer des dégâts. Étant donné les besoins de sécurité extrêmement importants auxquels font face l'industrie aéronautique et spatiale, il est indispensable que le phénomène d'« arc tracking » soit mieux compris. Car en effet, même si les systèmes de détection d'arc sont de plus en plus rapides, un arc peut toujours apparaître et il est alors nécessaire de tout faire pour limiter ses conséquences. Basée sur une étude expérimentale et en s'appuyant sur la physique des plasmas thermiques, ce travail a donc pour but d'aider à la compréhension de l'impact d'un arc électrique sur son environnement, pour aider au développement de nouvelles protections. Les risques liés à l'apparition et à la propagation d'un arc électrique au sein d'un réseau de câbles d'un aéronef avaient été l'objet, au début des années 1990 [1], de plusieurs mesures pour contrer ces phénomènes. En particulier, l'ajout de couches de matériaux fluorés dans les isolants de câbles, en complément du polyimide (Kapton®) utilisé depuis des décennies dans l'aéronautique et le spatial, était une solution qui jusqu'à présent donnait satisfaction. Cependant, le risque d'arc électrique dans un faisceau de câbles est à reconsidérer complètement aujourd'hui, en raison de l'augmentation progressive de la tension dans les réseaux de distribution électrique embarqués dans les avions. Cette nouvelle tendance intervient

Table des matières

dans le cadre du concept de l'*avion plus électrique*, qui a pour but d'améliorer significativement les performances de l'appareil (poids, consommation, fiabilité, rayon d'action, ...) tout en réduisant les coûts de maintenance [2, 3]. Pour atteindre ces objectifs il faut notamment remplacer les systèmes d'actionneurs hydrauliques (gouvernes, train d'atterrissage, freinage, ...) et pneumatiques (pressurisation) par des systèmes électriques plus légers, plus fiables et permettant une maintenance plus efficace [4, 5]. La conséquence directe est donc un accroissement du besoin de puissance électrique à bord d'un aéronef, et cette tendance à l'électrification n'en est qu'à ses débuts. En effet, avec des équipements de confort de plus en plus nombreux, mais surtout avec l'arrivée tôt ou tard de l'hybridation de la motorisation (et éventuellement à plus long terme le passage à la propulsion entièrement électrique), la puissance électrique embarquée ne fera que croître. Actuellement, l'avion le plus électrique (Boeing 787) embarque une puissance électrique d'environ 1 MW [3, 6]. La distribution de l'énergie électrique se fait par l'intermédiaire de barres bus connectées aux moteurs, puis par des câbles qui acheminent l'énergie dans l'aéronef. Les câbles dans un avion (jusqu'à 530 km de câbles dans un A380) représentent un poids important, et même s'ils sont plus légers que des systèmes hydrauliques ou pneumatiques, le nombre de câbles ne fera qu'augmenter avec l'*avion plus électrique*. Ces câbles devront également faire passer une puissance plus importante du fait de la multiplication des systèmes électriques. Élever les niveaux de courant impliquerait d'augmenter la section des câbles pour éviter qu'ils ne chauffent et dégradent leur matériau isolant. Ainsi, leurs masses augmenteraient et le bénéfice de passer à des systèmes électriques serait à reconsidérer. Par conséquent il est nécessaire d'augmenter les niveaux de tension délivrés par les générateurs, pour transporter la puissance électrique sans augmenter la section des câbles. Cette tendance a déjà commencé à l'exemple du Boeing 787, où les architectures sont passées de 115/200 V AC vers du 230/400 V AC.

Pour accompagner cette augmentation de puissance, et pour accroître les bénéfices d'un passage à l'avion plus électrique, les architectures électriques sont également amenées à changer. En particulier, l'utilisation du courant continu pour la distribution de l'énergie tend à être plus répandue dans l'avion. On voit actuellement apparaître l'utilisation de la tension continue +/- 270 V DC (540 V DC) pour certains sous-systèmes de l'avion [7]. L'utilisation du 540 V DC sera de plus en plus fréquente, et il est prévu d'utiliser des tensions bien plus importantes dans le futur, jusqu'à 3 kV. La probabilité d'apparition d'un arc électrique s'accroît alors considérablement, conformément à la loi de Paschen. Actuellement, les réseaux de distribution électrique des avions fonctionnent principalement en courant alternatif triphasé. Le passage au courant continu permettrait de s'affranchir

de l'utilisation de redresseurs, et de réduire le nombre de câbles par rapport au courant alternatif triphasé : seulement deux dans le cas du courant continu contre trois câbles pour l'alternatif triphasé [8]. Cela permettrait alors d'alléger l'avion. Une contre-partie serait d'accroître les risques liés aux arcs électriques. En effet, l'utilisation du courant continu ne permet pas, contrairement à l'AC, le passage par zéro du courant qui favorise l'extinction de l'arc. Les différences entre l'AC et le DC seront mises en avant dans la partie résultats de ce manuscrit, et nous verrons que l'utilisation du DC n'est pas sans conséquence sur l'arc électrique.

Enfin, toujours dans le but de réduire la masse de l'appareil, on voit apparaître de plus en plus l'utilisation de nouveaux matériaux, avec le remplacement des structures en aluminium de l'avion par des matériaux composite en CFRP, et également le remplacement des câbles en cuivre par des câbles en aluminium. Ces changements de matériaux sont susceptibles d'engendrer un comportement de l'arc différent (plus de matière éjectée, longueur d'arc plus grande, augmentation de l'énergie, amorçage facilité, ...), et doivent par conséquent être pris en compte pour évaluer la dangerosité d'un arc électrique. Une partie de cette étude sera donc consacrée à l'influence du matériau, en particulier les différences notables qui existent entre un arc qui est amorcé soit entre des câbles en cuivre, soit entre des câbles en aluminium.

Le concept de l'avion plus électrique est donc la pierre angulaire qui veut faire entrer l'aviation civile dans une nouvelle ère, celle d'un avion plus efficient et surtout moins consommateur de carburant, jusqu'à l'aboutissement final qui serait l'avion tout électrique. Compte tenu des exigences de fiabilité et de sûreté du transport aérien, il est nécessaire d'anticiper tous ces changements, en développant des protections capables de couvrir tout risque, et en particulier le risque lié à l'augmentation des tensions. C'est dans ce cadre-là que s'inscrit le projet HighVolt mené par l'IRT Saint Exupéry en collaboration avec des partenaires industriels et académiques. Dans le but de faciliter la transition vers des niveaux de tension supérieurs, le projet est composé de plusieurs lots qui étudient les phénomènes physiques et les problématiques liées à l'augmentation de tension dans les équipements embarqués. Ces problématiques concernent le vieillissement des composants, les charges d'espace, les décharges partielles et enfin les défauts d'arcs électriques, qui sont donc l'objet de cette thèse.

Il y a deux moyens de protection pour limiter les défauts d'arc : les protections actives, c'est-à-dire les systèmes de détection et de coupure de l'arc, et les protections passives qui correspondent aux matériaux isolant des câbles, aux gaines de protection ou bien tout autre dispositif visant à limiter, contenir, ou éteindre le défaut d'arc. Les deux types de

Table des matières

protections sont nécessaires. Si l'on est en mesure de détecter un arc, où qu'il se trouve, dès les premières microsecondes après son amorçage, alors le risque lié aux défauts d'arc tend vers zéro. Toutefois les systèmes de détection actuels ne sont pas aussi rapides, les temps de détection sont plutôt de l'ordre de plusieurs centaines de millisecondes, il est donc impératif d'améliorer les temps de détection et de réduire les faux positifs. C'est la tâche d'une partie du lot arc électrique du projet HighVolt, qui travaille notamment sur le développement de capteurs innovants (UV, acoustique, ...) ou bien sur l'analyse des signaux électriques de l'arc. Puisqu'il n'existe pas encore de système de détection suffisamment rapide, cela signifie qu'il subsiste une possibilité pour qu'un arc s'amorce et se développe pendant plusieurs centaines de millisecondes. Si cela survient, il est alors nécessaire que des protections passives adéquates soient utilisées pour limiter et contenir au maximum le défaut d'arc. C'est dans ce principe que s'inscrit cette thèse : comprendre l'impact de ces arcs sur leurs environnements, pour aider au développement de protections.

La thèse consiste en une étude expérimentale d'arcs électriques amorcés entre deux câbles, alimentés par des tensions alternatives ou continues. Les câbles sont en aluminium ou en cuivre, et les essais sont effectués à pression atmosphérique ou à basse pression pour reproduire la pression en altitude. L'objectif général est d'effectuer un bilan de puissance de l'arc électrique, de manière à quantifier de façon la plus précise possible, toute les formes d'énergie échangées entre l'arc et son environnement, et dans les différentes conditions citées ci-dessus. Bien que dans un avion les arcs électriques peuvent apparaître entre des câbles ou bien entre des barres bus, cette thèse se concentre sur l'étude des arcs initiés uniquement entre des câbles ; pour des arcs amorcés entre des barres bus, d'autres études ont été réalisées à l'IRT [59, 60].

Le **chapitre 1** introduit tout d'abord quelques notions générales sur les plasmas. On décrit ensuite les moyens et les mécanismes qui entraînent la formation d'un arc électrique, puis on donne les caractéristiques générales de ces arcs. Un état de l'art sur les défauts d'arc électrique vient compléter ce chapitre.

On décrit de manière détaillée dans le **chapitre 2**, tous les dispositifs expérimentaux qui ont servis pour cette thèse, ainsi que les procédures d'essais que nous avons suivies. Nous précisons les diagnostics électriques et optiques utilisés ainsi que les méthodes employées. Nous donnons également les détails des conditions d'essais qui ont été menés.

Le **chapitre 3** présente les résultats de l'étude expérimentale. Avant de donner les détails des résultats du bilan de puissance, il est nécessaire de synthétiser dans un premier temps, tous les résultats globaux relatifs aux observations expérimentales et aux données électriques. Dans ce chapitre nous aborderons également la problématique du transfert de

l'arc vers une structure en aluminium.

Nous consacrons le **chapitre 4** à décrire le bilan de puissance qui a été effectué. Chaque composante de ce bilan est détaillée, les techniques et les méthodes y sont décrites, ainsi que les améliorations que nous avons apportées. Les résultats du bilan de puissance sont ensuite donnés en comparant les différents cas de figure expérimentaux.

Le **chapitre 5** est dédié aux diagnostics par spectroscopie optique d'émission. Ces résultats permettent de conforter certains résultats déjà observés et d'aller plus loin dans la compréhension de l'arc. Un premier calcul de la température moyenne de l'arc est effectué.

Le **chapitre 6** présente les résultats expérimentaux sur la température résolue spatialement des défauts d'arc entre des câbles.

Nous terminons ce manuscrit en présentant les principales conclusions et perspectives de cette thèse.

1 Généralités sur les plasmas et propriétés des arcs électriques

Dans cette première partie, nous décrivons dans un premier temps les principales caractéristiques générales propres aux arcs électriques. Nous décrivons l'amorçage des arcs en distinguant bien les deux régimes possibles de décharge (Townsend ou streamer), ainsi que la phase de thermalisation jusqu'à l'équilibre thermique. Nous établissons ensuite les principales caractéristiques des défauts d'arc qui sont l'objet de la thèse. Enfin, un état de l'art sur les défauts d'arc amorcés entre des câbles sera donné.

1.1 Notions générales sur les plasmas

1.1.1 Introduction

A mesure de l'échauffement de la matière, se succèdent les trois états classiques que sont les états solide, liquide, et gazeux. La distinction entre ces trois états de la matière réside principalement dans l'énergie de liaison entre les particules qui composent le système considéré, allant de très forte dans les solides à quasiment inexistante dans les gaz. Les transitions d'un état solide vers un état gazeux apparaissent lorsqu'on augmente l'énergie cinétique des particules (augmentation de la température) jusqu'à dépasser les énergies de liaison entre les atomes ou les molécules. L'ultime étape de ce processus intervient lorsqu'en augmentant d'autant plus l'énergie des particules, on parvient à arracher les électrons de leurs atomes comme schématisé sur la figure 1.1. Si la matière est alors suffisamment ionisée pour que des phénomènes collectifs apparaissent (dus aux particules désormais chargées électriquement), on obtient un plasma qui désigne au sens très large une grande variété de gaz ionisés. Ce dernier état est alors naturellement considéré comme le « quatrième état de la matière ». Toutefois, le passage à l'état plasma ne constitue pas, au sens thermodynamique, une transition de phase comme dans le cas des trois autres états de la matière [11]. En effet, les changements d'états entre solide, liquide et gaz sont caractérisés par une enthalpie de changement d'état qui intervient à pression et température constantes,

1 Généralités sur les plasmas et propriétés des arcs électriques

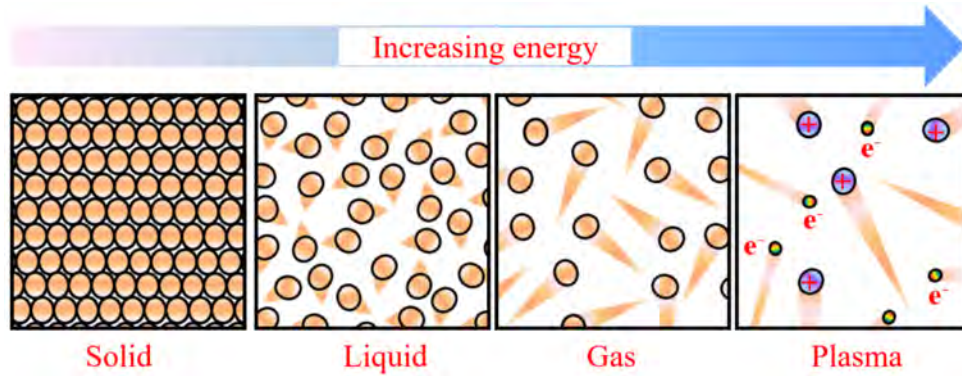


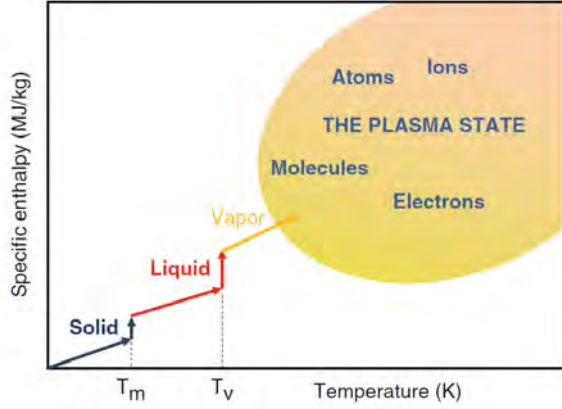
FIGURE 1.1 – Illustration schématique des changements de phases [10]. La longueur des traits représente l'énergie cinétique des particules.

tandis que l'apparition de l'état plasma se fait de manière continue [12], sans transition de phase brusque. C'est ce qui est représenté sur la figure 1.2a qui montre l'évolution de l'enthalpie spécifique en fonction de la température. Contrairement au passage à l'état plasma, les transitions de phases entre états solide, liquide, et gazeux, sont caractérisées par des discontinuités des propriétés. De même sur le diagramme de phase montré sur la figure 1.2b, où les différents états de la matière sont associés à des couleurs distinctes et sont séparés par une ligne noire signifiant la discontinuité de l'enthalpie. A l'inverse, les états de la matière ionisée, dont on peut voir qu'il n'y a pas que le plasma, apparaissent comme des particularités des trois états classiques.

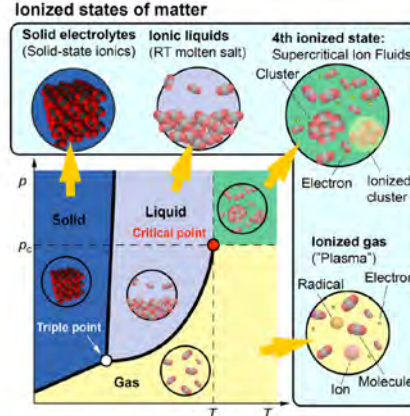
Contrairement à un gaz classique, gouverné par des collisions élastiques (conservation de la quantité de mouvement) entre particules neutres, un gaz ionisé est régi par des phénomènes collectifs, provoqués par les interactions à longue distance dues aux champs électromagnétiques induits par les particules chargées présentes dans le plasma. Les comportements collectifs n'apparaissent que si le degré d'ionisation α ($\alpha = n_e/n_e+n_n$ avec n_e la densité d'électrons et n_n la densité des espèces neutres) du gaz est suffisamment important. L'atmosphère terrestre, par exemple, présente un très faible degré d'ionisation qui ne permet pas de le considérer comme un plasma ; la densité d'électrons libres et d'ions positifs dans l'air au niveau de la mer est de l'ordre de $10^8 - 10^9 m^{-3}$ [9, 14]. Nous verrons cependant dans le chapitre suivant, que la présence de ces charges libres dans l'air permet, dans la plupart des cas, d'amorcer un plasma. On distingue les plasmas faiblement ionisés pour lesquels $\alpha < 1$, des plasmas complètement ionisés où $\alpha \approx 1$.

Les processus d'apport en énergie doivent être suffisamment importants pour arracher les électrons de leurs orbites atomiques et engendrer une ionisation significative. En dehors des

1.1 Notions générales sur les plasmas



(a) Représentation des états de la matière en fonction de la température et de l'enthalpie de changement d'état [9].



(b) Diagramme de phase avec les états de la matière ionisée correspondants [13].

FIGURE 1.2

plasmas complètement ionisés, qui nécessitent d'atteindre des températures très élevées et qui sont composés presque exclusivement de populations d'électrons et d'ions positifs, les énergies dans les plasmas thermiques ou faiblement ionisés permettent d'engendrer un mélange complexe de plusieurs types de particules : électrons libres, atomes et molécules dans leur état fondamental ou dans un état excité, ions positifs et négatifs. Toutes ces particules participent à une forte réactivité chimique, atout majeur de la technologie des plasmas.

1.1.2 Critères et classification des plasmas

On peut définir quatre critères qui permettent de limiter le domaine d'application des théories des plasmas [15]. Un premier critère nécessaire pour définir un plasma, est la propriété de quasi-neutralité, qui stipule qu'il doit y avoir autant de charges électriques positives que négatives dans le plasma. Autrement dit, la densité électronique (n_e) et la somme des densités ioniques ($\sum_i Z_i n_i$, Z_i étant l'état d'ionisation) doivent être égales, ce qui s'exprime par la relation :

$$n_e - \sum_i Z_i n_i = 0 \quad (1.1)$$

Cette propriété de neutralité du plasma s'applique à une échelle macroscopique. En effet,

1 Généralités sur les plasmas et propriétés des arcs électriques

la quasi-neutralité du plasma n'est plus vérifiée pour des distances inférieures à la longueur de Debye. Celle-ci est une grandeur caractéristique d'un plasma qui vaut $\lambda_D = \sqrt{\frac{\varepsilon_0 k_B T}{n_e e^2}}$, avec ε_0 la permittivité du vide, k_B la constante de Boltzmann, T la température du plasma, e la charge élémentaire et n_e la densité électronique. On définit généralement la longueur de Debye comme étant la distance pour laquelle le potentiel électrostatique d'un ion est écranté par des électrons présents dans une sphère de rayon λ_D et centrée sur l'ion positif. Cette sphère ne doit pas être considérée comme statique et ordonnée, mais comme dynamique et statistique : elle résulte du compromis entre l'agitation thermique qui tend à écarter de la neutralité, et les forces d'interaction coulombiennes entre les charges de signes opposés qui tendent à restaurer la neutralité électrique. Ainsi donc, puisque cette longueur exprime la distance pour laquelle des déviations à la neutralité apparaissent, il faut que la taille du plasma L soit bien supérieure à la longueur de Debye. Cela constitue le deuxième critère :

$$L \gg \lambda_D \quad (1.2)$$

Dans le cas de valeurs typiques pour un arc électrique à pression atmosphérique, ayant une densité électronique comprise entre 10^{22} et 10^{24} m^{-3} et une température d'environ 10 000 K, la longueur de Debye vaut entre 70 et 7 nm.

L'écrantage du potentiel électrostatique des ions permet la quasi-neutralité du plasma à grande échelle. Pour que cet écrantage ait lieu, il faut que le nombre d'électrons dans chaque sphère de Debye soit grand devant 1 [17], ce qui conduit au troisième critère :

$$n_e \lambda_D^3 \gg 1 \quad (1.3)$$

Ce critère implique également que l'énergie d'interaction entre les particules du plasma U_{int} est bien inférieure à l'énergie thermique d'agitation U_{th} [18] :

$$U_{int} \ll U_{th} \quad (1.4)$$

Cette inégalité permet d'utiliser l'équation d'état des gaz parfaits appliquée aux différentes populations du plasma (loi de Dalton) : $P = \sum_i n_i k_B T$.

De même que l'on vérifie l'hypothèse de quasi-neutralité pour des distances supérieures à λ_D , on peut définir une échelle de temps en dessous de laquelle la quasi-neutralité du plasma n'est pas vérifiée. En réponse à une perturbation locale de charges positives ou négatives qui crée une charge d'espace, les électrons, qui sont les plus mobiles, vont subir

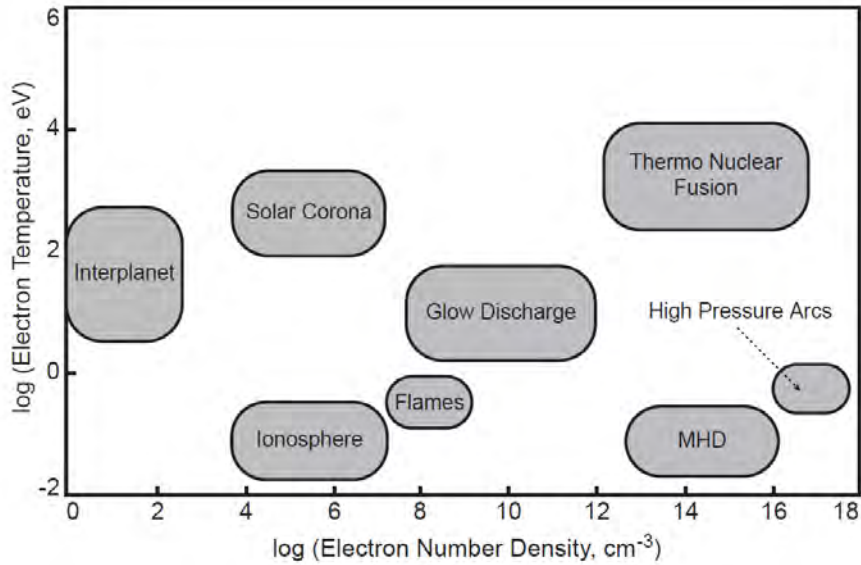


FIGURE 1.3 – Classification des plasmas [9]

une force électrostatique importante qui va tendre à restaurer la neutralité du plasma. Mais cette force de rappel est convertie en énergie cinétique qui donne aux électrons une inertie suffisante pour créer une oscillation autour d'une position d'équilibre. Cette oscillation définit la pulsation plasma : $\omega_p = \sqrt{\frac{n_e e^2}{m_e \epsilon_0}}$. Ainsi, des processus plus rapide que ω_p^{-1} peuvent briser la neutralité et induire une séparation de charges. Le dernier critère pour l'existence d'un plasma est donc le suivant :

$$\frac{\omega_p}{2\pi} > \nu_{en} \quad (1.5)$$

où ν_{en} est la fréquence de collision électron-neutre. Cette condition signifie que le temps entre deux collisions électron-neutre doit être plus grand que le temps caractéristique de restauration de la neutralité.

Ces critères permettent de délimiter le domaine des théories applicables aux plasmas. Il n'en demeure pas moins que les plasmas existent sous des formes très variées. On peut les classer en fonction de la température (T_e) et de la densité des électrons (n_e), comme montré sur la figure 1.3. On voit que les plasmas couvrent une large gamme de densités et de températures, allant de très faibles densités électroniques ($n_e < 10^2 \text{ cm}^{-3}$) et basses températures (pour les espaces interstellaires, les températures sont de l'ordre 0,1 eV), jusqu'aux fortes densités et très hautes températures (on peut rajouter l'exemple non

1 Généralités sur les plasmas et propriétés des arcs électriques

présenté sur la figure 1.3 des intérieurs stellaires pour lesquels les densités sont supérieures à 10^{20} cm^{-3} et les températures supérieures à 10 000 eV). Entre ces deux extrêmes que sont les plasmas naturels présents dans l'univers, on trouve tous les plasmas créés en laboratoire. Parmi ceux-là, on distingue les plasmas thermiques (dont les arcs en font partie), qui sont à l'équilibre thermodynamique local (ETL), et les plasmas non thermiques c'est-à-dire hors équilibre thermodynamique.

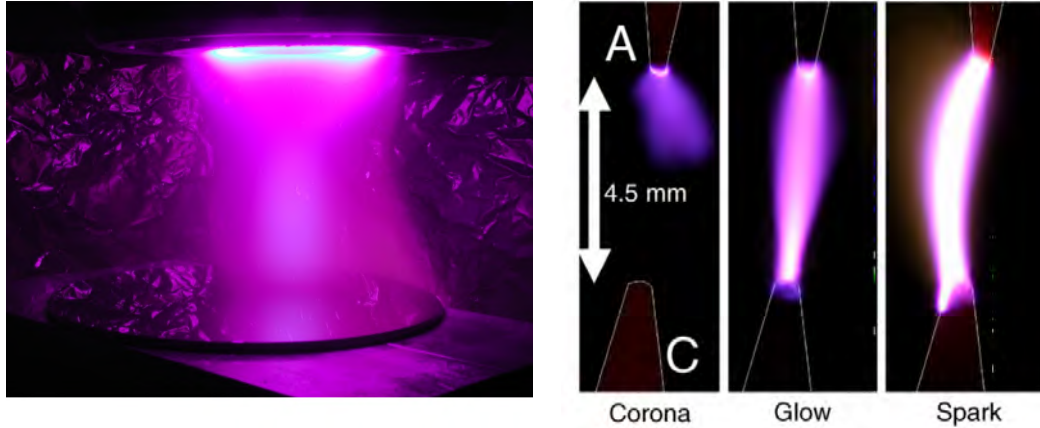
En général, un arc électrique sera toujours précédé d'une phase hors-équilibre thermodynamique avant d'atteindre l'ETL. On décrira donc brièvement, dans la section suivante, les plasmas hors-équilibre thermodynamique, avant de s'intéresser plus en détail aux plasmas thermiques dans la section suivante.

1.1.3 Plasmas non thermiques (hors équilibre)

Les plasmas hors-équilibres thermodynamiques ou non thermiques sont les plasmas pour lesquels on distingue deux températures différentes, celle des électrons étant bien plus importante que celle des éléments lourds (ions et neutres) : $T_e \gg T_i \approx T_n$. Contrairement aux plasmas thermiques, les plasmas hors-équilibre sont bien moins énergétiques puisque seuls les électrons sont portés à haute énergie ($\gtrsim 1 \text{ eV}$) tandis que les ions et les neutres restent généralement proches de la température ambiante (plasmas froids). Leur intérêt réside justement dans ce déséquilibre : les éléments lourds qui restent à température ambiante permettent l'application de ces plasmas sur tout type de surface sans effet thermique, tandis que les électrons de haute énergie engendrent une chimie très réactive, en particulier lorsque les plasmas froids sont générés dans l'air, où ils permettent de produire efficacement les espèces réactives de l'oxygène et de l'azote.

Tous les dispositifs pour produire des plasmas hors-équilibre à pression atmosphérique sont généralement réalisés en limitant le courant de la décharge pour ne pas thermaliser les ions (passage à l'arc). Plusieurs méthodes sont utilisées pour limiter le courant, comme par exemple l'ajout d'une résistance dans le circuit électrique, l'utilisation de matériau isolant entre les électrodes ou encore l'utilisation de régimes pulsés à des fréquences $> 1 \text{ kHz}$. Ces moyens permettent de maintenir un rapport E/P élevé (les champs électriques utilisés pour la génération de plasmas froids à pression atmosphérique sont élevés), nécessaire pour ne pas thermaliser le gaz. Trois exemples de plasmas hors-équilibre sont donnés sur la figure 1.4b.

Un autre moyen d'établir des plasmas hors-équilibre thermodynamique est de les réaliser à basse pression. Il existe de nombreux types de plasmas hors-équilibres dans des réacteurs à basse pression qui sont très utilisés dans l'industrie, notamment pour des applications



(a) Plasma hors-équilibre à basse pression [26]. (b) Évolution d'une décharge en régime pulsée dans l'air à pression atmosphérique en fonction de la tension appliquée entre les électrodes (de gauche à droite 5 kV, 5,5 kV et 6 kV) [28].

FIGURE 1.4 – Exemples de plasmas hors-équilibre.

de dépôts de couche minces (un exemple est présenté sur la figure 1.4a avec un plasma utilisant le procédé HIPIMS).

1.1.4 Plasmas thermiques

La condition 1.4 décrite plus haut ($U_{int} \ll U_{th}$), permet de considérer le plasma comme faiblement couplé [17], c'est-à-dire dominé par l'agitation thermique et le désordre. Si de plus le plasma est dominé par les collisions (ce qui est le cas pour les plasmas à pression atmosphérique), les distributions de vitesse de chaque espèce sont alors des fonctions maxwelliennes [18, 19], et on peut associer, à chaque type de particule (ions, neutres, électrons), une température définie par l'énergie cinétique moyenne du type de particule considéré [9] : $\frac{1}{2}mv^2 = \frac{3}{2}k_B T$. Dans le cas des plasmas thermiques, un équilibre cinétique s'établit entre les particules légères (les électrons avec une température T_e) et les particules lourdes du plasma que sont les ions (T_i) et les neutres (T_n), on a donc $T_e \simeq T_i \simeq T_n$. Tout plasma collisionnel tend vers cet état d'équilibre s'il n'y a pas de dispositif de contrôle. L'avantage (ou l'inconvénient) des plasmas thermiques est qu'ils possèdent une forte densité volumique d'énergie, due aux importantes températures et qu'ils sont généralement produits à haute pression (i. e. \geq pression atmosphérique). Lorsqu'ils sont contrôlés, les plasmas thermiques, également appelés plasmas à l'équilibre thermodynamique, sont utilisés pour

1 Généralités sur les plasmas et propriétés des arcs électriques

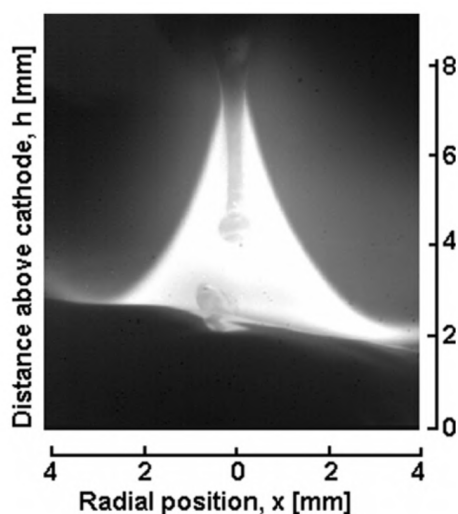


FIGURE 1.5 – Exemple de plasma thermique pour le soudage [22].

de nombreuses applications, notamment en métallurgie pour la découpe de matériaux, les procédés de soudage (voir illustration sur la figure 1.5) ou bien les fours à arc pour la production d'acier. On retrouve également les plasmas thermiques pour des applications liées aux traitements de surface, à la décomposition des déchets et d'autres formes de procédés utilisant des arcs électriques sont à l'étude pour la synthèse de nanoparticules [21]. En général, les plasmas thermiques sont produits à haute pression et les températures sont de l'ordre de 10 000 K à 20 000 K. C'est pourquoi, lorsque ces plasmas ne sont pas contrôlés, ou indésirables, ils génèrent des dégâts parfois considérables.

Du fait des pertes importantes par conduction, convection ou rayonnement, les plasmas thermiques ne sont jamais à l'équilibre thermodynamique complet (ETC). En effet, l'ETC impliquerait que la température du plasma soit uniforme dans tout le volume, et que toutes les propriétés soient fonction uniquement de cette température, résultant d'un équilibre cinétique et chimique [20] en tout point du plasma. Ainsi, le rayonnement qu'un plasma émet à l'ETC se traduit par la loi du Planck du corps noir, c'est-à-dire que le rayonnement ne dépend que de la température, ce qui est le cas au cœur des étoiles par exemple. En revanche, pour les plasmas artificiels créés sur terre, les pertes d'énergie vers le milieu extérieur sont trop importantes, et il en résulte des gradients de température dans le volume de plasma qui ne permettent plus de le considérer en ETC. Les plasmas thermiques sont alors souvent considérés en Équilibre Thermodynamique Local (ETL), c'est-à-dire que l'équilibre cinétique et chimique ne se fait plus de manière uniforme et homogène sur tout le volume du plasma, mais il se fait localement. Ils diffèrent donc des plasmas en ETC par

des variations locales de leurs propriétés (à condition que les gradients soient suffisamment faibles toutefois) et un rayonnement qui ne suit plus celui de l'équilibre thermodynamique (loi de Planck). Le plasma est alors optiquement mince sur une large gamme de longueurs d'onde, ce qui signifie que le rayonnement s'en échappe sans être absorbé, d'où les pertes radiatives importantes. Si le rayonnement s'en échappe, les processus d'excitation et d'ionisation des espèces par photo-absorption sont quasi négligeables.

Pour être à l'ETL, il faut toutefois qu'il y ait un équilibre entre l'excitation et la désexcitation des niveaux de populations (distribution de Boltzmann) et un équilibre entre les processus d'ionisations et les processus de recombinaisons (loi de Saha-Eggert). Si donc le rayonnement est peu impliqué dans les mécanismes d'excitation et d'ionisation, pour être à l'ETL, les collisions doivent dominer dans les processus de peuplement. Les collisions doivent également être le processus dominant pour atteindre l'équilibre cinétique ($T_e \simeq T_i \simeq T_n$). Avec leur grande mobilité électrique, les électrons soumis à un champ électrique acquièrent rapidement de l'énergie cinétique qu'ils transfèrent aux neutres à chaque collision. Du fait de la très grande différence entre leurs masses, la fraction d'énergie (lors des collisions élastiques) transférée entre un électron et un neutre est très faible. Pour obtenir un équilibre cinétique entre les espèces, il faut donc que la fréquence de collisions électron-neutre soit élevée, et celle-ci est directement proportionnelle à la densité des neutres, donc à la pression P . On peut montrer que la différence entre la température des électrons et celle des neutres est proportionnelle au carré du rapport du champ électrique E sur la pression [9, 20] :

$$\frac{T_e - T_n}{T_e} \sim \left(\frac{E}{P}\right)^2 \quad (1.6)$$

L'équilibre cinétique est donc atteint pour des valeurs de E/P faibles. Cela implique que la pression doit être suffisamment élevée pour que les processus collisionnels soient les mécanismes dominants des plasmas thermiques. Selon [9] et [20], les deux températures convergent pour des pressions supérieures à 10-100 mbar.

On voit sur la figure 1.3, que les arcs électriques apparaissent pour des densités électroniques comprises entre 10^{16} et 10^{18} cm^{-3} et pour des énergies de l'ordre de $T_e \simeq 1 \text{ eV}$. Comme on considère que les arcs sont à l'ETL, la température des espèces lourdes est égale à celle des électrons et on a $T_e \simeq T_l \simeq 1 \text{ eV}$, avec 1 eV qui équivaut à une température d'environ 11 600 K ($1 \text{ eV} = k_B T$).

Les arcs électriques apparaissent après la thermalisation du plasma, c'est-à-dire après l'établissement de l'équilibre cinétique entre les espèces lourdes et les électrons. Cette étape est

1 Généralités sur les plasmas et propriétés des arcs électriques

nécessairement précédée par une phase où le plasma est hors-équilibre thermodynamique. Cette phase est cruciale pour comprendre l'amorçage des arcs, que nous décrivons dans la section suivante (1.2), avant de passer à la description des arcs électriques (section 1.3).

1.2 De l'avalanche électronique initiale aux arcs électriques

On s'intéresse dans cette section aux mécanismes qui conduisent à l'apparition des arcs électriques. Bien souvent, la phase de claquage qui précède un arc électrique, est définie selon le mécanisme de Townsend. Ce type de claquage, que l'on décrit dans la section 1.2.1, est surtout valable pour des basses pressions, ou pour des valeurs du produit $p \times d$ faibles. Ce mécanisme d'amorçage de Townsend n'est plus vérifié dans l'air à pression atmosphérique, où des phénomènes plus complexes et plus rapides prennent place (mécanisme de streamer) [23].

On se propose ici de définir les différents schémas d'amorçage possibles d'un arc électrique, dans le cas où la décharge se produit par différence de potentiel entre deux électrodes. On s'intéresse tout d'abord aux **mécanismes** d'amorçage, Townsend et streamer, qui ont tout deux pour point commun de débiter par une avalanche électronique initiale. La figure 1.6 schématise ces deux types d'amorçage, que nous détaillons dans cette partie. On discute ensuite, dans la section 1.2.3, des **méthodes** d'amorçage (par surtension ou par contact).

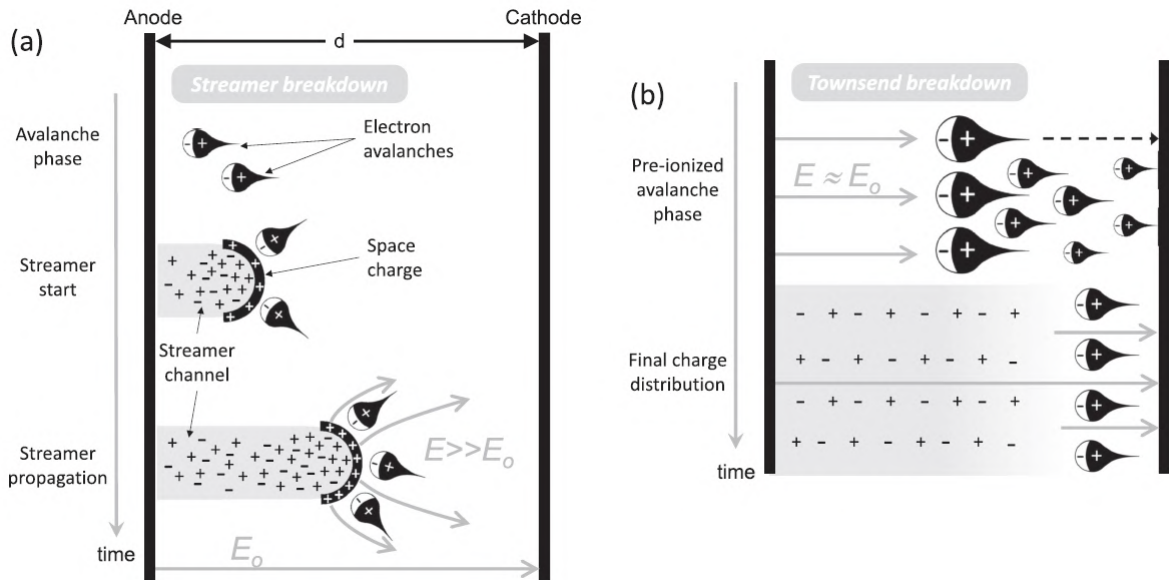


FIGURE 1.6 – Mécanismes d'amorçage d'une décharge électrique [24]. (a) Amorçage streamer. (b) Amorçage Townsend.

1.2.1 Mécanisme de Townsend

Le mécanisme d'amorçage de Townsend s'applique pour des gaz à basse pression, généralement $< 1 \text{ mbar}$. A pression atmosphérique, le mécanisme de Townsend peut s'appliquer, mais à condition que le gaz soit suffisamment pré-ionisé [24], et dans ce cas particulier, l'évolution de la décharge ainsi que l'émission secondaire des électrons à la cathode sont différents du cas basse pression.

En appliquant un champ électrique uniforme entre deux électrodes planes séparées d'une distance d (figure 1.7), les électrons libres, qui sont présents dans le gaz du fait des rayons cosmiques, de la radioactivité, ou bien encore d'une décharge précédente, sont accélérés vers l'anode. Ces électrons, avec leur masse très faible et leur grande mobilité, acquièrent de l'énergie du champ électrique bien plus rapidement que les ions, et le transmettent par collisions aux autres constituants du gaz (atomes et molécules neutres). Le processus dominant (en dehors des collisions élastiques) qui s'établit sur des échelles de temps très courtes ($< 10 \text{ ns}$), est l'excitation et l'ionisation des atomes du gaz par collisions. Cela s'explique notamment en considérant le rapport γ d'énergie cinétique moyenne transférée par une particule de masse m à une autre particule de masse M lors d'une collision élastique [16] :

$$\gamma = \frac{2mM}{(m + M)^2} \quad (1.7)$$

On constate que pour une collision électron-neutre, ce rapport se simplifie en $\gamma \simeq 2m/M$ car $M \gg m$, et dans le cas d'un atome d'hydrogène ce rapport vaut alors environ 10^{-3} . Le transfert d'énergie est donc très faible, ce qui explique que l'excitation et l'ionisation par impact électronique sont prépondérants, et que la thermalisation du gaz ne peut se faire qu'après de très nombreuses collisions, donc sur des échelles de temps beaucoup plus longues ($\sim 1 \mu\text{s}$ pour un plasma à pression atmosphérique).

Dans un gaz à basse pression, le libre parcours moyen des électrons est suffisamment élevé pour que ces derniers acquièrent l'énergie nécessaire pour ioniser les atomes neutres. Ainsi une avalanche électronique initiale permet une réaction en cascade, avec tout au long de la distance inter-électrodes la création de paires électron-ions (figure 1.7). Les ions créés se dirigent vers la cathode jusqu'à leur impact, ce qui génère alors d'autres électrons qui viennent alimenter la décharge. Ce phénomène d'émission secondaire est nécessaire pour obtenir une décharge auto-entretenu. Les différentes étapes de cette décharge basse pression sont représentées sur la figure 1.8, qui montre son évolution en fonction du courant et de la tension appliquée aux électrodes. Toutes ces étapes sont très souvent décrites en dé-

1.2 De l'avalanche électronique initiale aux arcs électriques

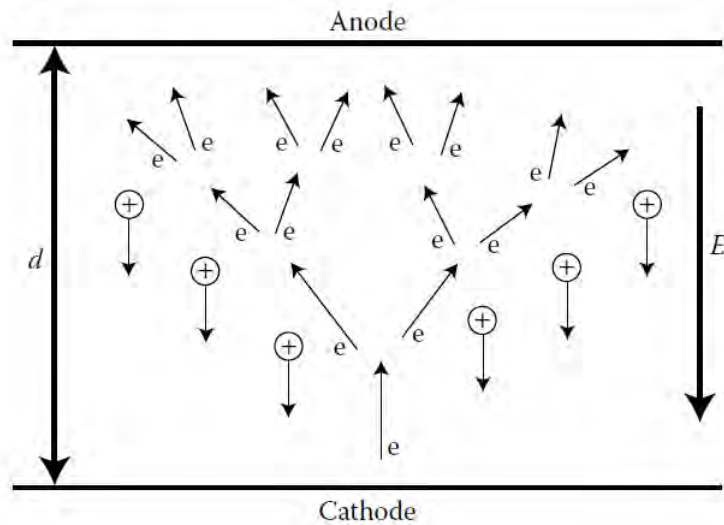


FIGURE 1.7 – Avalanche électronique [20].

tail dans tous les ouvrages sur les arcs ou sur les plasmas en général ; il n'est pas nécessaire de décrire ici chaque régime de décharge, mais simplement de constater que l'augmentation progressive du courant finit par aboutir à un arc électrique (à partir d'environ $\sim 1 A$).

La succession d'avalanches électroniques constitue donc le phénomène d'amorçage de Townsend qui conduit progressivement jusqu'au régime d'arc. Ce processus n'est valable que pour des pressions faibles pour que le libre parcours moyen soit assez grand pour que les électrons acquièrent suffisamment d'énergie pour pouvoir ioniser les atomes neutres. Lorsque la pression augmente, le mécanisme de Townsend ne peut plus expliquer l'amorçage d'une décharge. À pression atmosphérique, une décharge s'établit beaucoup plus rapidement que celle prédit par le mécanisme de Townsend [14]. En effet, l'impact des ions à la cathode, nécessaire pour l'émission d'électrons secondaires, ne peut s'établir, du fait de la faible mobilité des ions, que sur des temps de l'ordre de $10^{-5} s$ [9]. Or les décharges à pression atmosphérique dans l'air s'établissent sur des temps de plusieurs ordres de grandeurs inférieurs ($\sim 10^{-9} s$) et ne dépendent pas du matériau de la cathode [20]. Pour expliquer ces décharges rapides à pression atmosphérique, la théorie des « streamers » a été développée dans les années 1960. Étant donné qu'un arc dans un avion s'amorce à une pression comprise entre environ 10 kPa (pression en altitude) et la pression atmosphérique, et que les tensions dans les systèmes électriques sont de plus en plus élevées, il n'est pas improbable que le mécanisme de streamer soit privilégié pour l'établissement d'un arc électrique. On établit brièvement dans la section suivante, les principales caractéristiques

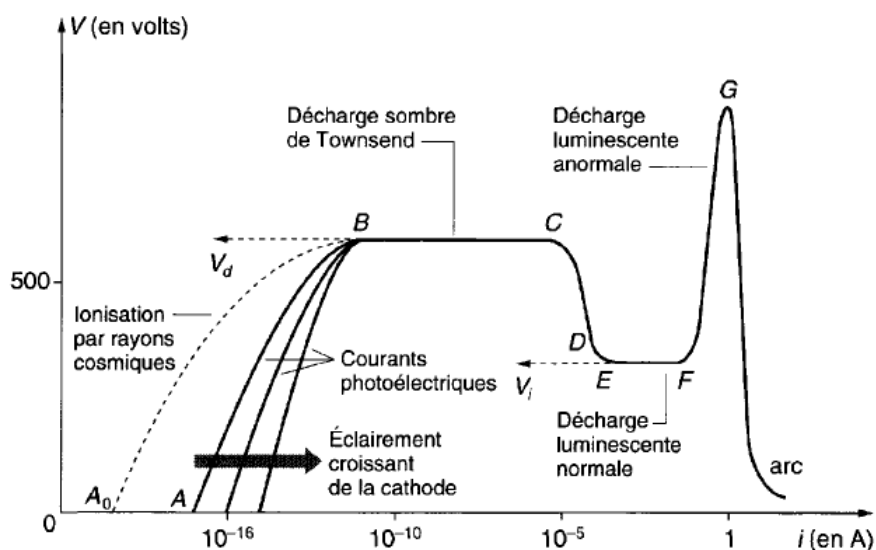


FIGURE 1.8 – Caractéristique U-I [18].

des streamers, précurseurs donc, des arcs dans l'air à pression atmosphérique.

1.2.2 Mécanisme de « streamer »

Selon Raizer [14], la transition entre un amorçage de type Townsend et un amorçage par streamer se fait en fonction du produit de la pression (p) et de la distance inter-électrodes (d) : en dessous de 200 Torr.cm c'est le mécanisme de Townsend qui prédomine, tandis qu'au-dessus c'est le mécanisme de streamer qui prédomine [14, 20]. Cela donne une base d'application pour ces différents mécanismes, mais cet auteur précise également que cette limite est assez incertaine, et que des formes intermédiaires entre les deux mécanismes peuvent exister. Il existe toutefois un critère d'existence d'un streamer, le critère de Meek, qui impose que l'amplification de l'avalanche électronique initiale soit suffisante [14, 20, 24, 33] :

$$\alpha d \geq 20 \iff N_e = e^{\alpha d} \geq 10^8 \quad (1.8)$$

où d est la distance inter-électrodes, N_e est le nombre d'électrons créés par l'avalanche électronique, et α est le premier coefficient de Townsend qui décrit le taux d'ionisation par collisions. Autrement dit, cette condition implique que le nombre d'électrons dans l'avalanche électronique initiale doit être supérieur ou égal à 10^8 pour qu'un streamer puisse apparaître. Généralement, on obtient un streamer en appliquant des fortes surtensions,

1.2 De l'avalanche électronique initiale aux arcs électriques

qui permettent d'avoir des champs électriques qui dépassent la valeur de claquage du gaz considéré (dans l'air à pression atmosphérique, ce champ est d'environ 27 kV/cm).

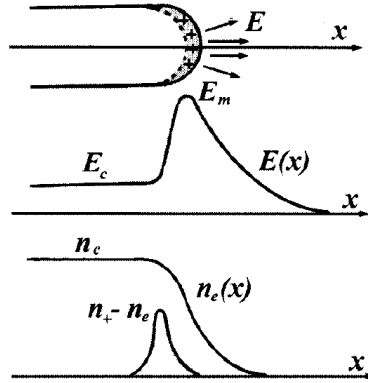


FIGURE 1.9 – Champ électrique et densité électronique d'un streamer [25]

Le point commun avec le mécanisme de Townsend, est qu'un streamer est également amorcé par une avalanche électronique initiale. Toutefois, dans le cadre des streamers, l'avalanche électronique initiale n'amorce pas d'autres avalanches, comme pour le mécanisme de Townsend, mais crée une charge d'espace qui augmente localement le champ électrique de manière importante (voir figure 1.9). Si cette charge d'espace est suffisamment importante (critère de Meek), le champ électrique créé permet l'ionisation de proche en proche des atomes neutres du gaz, en particulier par le processus de photo-ionisation [24]. Ce phénomène se propage vers la cathode (dans le cas d'un streamer positif) à des vitesses très élevées (de l'ordre de 10^8 cm/s); pendant l'établissement de cette décharge les ions sont considérés comme immobiles. La propagation de cette charge d'espace, s'accompagne de l'ionisation et de l'excitation des atomes, et donc de l'émission de lumière. C'est ce qui est montré sur la figure 1.10, où l'on peut suivre le déplacement de la tête du streamer (« plasma bullet ») (ici la propagation du streamer est guidée¹ par l'utilisation d'un flux de gaz He/O_2). Après le passage de cette tête de streamer, il subsiste un étroit canal conducteur (plasma), d'un diamètre compris entre 0,1 et 1 mm, et avec une densité électronique de l'ordre de $10^{12} - 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ [16].

Si ce streamer atteint l'électrode opposée, on obtient donc un canal conducteur, qui établit

1. Bien que les énergies d'ionisation soient les plus élevées pour les gaz rares, il est plus facile d'amorcer une décharge dans un gaz rare que dans l'air. Dans ce dernier cas, les électrons perdent beaucoup d'énergie dans les collisions impliquant les énergies vibrationnelles ou rotationnelles des molécules, ce qui ne favorise pas le processus d'ionisation par collision directe.

1 Généralités sur les plasmas et propriétés des arcs électriques

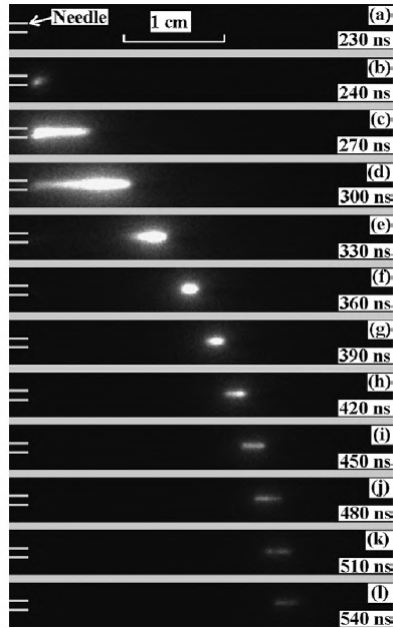


FIGURE 1.10 – Imagerie rapide de la propagation d’un streamer [27].

le passage du courant entre les deux électrodes². Lors de cette phase de streamer qui dure quelques centaines de nanosecondes (pour des distances de l’ordre de quelques centimètres comme montré sur la figure 1.10), l’échauffement du gaz est très limité, le plasma est hors-équilibre thermodynamique avec une température des électrons de l’ordre de 1 eV, tandis que les particules lourdes sont très proches de la température ambiante.

Une fois que ce canal conducteur s’est formé entre les deux électrodes, le courant de cette décharge est susceptible d’augmenter très rapidement si l’alimentation électrique le permet. C’est ce que l’on voit sur la figure 1.11, où dans un premier temps, la phase initiale de streamer correspond à des niveaux de courant ne dépassant pas quelques centaines de mA, puis l’augmentation du courant fait basculer la décharge dans un régime d’étincelle (spark) [32]. Cette étape de la décharge, caractérisée par une luminosité plus importante et uniforme, correspond à une augmentation du courant ($\sim 1 A$), ainsi qu’à une augmentation de la température du gaz ($\sim 1000 K$ [30]); la décharge est alors toujours hors-équilibre thermodynamique ($T_e > T_n$). Cette étincelle évoluera finalement vers un arc électrique si l’alimentation permet de délivrer des courants $> 1 A$. Cette ultime étape intervient donc

2. Dans le cas où le streamer n’atteint pas l’électrode opposée (distance inter-électrodes trop élevée et/ou tension pas assez élevée), on obtient alors une décharge couronne (parfois nommée décharge partielle) [24, 28].

1.2 De l'avalanche électronique initiale aux arcs électriques

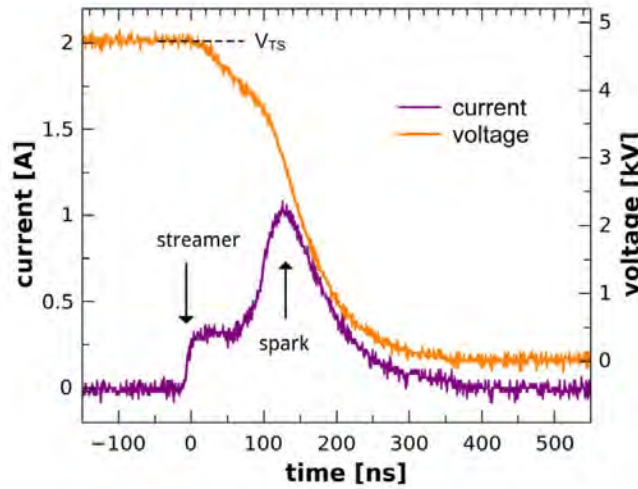


FIGURE 1.11 – Transition d'un streamer vers une étincelle dans l'air à pression atmosphérique [29].

après la thermalisation des espèces neutres du gaz, jusqu'à atteindre l'équilibre thermodynamique local (cet équilibre s'établit sur des durées $\sim 1 \mu s$ [24] après le début de la décharge, pour des plasmas à la pression atmosphérique uniquement), et s'accompagne de l'échauffement de la cathode, qui va alors libérer des électrons par émission thermionique [31]. Notons également que la transition vers un arc électrique est caractérisée par une forte chute de tension (figure 1.11) et donc d'une diminution de la valeur du rapport E/P , corollaire à l'établissement d'un plasma thermique (voir section 1.1.4).

1.2.3 Méthodes d'amorçage

On vient de voir les deux cas typiques qui permettent de bien distinguer les mécanismes responsables de l'amorçage d'une décharge. Dans le premier cas, l'application d'un champ électrique uniforme dans un tube à basse pression conduit au mécanisme d'avalanches électroniques successives (Townsend), tandis qu'à pression atmosphérique c'est l'application d'une forte surtension avec généralement une configuration d'électrode qui génère un champ électrique inhomogène (configuration pointe-plan par exemple), qui permet d'obtenir une décharge ultra-rapide de streamer. Ces deux mécanismes d'amorçage conduisent, *in fine*, à l'établissement d'un arc électrique.

Dans le cas qui nous intéresse, celui des arcs électriques établis à la pression atmosphérique et sans l'utilisation de tension dépassant le seuil de claquage de l'air, il faut utiliser d'autres

1 Généralités sur les plasmas et propriétés des arcs électriques

moyens qui permettent d'aboutir à un arc. Il existe plusieurs façons pour amorcer un arc qui fonctionnent toutes selon le même principe : établir un contact temporaire entre les deux électrodes. Ce contact peut se faire avec de l'eau, ou bien avec un fil de métal fin (ou FOD pour Foreign Object Debris), ou encore par séparation de contact (les deux électrodes sont d'abord mises en contact puis séparées). Lors de la séparation de contact ou bien avec l'utilisation d'un fil de métal fin, il y a vaporisation du métal qui permet d'engendrer un arc électrique à l'aide de ces vapeurs métalliques, qui s'ionisent plus facilement que l'air. Dans le cadre de cette thèse, l'amorçage s'est effectué avec de l'eau salée (les détails de la procédure d'essai seront expliqués dans la section 2.2). Il est intéressant de constater que lorsque l'eau n'était pas salée, on ne pouvait pas amorcer d'arc. Ainsi, la conductivité de l'eau, et donc le nombre de porteurs de charge, a une influence sur la capacité à amorcer la décharge électrique.

On peut donc supposer que le cas de l'eau salée ou celui d'un contact métallique entre les électrodes, joue le rôle d'un milieu pré-ionisé, nécessaire à l'établissement d'une décharge dans un milieu dense et sous basse tension. En effet, dans le cas d'un milieu dense pré-ionisé, des avalanches électroniques se forment dans tout le volume, et si le milieu est suffisamment pré-ionisé, ces avalanches se recouvrent, et l'amorçage de la décharge est alors plus homogène que dans le cas d'un streamer [24]. On retrouverait dans ce cas, un mécanisme d'amorçage de type Townsend (voir figure 1.6).

On retrouve cependant un claquage de type streamer dans de l'eau non salée avec une forte surtension [33]. Les limites entre les différents types d'amorçage ne sont toutefois pas clairement établis [14].

1.3 Les arcs électriques

Les mécanismes d'amorçage d'un arc électrique peuvent être très différents comme on vient de le voir. Malgré tout, une fois amorcés, les arcs électriques présentent des caractéristiques similaires quelque soit le processus d'amorçage. Les arcs électriques dont on décrit les propriétés dans cette partie sont considérés, comme mentionné plus haut, à l'ETL (voir section 1.1.4). Cela est justifié lorsque le courant et la pression sont suffisamment élevés (courant supérieur à 1 A et pour des pressions supérieures ou égales à environ 10-100 mbar). Malgré ces restrictions, il existe une grande variété d'arc électrique qui ont tous des propriétés communes. Selon Boulos *et al* [9], il y a trois principales caractéristiques qui permettent de distinguer les arcs des autres types de décharges : une densité de courant importante, une forte chute de tension, et enfin, un rayonnement élevé.

La figure 1.12 permet de visualiser schématiquement les différentes régions de l'arc électrique ainsi que les distributions de courant électronique (I_e) et ionique (I_i). La partie centrale (zone 3 sur la figure 1.12) qui occupe la quasi-totalité du volume de l'arc est nommée colonne positive (décrit dans la section 1.3.1) ; de part et d'autre de celle-ci se trouvent les zones anodique (zones 4 et 5) et cathodique (zones 1 et 2) qui ne couvrent que quelques centaines de μm tout au plus [39], mais où les mécanismes qui s'y produisent sont essentiels pour comprendre, entre autres, le maintien de l'arc et la dégradation des électrodes (voir section 1.3.2).

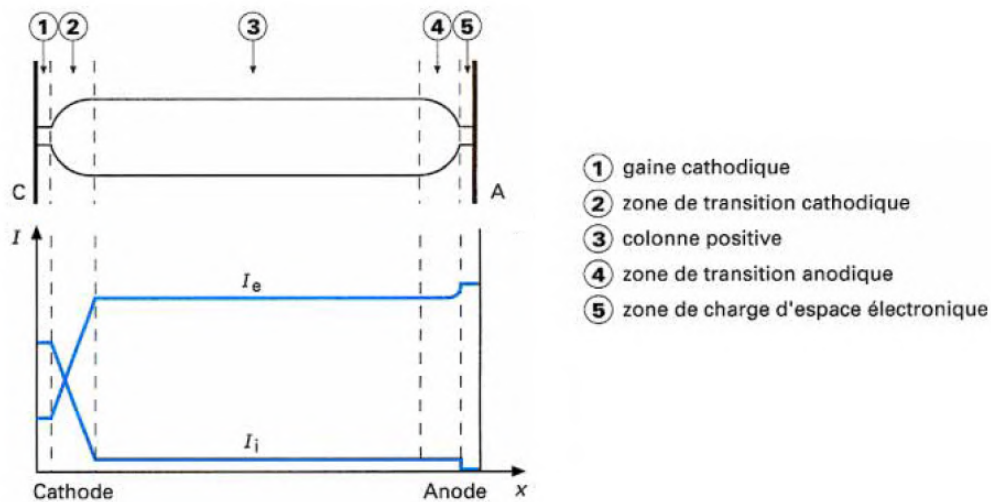


FIGURE 1.12 – Représentation schématique de l'arc électrique et distributions de courant d'après [35].

1 Généralités sur les plasmas et propriétés des arcs électriques

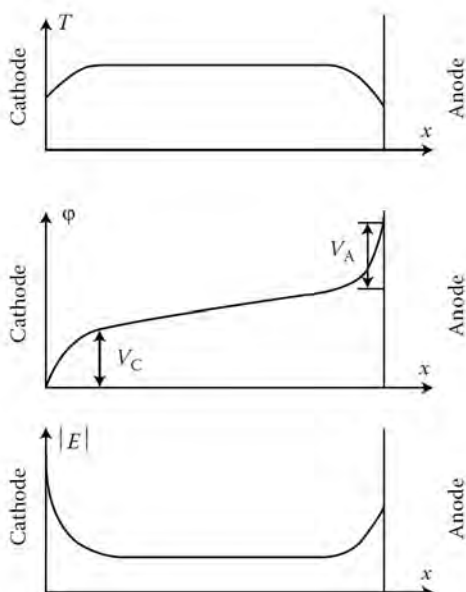


FIGURE 1.13 – Température, potentiel et champ électrique dans un arc, d'après [20].

On voit également sur la figure 1.13, les répartitions schématiques de la température, du potentiel et du champ électrique dans les différentes régions de l'arc. Dans la colonne d'arc, les profils de température, de potentiel et de champ électrique sont globalement uniformes. La température diminue et s'écarte de l'ETL dans les régions anodique et cathodique uniquement. C'est dans ces deux régions de très faibles dimensions qu'on observe une chute de potentiel importante, et donc un fort champ électrique, nécessaire à l'ionisation et à l'accélération des particules.

1.3.1 Colonne d'arc

La colonne positive est donc caractérisée par un champ électrique constant (linéarité du potentiel), et un profil de température uniforme dans sa longueur. Contrairement aux zones anodique et cathodique qui sont principalement des zones de charges d'espace, la colonne positive est un plasma, généralement considéré comme étant à l'équilibre thermodynamique local (ETL)³. Le champ électrique y est relativement faible, ce qui implique une valeur du rapport E/N faible également, condition nécessaire comme on l'a vu, à

3. Des écarts à l'ETL existent, en particulier dans les zones périphériques de l'arc et les zones anodique et cathodique. On considérera dans cette thèse que la colonne d'arc est à l'ETL, même si certains travaux considèrent un arc comme un plasma à deux températures.

l'établissement de l'ETL.

Même si la température des espèces est quasiment identique, la mobilité des électrons est beaucoup plus élevée que celle des ions du fait de la différence de leur masse (le rapport de la masse du proton sur celle de l'électron vaut 1836). On obtient que la vitesse de dérive de ces espèces (c'est-à-dire la vitesse qu'elles atteignent sous l'action d'un champ électrique E : $v = \mu E$) sont telles que $v_i \ll v_e$ (avec v_i et v_e les vitesses de dérive des ions et des électrons respectivement), car $\mu_i \ll \mu_e$ [19], où μ est la mobilité électrique. Par conséquent, la densité de courant total j dans la colonne de plasma est donnée par :

$$j = j_+ + j_- = e(n_i v_i + n_e v_e) \quad (1.9)$$

$$j \simeq j_- = e n_e v_e = e n_e \mu_e E = \sigma E \quad (1.10)$$

où j_- et j_+ sont respectivement les courants d'électrons et d'ions, et σ est la conductivité électrique du plasma. Dans la colonne d'arc, le courant total de la colonne est donc majoritairement apporté par les électrons (voir figure 1.12). Les faibles dimensions radiales d'un arc impliquent des densités de courant très élevées dans la colonne d'arc (de l'ordre de $10^6 A/m^2$ ou plus), et d'autant plus au niveau des pieds d'arc qui sont de plus faibles dimensions que la colonne. Ces fortes densités de courant génèrent un effet Joule important dans la colonne d'arc, responsable de l'augmentation en température de l'arc ($\sim 10^4 K$). En effet, la puissance volumique générée par effet Joule donnée par $p = jE = \sigma(T)E^2$ est proportionnelle à la conductivité du plasma $\sigma(T)$, elle-même dépendante de la température du plasma. Or pour que l'air ait une conductivité suffisante pour faire passer des densités de courant élevées, il faut que la température soit de l'ordre de $10^4 K$ [9]. L'ajout d'une faible quantité de vapeurs métalliques permet d'augmenter la conductivité d'un plasma d'air, ce qui peut avoir pour conséquence de diminuer sa température. Ce dernier point sera discuté dans les résultats de spectroscopie d'émission optique (section 2.1.5).

Du fait des hautes températures que présente un arc dans l'air à pression atmosphérique, une partie de l'énergie dans la colonne d'arc est cédée par rayonnement. La forte luminosité caractéristique des arcs (à pression atmosphérique) est issue à la fois de la composante continue du spectre d'émission (transitions libre-libre et libre-lié) et des raies atomiques (transitions lié-lié). Ces dernières, issues des désexcitations des niveaux énergétiques des atomes, seront utilisées pour réaliser des diagnostics à l'aide de la spectroscopie optique d'émission.

Le courant électrique axial induit un champ magnétique radial qui tend à confiner les particules chargées à l'intérieur de l'arc (diminution du diamètre de l'arc) et qui s'oppose

1 Généralités sur les plasmas et propriétés des arcs électriques

aux forces de pression. Cette force de « pincement » de l'arc (« pinch effect »), due à la composante magnétique de la force de Lorentz ($\vec{F} = \vec{j} \wedge \vec{B}$), est toutefois négligeable au niveau de la colonne positive pour la plupart des arcs [35]. En effet, la pression que génère cette force est proportionnelle au courant d'arc, mais il faut des courants considérables ($\sim 10\,000\text{ A}$) pour atteindre une pression sur l'axe de la colonne de 1 atm [20]. Cependant, au niveau des zones de contraction de l'arc (zones anodique et cathodique), à cause de l'augmentation de la densité de courant et surtout, de l'interaction entre la composante radiale du courant avec le champ magnétique induit, les forces de pincement magnétique peuvent être responsables d'un effet de pompage du gaz environnant (voir section 1.3.2).

1.3.2 Zones anodique et cathodique

La colonne d'arc est un plasma thermique dans lequel toute séparation de charges, induit un champ électrique important (forces de Coulomb) qui tend à maintenir le plasma électriquement neutre. C'est pourquoi les zones de charges d'espace (zones contenant un ensemble de charges positives ou négatives) ne peuvent exister que pour des épaisseurs très faibles [19]. Dans le cas d'un arc électrique, les deux régions de charges d'espace de part et d'autre de la colonne, les zones anodique et cathodique, sont toujours inférieures au millimètre [39] [40]. Bien que de faibles dimensions par rapport au reste de l'arc, ces zones sont d'une importance capitale dans l'étude des mécanismes de maintien de l'arc, car elles exercent la transition entre le plasma et le métal. C'est par ces zones qu'est diffusée une grande partie de la puissance totale de l'arc, qui génère la forte dégradation des électrodes. On a vu en effet, que la densité de courant est très élevée dans la colonne, mais elle l'est encore plus au niveau des pieds d'arc, car ceux-ci ont des dimensions radiales plus faible que la colonne. Les densités de courant peuvent atteindre des valeurs de l'ordre de 10^9 A/m^2 (l'ordre de grandeur varie selon le courant d'arc, le type d'électrode, etc...). Par conséquent les puissances surfaciques aux électrodes sont considérables, et expliquent facilement leur forte dégradation.

En plus d'une densité de puissance très élevée, ces deux régions sont caractérisées par des chutes de potentiel importantes (voir figure 1.13), dans lesquelles sont accélérés les ions ou les électrons vers la cathode et l'anode respectivement. On voit sur la figure 1.14, la région cathodique, avec une zone de contraction puis la zone de charge d'espace ; le contact avec l'électrode, appelé tache cathodique (ou anodique) est de faible diamètre (de l'ordre du millimètre [41]).

La cathode chauffée à cause de la forte densité de courant qu'elle reçoit, et émet en retour un flux d'électrons : c'est l'effet thermoionique. Si la température de la cathode est trop

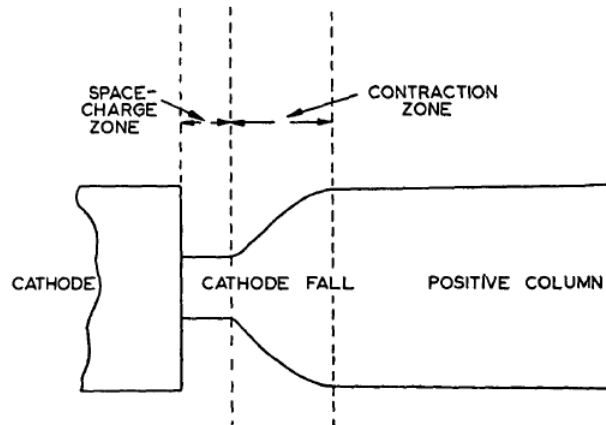


FIGURE 1.14 – Schéma de la zone cathodique [36].

faible, l'effet thermoionique n'est pas suffisant pour expliquer l'important flux d'électrons émis par la cathode et il faut alors tenir compte de l'émission par effet de champ, c'est-à-dire l'émission d'électrons à la cathode par l'application d'un champ électrique [42, 43]. Selon les types d'arc, l'un ou l'autre de ces deux types d'émission d'électrons est prépondérant. L'émission thermoionique sera suffisante pour expliquer le courant émanant d'une cathode en matériau réfractaire (c'est-à-dire possédant une forte résistance aux contraintes thermique, chimique, ...) portée à haute température, tandis que l'émission par effet de champ sera privilégiée pour les cathodes froides à bas point de fusion. Dans les cas intermédiaires, ce sont les deux processus d'émission qui contribuent à l'émission des électrons à la cathode.

L'anode est, quant à elle, le lieu de collecte de l'important flux d'électrons alimenté par la cathode, mais où l'émission d'ions positifs y est toutefois faible. La zone anodique présente des caractéristiques similaires à celle de la zone cathodique (chute de tension, zone de contraction, échauffement de l'électrode, dégradation, ...) [36].

Les zones anodique et cathodique sont le lieu de jets de vapeurs métalliques et de projections de gouttelettes en fusion, qui influencent plus ou moins selon les cas, la composition du plasma, et de surcroît ses propriétés (un plasma contenant un certain pourcentage d'ions métalliques est différent d'un plasma d'air pur). En effet, ces jets sont dirigés vers l'arc et l'alimentent directement en vapeurs métalliques. Les atomes constituant le métal des électrodes sont plus facilement ionisés que ceux de l'air (l'énergie d'ionisation est plus faible) et par conséquent, ces jets de vapeurs métalliques peuvent faciliter le maintien d'un défaut d'arc.

Un autre effet qui peut se produire aux voisinage des électrodes est le pompage du gaz

1 Généralités sur les plasmas et propriétés des arcs électriques

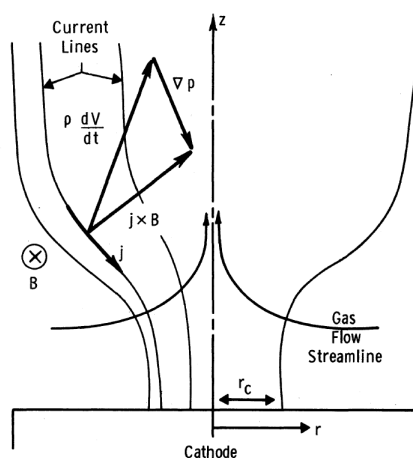


FIGURE 1.15 – Effet de pompage du gaz à la cathode [79].

environnant dans le plasma. On a vu que dans la colonne d'arc, le champ magnétique induit par le courant, crée une force radiale ($\vec{F} = \vec{j} \wedge \vec{B}$) qui tend à confiner les particules chargées vers le centre du plasma. Or, à proximité de la cathode, la zone de contraction du plasma engendre une composante axiale à cette force (voir le schéma de la figure 1.15), et cette force axiale induit un effet de pompage du gaz environnant vers le plasma [19]. Le même effet peut être reproduit sur la colonne d'arc, en réduisant le diamètre de l'arc à l'aide d'un diaphragme par exemple [9]. Dans les essais que nous avons effectués avec des filtres interférentiels, en particulier avec un filtre centré sur une raie de l'oxygène, certaines images obtenues laissent à penser que nous observons ce phénomène de pompage de l'air au niveau de la cathode (voir la section 3.4).

1.4 État de l'art sur les défauts d'arc

Étant donné le caractère très technique du sujet, peu d'articles traitent des effets d'un arc électrique sur son environnement, et encore moins entre des câbles en conditions aéronautiques. Des travaux sont menés par les industriels mais les résultats sont confidentiels, tandis que les laboratoires de recherche académique se placent généralement dans des configurations d'études qui permettent d'obtenir la meilleure reproductibilité possible du phénomène physique, contrairement aux défauts d'arc très aléatoires que nous tentons de caractériser. Ces défauts d'arc, une fois initiés, sont susceptibles de se propager le long des câbles s'ils ne sont pas arrêtés. Ce phénomène, que l'on nomme généralement « arc tracking », est définie par le NASA Technical Standard [34] comme étant un arc initié entre deux fils ou plus, qui se maintient sur un chemin conducteur provoqué par la dégradation de l'isolant sur une distance mesurable.

Une fois amorcés, ces arcs non contrôlés voient leur température augmenter très rapidement. Par conséquent, un arc est susceptible de provoquer des dégâts très rapidement après son apparition même s'il est de courte durée⁴. Lorsque le courant et la durée de l'arc sont suffisamment élevés, l'arc se déplace rapidement et de manière aléatoire, et génère souvent la projection de nombreuses gouttelettes métalliques en fusion. Cela s'accompagne d'une forte érosion des électrodes ; la fusion et la vaporisation des électrodes induisent la présence de beaucoup de vapeurs métalliques dans le plasma initialement amorcé dans l'air, modifiant fortement sa composition chimique, et donc ses propriétés.

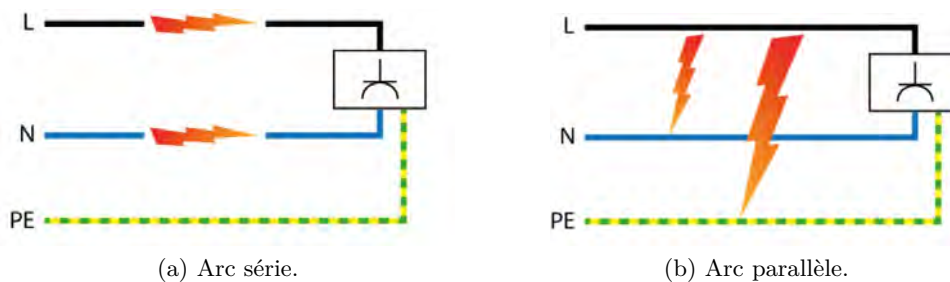


FIGURE 1.16 – Illustration des deux types de défaut d'arc entre des câbles dans un réseau électrique [44]. L : phase, N : neutre, PE : prise terre.

On peut distinguer deux types de défauts d'arc entre des câbles. Ceux qui se produisent sur une même phase, que l'on appelle arcs séries (figure 1.16a), ou bien ceux qui se produisent

4. C'est le cas par exemple des arcs très courts qui apparaissent lors de l'ouverture répétée de contacts, qui à la longue, engendrent des dégâts.

1 Généralités sur les plasmas et propriétés des arcs électriques

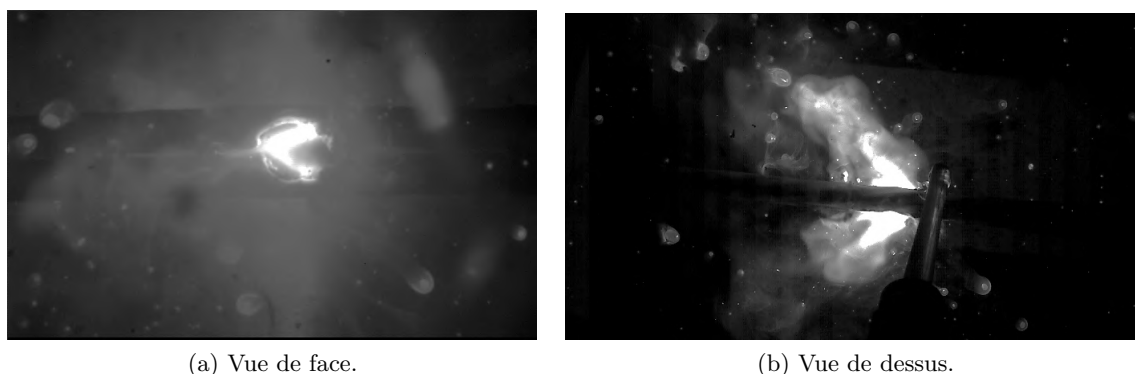


FIGURE 1.17 – Images caméra rapide. Câbles AD8, 230 Vac, 350 A, 1 bar. 3000 images par seconde, temps de pose : 30 μs .

entre deux phases différentes et que l'on appelle arcs parallèles (figure 1.16b). Dans cette thèse, seuls les arcs parallèles seront étudiés. Le cas des arcs séries correspond généralement aux problématiques des connecteurs ou des câbles sectionnés, qui ne sont pas traités dans ce manuscrit.

Un exemple typique de défaut d'arc entre deux câbles (arc parallèle) est donné sur la figure 1.17. Il s'agit d'un plasma initié dans l'air à pression atmosphérique avec une présence de vapeurs métalliques dues à la vaporisation des électrodes. Le même arc est présenté sous deux angles différents (figures 1.17a et 1.17b). On y observe la présence de nombreuses gouttelettes de métal fondu éjectées par l'arc, en plus de jet de plasma issu des électrodes. La puissance reçue par les électrodes provoque leur échauffement, puis la fusion et la vaporisation d'une partie du matériau du câble. Ainsi, l'arc se propage le long des câbles au fur et à mesure de leur ablation, illustrant le phénomène d'« arc tracking ». Ce type d'arc électrique est donc dominé par l'ablation des électrodes.

Il y a deux méthodes d'essai qui sont généralement utilisées pour provoquer un arc parallèle, et qui correspondent à des cas réels. Il y a la méthode à sec (« dry arc tracking ») et la méthode humide (« wet arc tracking »). Dans les deux cas, il s'agit d'amorçages par contact (voir section 1.2.3). La méthode à sec (figure 1.18) peut se réaliser de différentes manières. Pour simuler les contraintes mécaniques qui peuvent s'exercer sur les câbles, une lame en métal est mise en contact avec les câbles [57]. La lame effectue un mouvement de va-et-vient qui génère progressivement l'usure de l'isolant (principe du « chaffing », voir figure 1.18a) . Une fois l'isolant suffisamment dégradé, un arc est susceptible de s'amorcer entre les câbles ou la lame. Un autre cas d'amorçage sec envisageable est celui de la présence d'objets conducteurs sur des parties électriques dénudées (exemple sur la figure

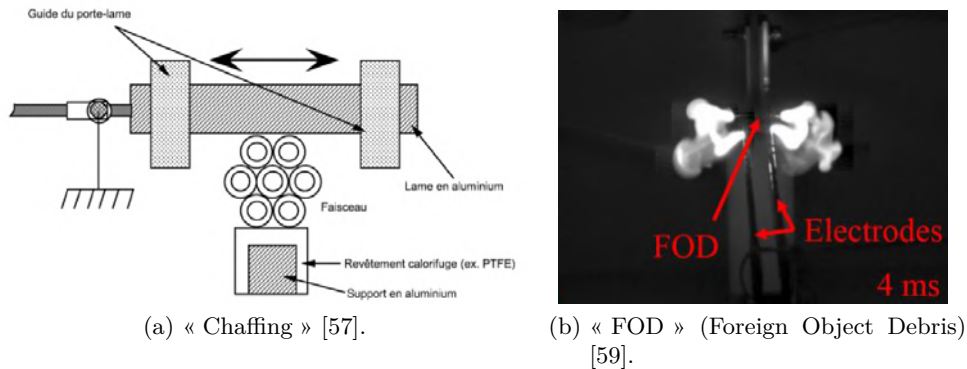


FIGURE 1.18 – Amorçages sec

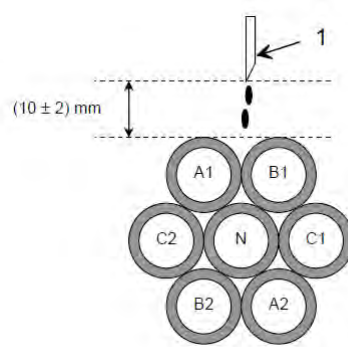


FIGURE 1.19 – Amorçage humide [58].

1.18b avec des barres de distribution électrique nues [59]). Ces objets sont appelés FOD (Foreign Object Debris) ou DOD (Domestic Object Debris) [60]. S'ils sont assez fins, le courant qui y circule peut-être suffisamment élevé pour vaporiser l'objet et ainsi amorcer un arc. La méthode humide est celle que nous utilisons pour cette thèse (figure 1.19), que nous décrirons plus en détail dans la section 2.2. Nous utilisons cette méthode, en particulier pour obtenir un amorçage optimal de l'arc (les câbles sont préalablement dénudés sur une petite surface et l'eau est salée pour augmenter sa conductivité).

1.4.1 Paramètres d'amorçage d'un arc

Regardons à présent les conditions qui favorisent l'apparition d'un arc électrique. Tout d'abord, la tension est le facteur déterminant dans l'apparition d'un arc. Plus celle-ci est élevée, plus le risque de rompre la rigidité diélectrique de l'air est importante. Plus précisément, la tension disruptive (tension pour laquelle une décharge apparaît) est régie

1 Généralités sur les plasmas et propriétés des arcs électriques

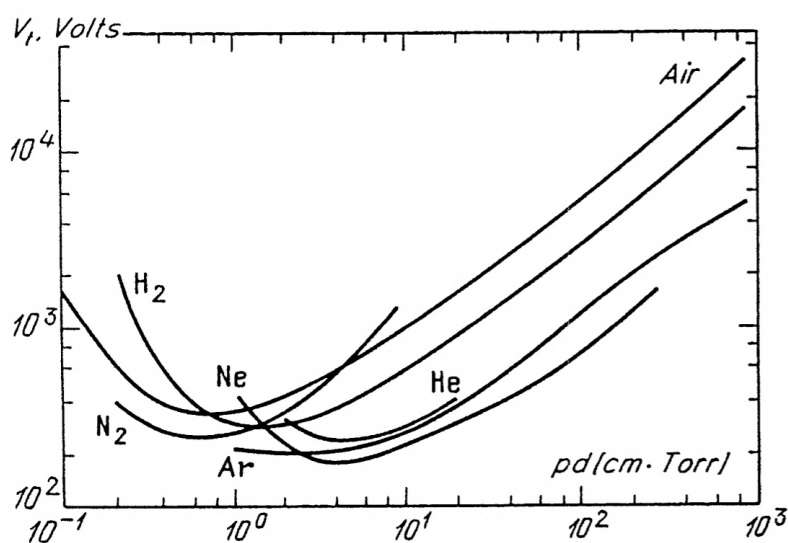
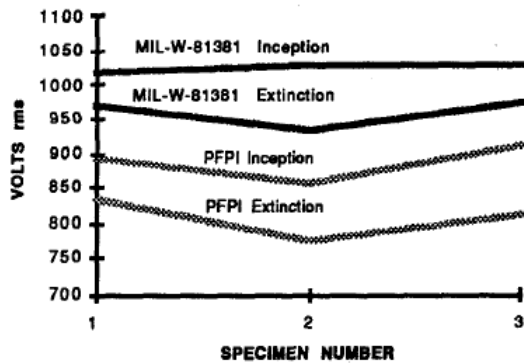


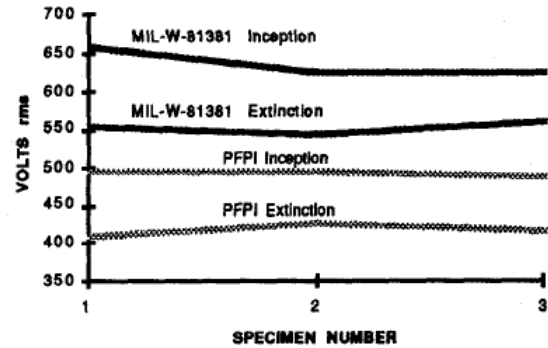
FIGURE 1.20 – Courbes de Paschen [62].

par la loi de Paschen, qui est une fonction du produit $p \times d$, pression multipliée par la distance inter-électrodes. Cette loi est valable pour un champ électrique homogène entre deux électrodes planes. On voit sur la figure 1.20 ([62]) un exemple de courbes de Paschen qui donnent la tension disruptive en fonction de $p \times d$ (en Torr.cm) pour différents gaz. Sachant que 1 bar = 750 Torr, et que pour une distance inter-électrodes de 1 mm, le produit $p \times d$ vaut 75 Torr.cm à 1 bar, on voit que dans ces conditions la tension disruptive de l'air est d'environ 5 kV. Pour 0.1 bar, elle est d'environ 1 kV. Le risque de déclencher des arcs électriques avec les alimentations prévues pour générer du 3 kV est par conséquent beaucoup plus important qu'avec du 540 V, pour une distance interélectrode égale. La pression est donc un paramètre important pour l'amorçage d'une décharge. Hammoud *et al* [63] l'ont vérifié expérimentalement ; ils ont soumis différents types de câbles à une augmentation progressive de la tension jusqu'à visualiser l'apparition d'une décharge partielle (décharge couronne), puis ils diminuent la tension jusqu'à extinction de cette décharge. Les résultats sont montrés sur la figure 1.21, où trois spécimens de chaque type de câble ont été testés ; les essais de la figure de gauche ont été réalisés à pression atmosphérique, et celle de droite à une pression d'environ 70 mbar. On voit clairement que l'apparition et l'extinction de la décharge sont présents pour des tensions plus faibles lorsque la pression est diminuée. Cela est en accord avec les courbes de Paschen ci-dessus, où la tension disruptive est plus faible pour les basses pressions.

Dans le cas des avions, le risque d'amorçage est donc accru avec une augmentation de la



Corona Test Results at Sea Level.



Corona Results at Altitude.

FIGURE 1.21 – Tensions d'apparition d'une décharge (couronne) pour différentes pressions [63].

tension appliquée sur les câbles, et surtout avec la diminution de la pression en altitude dans les zones non pressurisées de l'avion. Dans les zones pressurisées de l'avion, la pression atmosphérique n'est pas non plus atteinte en altitude, car les systèmes de pressurisation ne sont pas dimensionnés pour. Il y a donc également une légère diminution de la pression dans ces zones (qui ne doit toutefois jamais descendre en dessous de 750 mbar environ).

La distance interélectrodes est le dernier des trois paramètres importants (tension, pression, distance interélectrodes) pour l'amorçage d'une décharge. Les courbes de Paschen montrent qu'en diminuant cette distance, on se rapproche de la tension de claquage minimum. Généralement, dans un toron de câbles, la distance interélectrodes minimale est égale à deux fois l'épaisseur de l'isolant puisque les câbles se touchent. C'est pourquoi, dans le cadre de la thèse, ce paramètre ne varie pas. On devra toutefois légèrement écarter les deux câbles pour éviter d'avoir un court-circuit franc (voir section 2.2).

1.4.2 Isolants

Pour éviter le maintien et la propagation de l'arc, le premier moyen de protection est l'isolant du câble. Pendant longtemps, celui-ci était constitué uniquement de matériaux à base de polyimides dont les caractéristiques sont très appréciées dans l'aéronautique et le spatial : légers, non inflammables, stables à haute température et ayant une bonne rigidité diélectrique et une bonne tenue mécanique. Cependant, de nouveaux types de défauts sont apparus au fur et à mesure de l'augmentation de la tension dans les aéronefs, en lien avec

1 Généralités sur les plasmas et propriétés des arcs électriques

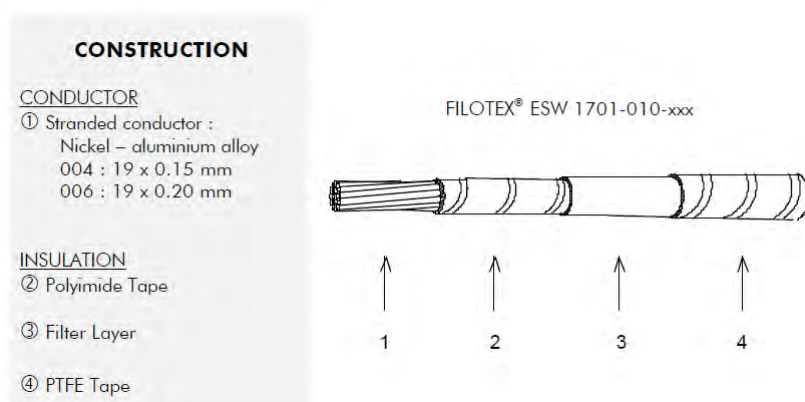


FIGURE 1.22 – Exemple de composition des isolants d'un câble

les polyimides [66]. Ces derniers deviennent conducteurs une fois qu'un arc électrique est amorcé : la chaleur de l'arc génère la pyrolyse du polyimide, formant ainsi un chemin carboné qui favorise alors la propagation en arc tracking [63]. Pour résoudre ce problème, les avionneurs ont commencé dans les années 90, à utiliser des isolants multicouches (voir exemple sur la figure 1.22) composés de polyimide et de PTFE (Polytétrafluoroéthylène ou Teflon®) [1]. L'intérêt est de rajouter une couche d'isolant à base de fluor (PTFE, ETFE, PFA ...). On peut voir, en revenant sur la figure 1.21, une comparaison de l'amorçage d'une décharge partielle entre deux types d'isolant : le MIL-W-81381 (à base de polyimide) et le PFPI (polyimide partiellement fluoré). On constate que la tension d'amorçage n'a pas augmenté dans le cas du PFPI (au contraire, elle a diminué). L'intérêt des matériaux fluorés n'est donc pas d'accroître la rigidité diélectrique de l'isolant, mais d'inhiber la propagation de l'arc lorsque celui-ci se déclenche. En effet, le fluor étant l'élément chimique le plus électronégatif (c'est-à-dire qu'il possède la plus grande capacité à attirer des électrons), il capte les électrons du plasma et permet donc de limiter la propagation de l'arc.

1.4.3 Effet du vieillissement des câbles

Au cours de leur utilisation, les câbles sont soumis à plusieurs types de contraintes (thermique, électrique, chimique, mécanique, ...) qui contribuent à leur usure et diminuent leur rigidité diélectrique. Wang *et al* [64] ont comparé l'occurrence d'apparition des arcs de défaut entre des câbles neufs et des câbles utilisés durant 4 ans. Ils ont pour cela soumis les câbles à deux impulsions de tension de 208 Vac d'une durée de 10 secondes entrecoupées par une pause de 3 minutes dans le but de tester la propension au réamorçage de l'arc. Les résultats présentés sur la figure 1.23, montrent sur le premier graphe, que les câbles

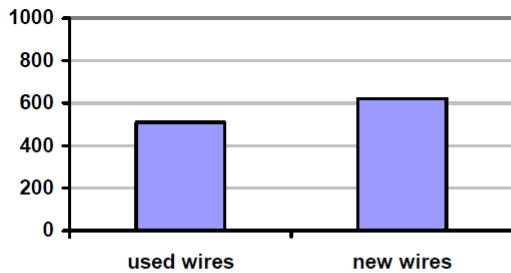


Fig. 6. Fault arc resistance time of the new wire and aging wire (ms)
(BMS 13-60, AWG 20, $I_N=7.5$ A, Test current 30 A)

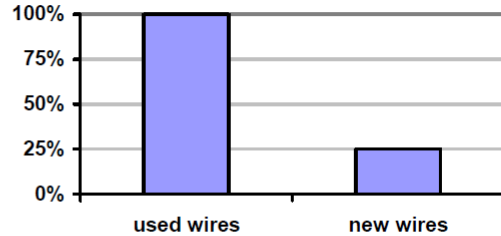


Fig. 7. Frequency distribution of Re-ignition

FIGURE 1.23 – Essais d'arc sur des câbles neufs et usés [64].

neufs résistent environ 100 ms de plus que les câbles usés, avant que l'arc ne soit initié. La tendance au réamorçage de l'arc (deuxième graphe) témoigne d'une grande différence entre les deux types de câbles. Avec des câbles usés, le taux de réamorçage de l'arc est de 100 %, tandis que la proportion n'est que de 25 % pour les câbles neufs. Cela témoigne de l'importance de la problématique des défauts d'arc dans un avion sur le long terme. Plus un avion est vieux, plus le risque d'arc électrique est important. Pour les essais de cette thèse, seul des câbles neufs ont été testés.

1.4.4 Effet de la température

La température joue également un rôle sur l'amorçage de l'arc. En particulier, augmenter la température de l'isolant revient à en diminuer sa rigidité diélectrique (c'est-à-dire la tension maximale à laquelle peut être soumis un isolant sans qu'il ne se produise d'arc) et par conséquent faciliter l'apparition d'un arc. Ce phénomène est à prendre en compte pour déterminer le type d'isolant qui doit être utilisé, notamment dans les parties de l'aéronef susceptibles de beaucoup chauffer. Dans ce contexte, Hammoud *et al* [65] ont évalué la rigidité diélectrique de plusieurs câbles à 23°C et à 200°C, en augmentant progressivement la tension jusqu'à atteindre la tension de rupture diélectrique de l'isolant. On voit sur la figure 1.24a la composition des isolants, et sur la figure 1.24b les résultats des essais. Pour tous les matériaux testés, la rigidité diélectrique diminue avec la température. On constate toutefois de grandes différences entre les composés ; le MILW-81381/7 à base de PI (polyimide) offre la meilleure résistance à l'amorçage de l'arc surtout à haute température, tandis que les isolants à base de PTFE ont une moins bonne rigidité diélectrique mais seront plus efficace contre l'arc tracking.

1 Généralités sur les plasmas et propriétés des arcs électriques

Table 1. Wiring Construction Systems

Sample	Insulation System	Insulation Thickness (mil)
MIL-W-81381/7	PI/PI	6.0
MIL-W-22759/12	PTFE	6.0
MIL-W-22759/34	XL-ETFE/XL-ETFE	6.0
Thermatics	PTFE/PI/PTFE	6.0
Filotex	PTFE/PI/FEP	6.5
Tensolite	PTFE/PI/PTFE	6.1

(a) Composition des isolants [65].

Table 2. Dielectric Strength of Wiring Insulation Systems

Insulation System	23°C kV _(o-p)	200°C kV _(o-p)
MIL-W-81381/7	25.7	22.5
MIL-W-22759/12	14.2	12.3
MIL-W-22759/34	28.9	20.7
Thermatics	14.3	12.2
Filotex	10.2	6.7
Tensolite	14.2	14.0

(b) Rigidité diélectrique des isolants [65].

FIGURE 1.24 – Effet de la température.

En résumé, l'augmentation de la température accroît le risque d'amorçage d'un arc, mais n'a a priori pas d'influence sur le comportement de l'arc une fois celui-ci initié. C'est pourquoi dans les essais que nous ferons, il n'est pas prévu de faire varier la température, car nous estimons que la température de l'arc ($\sim 10\,000\text{ K}$) est suffisamment élevée pour ne pas être influencée, et que par conséquent l'impact de l'arc reste inchangé en fonction de la température extérieure.

1.4.5 Effet de la pression

Une étude de Frontzek *et al* a mis en évidence l'effet de la pression sur la durée et la longueur des arcs [67]. Des câbles de jauge 20 (selon la norme American Wire Gauge, « AWG ») avec différents types d'isolant ont été soumis à des arcs selon plusieurs conditions de pression. Les résultats sont présentés sur la figure 1.25, le câble 4/20 correspond à une jauge 20 avec un isolant en ETFE extrudé, tandis que le 3/20 et le 2/20 sont constitués de différentes couches de polyimide et de PTFE. Leur expérience montre que, la durée et la longueur de l'arc sont plus importantes dans le vide que dans l'air sous 1 atm (l'article traite des conditions spatiales, le vide correspond ici à une pression inférieure à 10^{-2} Pa).

Bien que dans le cas de cette thèse, la diminution en pression est beaucoup moins poussée ($10^4 Pa$), nous nous attendons à obtenir une tendance similaire de l'effet de la pression sur la taille et la durée de l'arc.

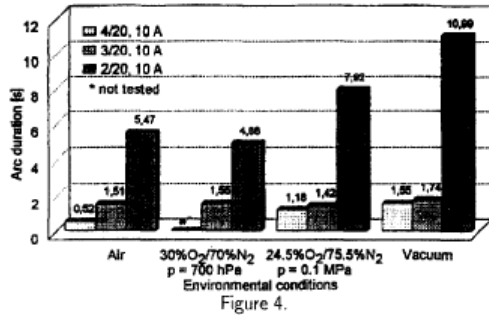


Figure 4.
Average values of arc duration for cables 2/20, 3/20 and 4/20 tested under different environmental conditions. Test current $I_t = 10$ A.

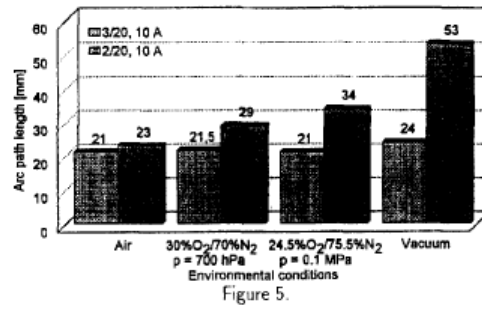


Figure 5.
Average values of arc path length for cables 2/20 and 3/20 tested under different environmental conditions. Test current $I_t = 10$ A.

FIGURE 1.25 – Effet de la pression sur la longueur et la durée des arcs [67].

1.4.6 Détection des arcs de défauts

Pendant plus de 50 ans les disjoncteurs thermiques étaient suffisants pour ouvrir le circuit lorsque des surchauffes dues à une surintensité dans le câble apparaissaient. Couplés à des disjoncteurs magnétiques, le courant peut être coupé rapidement dans le cas d'un court-circuit ; ces systèmes étaient alors efficaces pour la protection des défauts électriques dans les avions [68]. Cependant, avec l'augmentation de la tension dans les réseaux de distributions, les disjoncteurs magnéto-thermiques ne sont plus suffisants pour détecter rapidement un arc de défaut. En effet, sur la figure 1.26 qui représente la courbe de déclenchement typique d'un disjoncteur (la surcharge de courant dans le câble en fonction du temps de déclenchement du disjoncteur), on voit que les arcs série et les arcs parallèles ayant un courant trop faible (zone en bas à droite de la figure), s'apparentent à une charge de courant normale sur la ligne [69, 70]. Par conséquent, ces arcs ont des temps de vie longs avant d'être détectés par le disjoncteur, ce qui leur permet de se propager et d'engendrer des dégâts. Pour remédier à ce problème, les AFCI (Arc Fault Circuit Interrupters) ont été développés pour reconnaître les caractéristiques électriques uniques des arcs de défauts [69, 71]. Ces moyens de détections, couplés à des mécanismes de coupure du courant, permettent alors de discriminer les arcs de défauts des autres besoins en énergie sur la ligne de distribution électrique. Citons également d'autres moyens de coupure basés sur des semi-conducteurs tels que les RCCB (Remote Controlled Circuit Breaker) ou bien

1 Généralités sur les plasmas et propriétés des arcs électriques

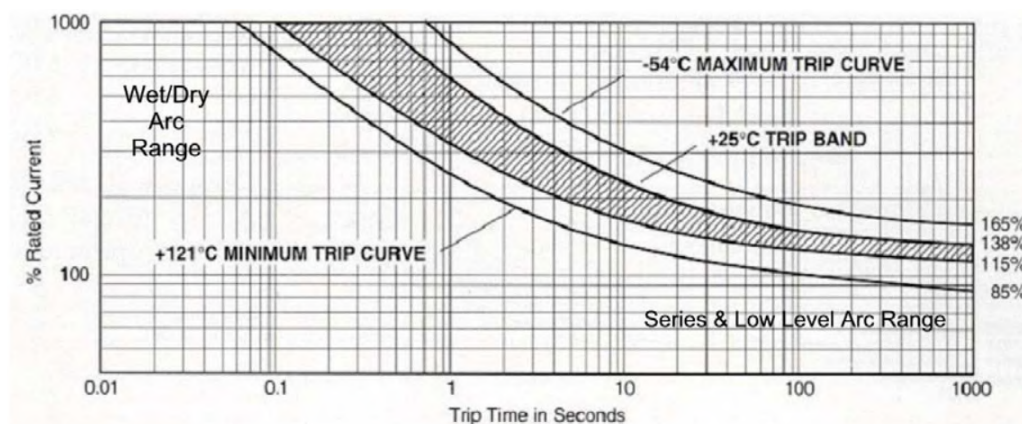


FIGURE 1.26 – Courbe de déclenchement typique d'un disjoncteur [68].

encore les SSPC (Solid State Power Controller).

1.4.7 Dégâts des arcs

D'après l'enquête sur le crash du vol 111 SwissAir ayant causé la mort de 229 personnes en 1998, il apparaît que la raison de cette catastrophe, serait l'apparition d'un feu déclenché par des arcs électriques sur le circuit du réseau de divertissement de bord [72, 73]. Cet événement a poussé les avionneurs à utiliser de plus en plus des isolants multicouches composés de PTFE notamment pour le câblage du réseau électrique [1]. Il s'avère que des travaux avaient déjà démontré l'efficacité de certains matériaux à résister à l'arc tracking. En 1988, Cahill *et al* [61] ont réalisé des essais d'arc tracking sur des torons de câbles, en utilisant plusieurs types d'isolant avec parmi eux des isolants en polyimide ou bien des mélanges de polyimide avec du PTFE, ETFE ou PFA, tous des matériaux fluorés. Ils ont utilisé pour cela une source de tension triphasée 220/110V 400 Hz ; les câbles, au nombre de 7 et de jauge 20 (AWG), étaient tous sous tension (voir figure 1.27a). Sur deux des câbles a été découpé une partie de l'isolant pour permettre un amorçage humide ; plusieurs solutions électrolytes possédant des conductivités différentes ont été testées pour vérifier leur influence sur le type de défaut occasionné (circuit ouvert ou tracking). Un exemple de dégâts est montré sur la figure 1.27b.

Les nombreux essais qu'ils ont effectués, ont mis en évidence la résistance à l'arc tracking des isolants composés de mélanges de polyimide avec des fluoropolymères (PTFE, ...). Les solutions électrolytes pour l'amorçage humide de l'arc sont d'autant plus efficaces (temps d'amorçage plus court) que leur conductivité est élevée. Ces solutions peuvent également avoir un impact sur le type de défaut généré. Enfin ils concluent sur le fait

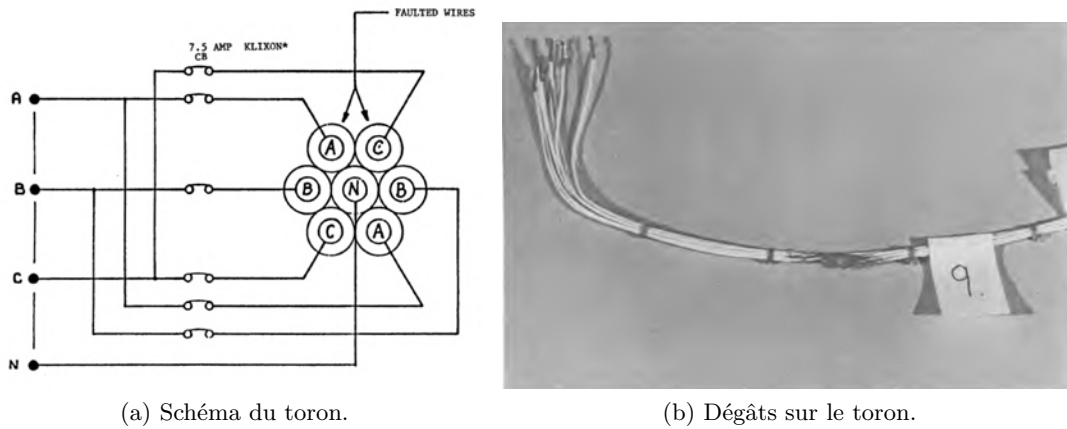


FIGURE 1.27 – Dégâts sur un toron de câbles [61].

que la remise sous tension des câbles ayant préalablement subis un arc, peut conduire à une sévère augmentation des défaillances au sein du toron. Concernant le réamorçage de l'arc après une remise sous tension, des travaux de König *et al* [70] donnent plus de détails sur les processus de réamorçage et les dégâts qu'ils peuvent occasionner. Leur étude reprend un toron de 7 câbles où l'arc est amorcé entre 2 des 7 câbles au moyen d'un FOD. L'alimentation fournit une tension continue entre 125 et 132 VDC et les courants de test sont compris entre 7,5 et 30 A. La procédure est un cycle d'ouvertures et de fermetures du circuit pour observer le comportement au réamorçage de l'arc. Ils y distinguent alors 4 types d'extinction de l'arc suivant lesquels les risques de réamorçage et de dégâts sont différents :

- Auto-extinction de l'arc : l'arc ne se réamorçe pas lors du cycle suivant et les dégâts sont minimes
- Extinction par un disjoncteur : un court-circuit franc se produit entre les conducteurs et le courant est suffisamment élevé pour être détecté par un disjoncteur. Peu de dégâts, mais perte de la fonction des câbles concernés.
- Extinction après un arc de faible résistance laissant un chemin carboné sur l'isolant : forte probabilité de réamorçage de l'arc avec la remise sous tension. C'est le cas où les disjoncteurs ne voient pas le défaut (courant trop faible) et où les dégâts peuvent être importants.
- Extinction par l'ouverture du circuit. Si le courant de test est inférieur au courant nominal du câble (pas de détection par les moyens de protections), les dégâts sont conséquents.

1 Généralités sur les plasmas et propriétés des arcs électriques

Dans les essais que nous avons faits durant cette thèse, nous retrouvons des cas similaires d'extinction de l'arc. Les cas les plus fréquents sont l'auto-extinction de l'arc (le plus souvent en AC), l'arc s'éteint de lui-même sans se réamorcer, et l'extinction par un court-circuit franc dû à la création d'un pont fondu entre les deux câbles.

1.4.8 Travaux précédemment réalisés au Laplace

Deux thèses ont été effectuées au laboratoire Laplace sur le thème de l'arc tracking. Ces travaux présentent l'originalité d'effectuer un bilan de puissance de l'arc en conditions représentatives aéronautiques. La première thèse intitulée « Étude du transfert d'énergie entre un arc de court-circuit et son environnement : application à l'Arc Tracking » et réalisée par Hadi El Bayda en 2012 [74], est une étude de l'arc entre deux câbles alimentés par une tension continue de 120 V à vide. Les câbles testés sont en cuivre (DR18 et DR20) et en aluminium (AD18 et AD16) avec des courants d'arc de 70 à 100 A. On voit sur la figure 1.28 le bilan d'énergie de l'arc obtenu avec les électrodes en cuivre. Ces essais montrent que la puissance totale développée par l'arc est comprise entre 2500 W et 4400 W. Cette puissance est ensuite répartie pour environ 60 % dans la colonne positive et 40 % dans les électrodes. La puissance rayonnée mesurée, varie entre 800 et 1400 W, et compte pour environ 32 % de la puissance totale. À cause du manque de reproductibilité des phénomènes physiques observés, ce bilan de puissance est difficile à obtenir, et contient nombre d'incertitudes.

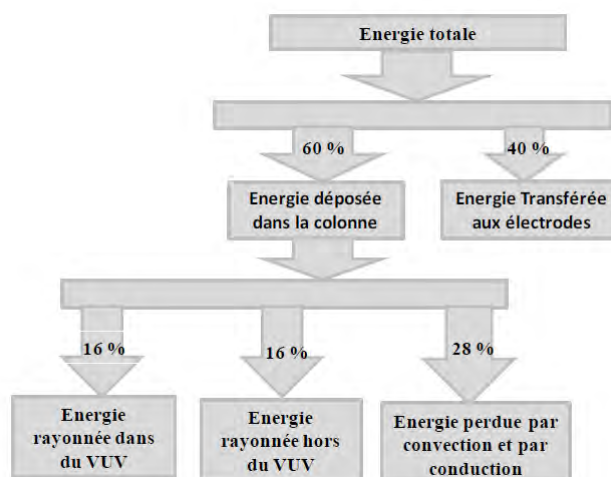


FIGURE 1.28 – Bilan d'énergie de l'arc [74]. Câbles en cuivre, 120 V, essais pour des courants d'arc entre 70 et 100 A.

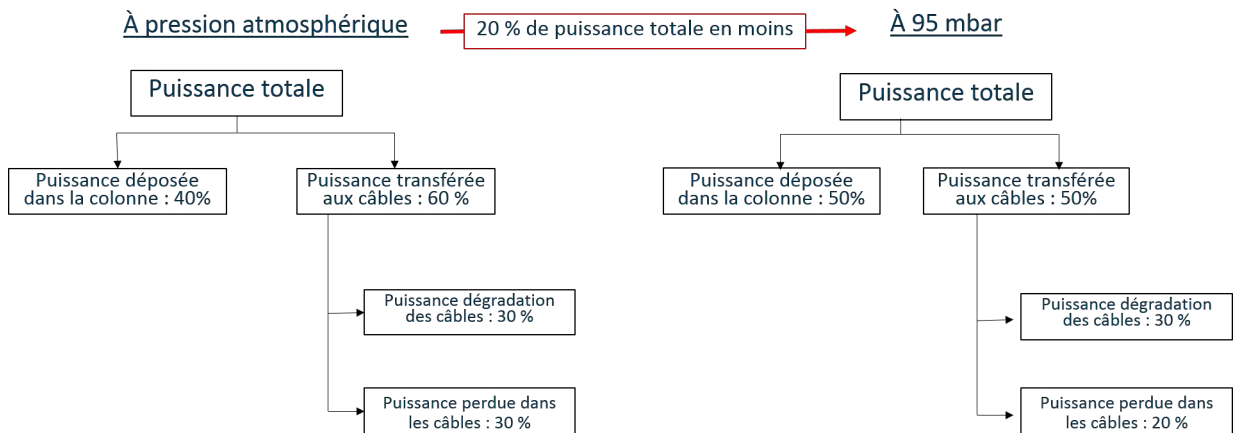


FIGURE 1.29 – Répartition de la puissance de l'arc [75].

La deuxième thèse sur ce sujet a été soutenue en 2017 par Thibault André et est intitulée « Étude des mécanismes d'entretien et de propagation d'un arc électrique de court-circuit entre câbles endommagés dans les réseaux électriques d'aéronefs » [75]. La majorité des essais a été effectuée en courant alternatif 230 V 800 Hz avec des câbles en cuivre (DR10) et en aluminium (AD8), chacun testé pour trois courants d'arc différents : 174, 244 et 350 A. Ces travaux ont révélé une répartition de la puissance différente de celle obtenue dans la première thèse (voir figure 1.29), avec 40 % de la puissance totale dans la colonne positive et 60 % dans les électrodes. Cette répartition est une moyenne sur tous les câbles et la puissance totale est plus élevée que pour la thèse de H. El Bayda [74], avec des valeurs comprises entre 4200 et 12 500 W. L'une des particularités de cette thèse est d'avoir mis en évidence l'effet de la basse pression sur l'arc électrique. Les essais réalisés à 95 mbar, montrent une puissance totale 20 % moins importante qu'à pression atmosphérique. Le transfert éventuel de l'arc à une plaque en aluminium connectée au neutre de l'alimentation a été étudié. En particulier, la distance d'accrochage de l'arc sur la plaque (distance séparant les câbles de la plaque) est plus grande à 95 mbar (car l'arc est plus long) qu'à pression atmosphérique. On voit sur la figure 1.30 un exemple de dommages après un transfert de l'arc sur la plaque ayant duré 160 ms avec un courant d'arc de 350 A. Une fois qu'un transfert se produit sur cette structure, le critère de température de 200°C (obtenu par imagerie infrarouge) est rapidement atteint quelque soit la pression. Malgré le fait que l'arc accroche plus facilement à la plaque à pression réduite, les dégâts qu'il engendre sont moins importants qu'à pression atmosphérique.



FIGURE 1.30 – Dégâts sur une plaque en aluminium (à gauche face arrière de la plaque, à droite face exposée à l’arc) [75].

1.4.9 Vers l’avion plus électrique

Dans la continuité de ces derniers travaux réalisés au Laplace, et en cohérence avec les nouveaux enjeux de l’avion plus électrique, la présente thèse a pour but d’étudier l’impact des arcs sur leur environnement, et en particulier d’estimer l’influence du passage du courant alternatif vers le continu.

Il existe peu de travaux récents portant sur des arcs dans des réseaux DC en conditions aéronautiques. Citons l’étude réalisée par Landfried *et al* en 2019 [76] sur des niveaux de tension de 540 VDC. Les arcs sont produits entre des électrodes en cuivre positionnées face à face et dont l’une se déplace par rapport à l’autre (pour reproduire des arcs séries lors de déconnexions par exemple). Les auteurs montrent que pour de tels niveaux de tension, les instabilités sont très présentes et la longueur d’arc importante. Cela se répercute en terme d’énergie dissipée dans l’arc qui devient très élevée. Ils mettent également en évidence le rôle de la pression (de 200 mbar à la pression atmosphérique) et du courant (entre 10 et 100 A) sur l’extinction de l’arc en fonction de la distance séparant les deux électrodes. Très récemment, et dans la même équipe de recherche du laboratoire de génie électrique et électronique de Paris (GEEPS), une thèse a été effectuée par M. Boukhelifa sur les défauts d’arc dans des réseaux 540 VDC [77]. Ces travaux portent, entre autres, sur le déplacement, l’extension spatiale, et la stabilité des arcs entre des barres bus. L’influence de la pression et du courant y est mise en évidence. Ils ont également procédé à des essais sur des torons de câbles et ont décrit les différentes phases d’un défaut d’arc : grésillement,

1.4 État de l'art sur les défauts d'arc

dégradation des câbles, phase d'arc et propagation le long des câbles, point chaud, départ de feu et étape finale de court-circuit ou de circuit ouvert.

Dans notre cas, les dispositifs expérimentaux que nous utilisons (voir ci-dessous) nous permettent d'établir un bilan de puissance de l'arc. Nous y mettons en évidence les différences entre l'AC et le DC, les câbles en cuivre et en aluminium, ainsi que l'influence de la pression. D'autres diagnostics d'imagerie viennent compléter les observations.

2 Dispositifs expérimentaux

Les moyens expérimentaux mis en œuvre pendant cette thèse permettent de réaliser des arcs dans des conditions qui se rapprochent le plus de la réalité, notamment en termes de tension, de courant ou de pression, mais également sur la disposition des câbles (nombre de câbles, positionnement, ...). Pour assurer un minimum de reproductibilité, ce dernier paramètre sera toutefois maintenu identique pour la quasi-totalité des essais; l'un des principaux objectifs étant d'effectuer le bilan de puissance de l'arc, il faut pouvoir comparer les différents paramètres pour une même configuration des câbles. Cette configuration sera détaillée en section 2.2 (on s'écartera cependant de cette configuration pour certaines mesures d'imagerie où il sera plus avantageux de recourir à une autre disposition des câbles).

Cette partie est consacrée à la présentation des dispositifs expérimentaux et des mesures effectuées. Nous décrirons tout d'abord les moyens utilisés au Laplace qui ont permis d'effectuer une première campagne d'essais pour l'établissement du bilan de puissance à courant fixé, puis les mêmes essais réalisés à l'IRT et permettant de valider les résultats du bilan de puissance en utilisant une autre alimentation électrique. Nous détaillerons ensuite les autres moyens de mesures qui ont été mis en place, avec l'utilisation de la spectroscopie optique d'émission et de l'imagerie rapide avec des filtres interférentiels.

La procédure des essais sera donnée en fin de chapitre, et nous ferons un récapitulatif des campagnes d'essais effectuées. Mentionnons également que, quels que soient les essais effectués, des mesures de sécurité sont toujours mises en place pour éviter tout risque électrique ou lié à un arc (protocole de mise sous tension, essai d'arc dans une enceinte hermétique, etc ...).

2.1 Banc d'essais Laplace

Tous les essais réalisés au Laplace ont été faits dans une enceinte hermétique ayant un volume intérieur de 270 litres. Celle-ci permet d'une part, de réaliser les essais dans un endroit confiné, donc en sécurité, et d'autre part, d'y effectuer des essais à basse pression.

2 Dispositifs expérimentaux

Le volume de cette enceinte avait été choisi pour que la montée en pression due à un arc électrique soit limitée et ne perturbe pas les mesures. Le dimensionnement a donc été fait en considérant la valeur maximale du courant que peut délivrer la source électrique à savoir 350 A, et avec un arc d'une durée d'une seconde. Ce travail avait été réalisé dans la thèse de Thibault André [75] qui avait montré que dans les cas extrêmes (montée en température uniforme dans tout le volume), la surpression pouvait atteindre 0,2 bar. Étant donné que l'arc est très localisé et de dimension très faible par rapport à l'enceinte, et que d'autre part on travaillera avec des courants d'arc généralement inférieurs à 150 A pour des durées d'arc ne dépassant pas 500 ms, on considérera donc la montée en pression comme négligeable.



FIGURE 2.1 – Photo de l'enceinte ouverte.

Une photo de l'enceinte est montrée sur la figure 2.1. Composée en acier inoxydable et mesurant 60 cm de hauteur pour un diamètre de 76 cm, elle dispose de plusieurs passages étanches utilisés pour le pompage en dépression, l'alimentation électrique et l'instrumenta-

tion. Deux hublots sont également présents, l'un positionné face à l'arc et d'un diamètre de 89 mm, l'autre situé au-dessus et d'un diamètre de 136 mm. Un troisième hublot peut être installé sur les autres emplacements disponibles tout autour de l'enceinte, mais pour éviter de l'abîmer inutilement, ce dernier n'est utilisé que dans le cas d'un besoin spécifique.

Le schéma général du dispositif expérimental est présenté sur la figure 2.2. Ce schéma représente donc l'enceinte, avec comme mentionnés ci-dessus, les hublots latéraux et le hublot au-dessus pour l'imagerie rapide, un capteur de pression sur le dessus de la cuve, et sur le dessous de la cuve les passages étanches pour l'alimentation, l'instrumentation, et la pompe pour dépressuriser la cuve. La pompe à vide utilisée (Agilent Technologies SH-112) permet de dépressuriser l'enceinte jusqu'à environ 10 mbar. On voit également qu'un passage étanche est utilisé pour alimenter, depuis l'extérieur de l'enceinte, une pompe péristaltique située à l'intérieur. En réglant manuellement l'alimentation, il est possible de faire tomber de l'eau salée depuis un réservoir ouvert (également placé dans l'enceinte) au compte-goutte sur les câbles pour réaliser l'amorçage de l'arc.

On commande le début de l'enregistrement des données avec un logiciel qui permet en même temps d'envoyer un signal de déclenchement à l'alimentation électrique et à la caméra rapide. Une carte d'acquisition (National Instrument PXI 6221) permet la synchronisation et l'acquisition des signaux électriques de l'arc (courant, tension) et des fluxmètres. La fréquence d'acquisition est de 20 kHz. Cette fréquence est suffisante pour les mesures du bilan de puissance ; les fluxmètres ayant un temps de réponse relativement lent (> 80 ms) et les mesures électriques sont suffisamment bien échantillonnées (on ne s'intéressera pas aux phénomènes rapides comme l'amorçage de l'arc).

À l'intérieur de l'enceinte (voir figure 2.3), les câbles sont maintenus de part et d'autre par des mâchoires, elles-mêmes positionnées sur des supports électriquement isolés du reste de l'enceinte. Ces supports permettent un ajustement de la position des câbles en hauteur et dans le plan horizontal. L'arrivée des gouttes d'eau se fait à l'aide d'un tuyau positionné juste au-dessus des câbles. Une plaque en alumine d'un centimètre d'épaisseur, percée d'un trou pour permettre le passage des câbles, est placée pour protéger la mâchoire exposée à l'arc (du côté opposé à l'alimentation). Une autre plaque en céramique est également mise en dessous des câbles pour protéger les supports des projections de métal fondu. Deux capteurs de flux radiatifs (fluxmètres) sont placés à proximité des câbles ; ils permettent de remonter à la puissance rayonnée de l'arc et seront décrits en détails dans la section 2.1.3. Pour connecter les câbles à la source de puissance, on utilise des connecteurs adaptés au passage d'un fort courant, qui sont eux-mêmes reliés aux passages étanches par des câbles ayant une grande section. De cette manière, le dispositif est dimensionné pour le passage

2 Dispositifs expérimentaux

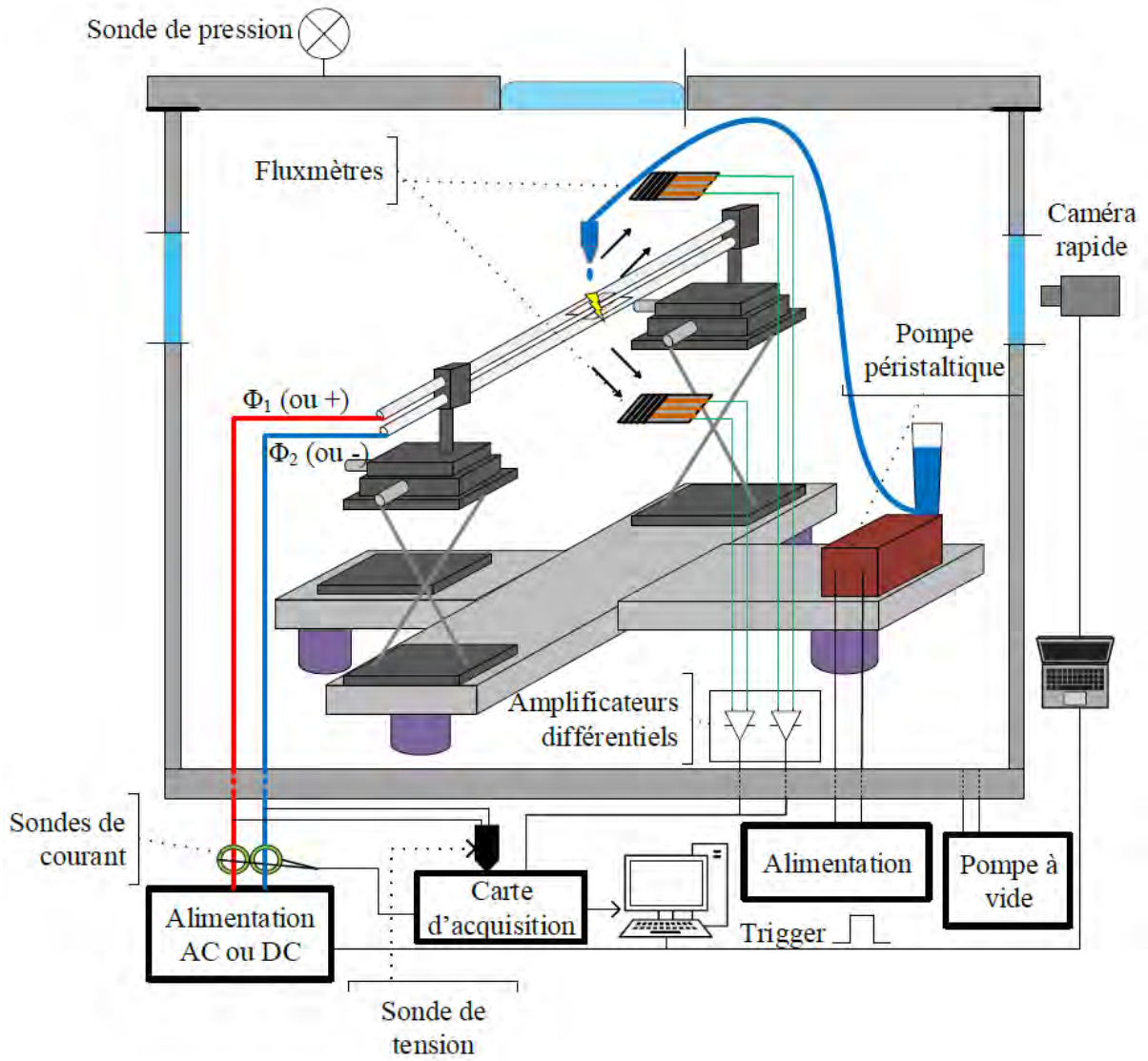


FIGURE 2.2 – Schéma du dispositif expérimental.

de fort courant et permet également d'avoir une bonne maniabilité pour la mise en œuvre d'un essai.

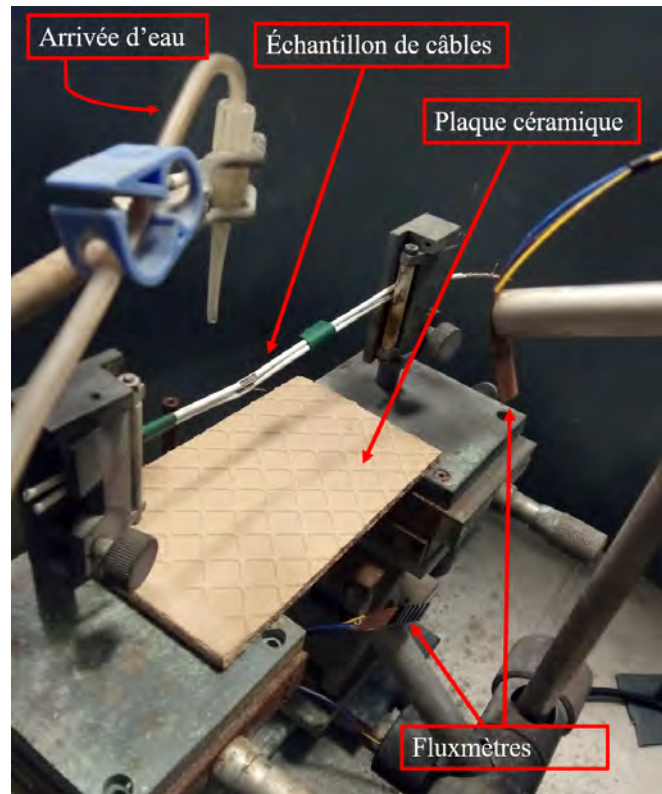


FIGURE 2.3 – Vue de l'intérieur de l'enceinte.

2.1.1 Alimentations électriques

Nous avons utilisé deux alimentations pour la conduite des essais au Laplace. La première, polyvalente, sera principalement utilisée pour le bilan de puissance de l'arc puisqu'elle permet de faire des essais en AC et en DC, à des tensions, courants et fréquences variables. La deuxième, conçue uniquement pour faire du courant continu à 540 V, sera notamment utilisée pour toutes les mesures de spectroscopie d'émission optique et des mesures de température de l'arc. Dans les deux cas, les alimentations sont reliées à la terre (de même que l'enceinte).

2 Dispositifs expérimentaux

2.1.1.1 Alimentation Puissance Plus

La première alimentation que nous avons utilisée pour cette thèse a été réalisé par la société Puissance Plus (voir photo sur la figure 2.4). C'est avec celle-ci qu'ont été obtenus les résultats du bilan de puissance que nous décrivons dans le chapitre 4. Plusieurs modes de fonctionnement sont disponibles, ceux que nous avons utilisés sont le mode DC et le mode AC bi + N (tension alternative biphasée et neutre). Le mode DC permet d'obtenir une tension à vide entre les deux câbles allant de 100 à 700 V, avec des niveaux de courant de 10 à 126 A. En mode AC, la tension simple à vide peut être fixée entre 100 et 230 V, pour des niveaux de courants entre 34 et 350 A. Dans ce mode, la fréquence peut également être ajustée entre 360 et 800 Hz, les mêmes fréquences que l'on retrouve dans les architectures électriques des avions. La durée d'alimentation (à partir de l'établissement du courant entre les câbles) peut être réglée entre 10 ms et 10 s.



FIGURE 2.4 – Alimentation Puissance Plus.

Lorsque l'arc est amorcé, la tension chute à une valeur de 30 à 40 V (tension d'arc). Dans le mode « AC bi + N », si on place les deux câbles sur les deux phases, on peut toujours avoir la tension simple à vide (230 V par exemple) entre les câbles et le neutre. En connectant un échantillon représentant la structure d'un avion au neutre, il est donc possible d'étudier la problématique du transfert d'un arc amorcé entre câbles vers la structure.

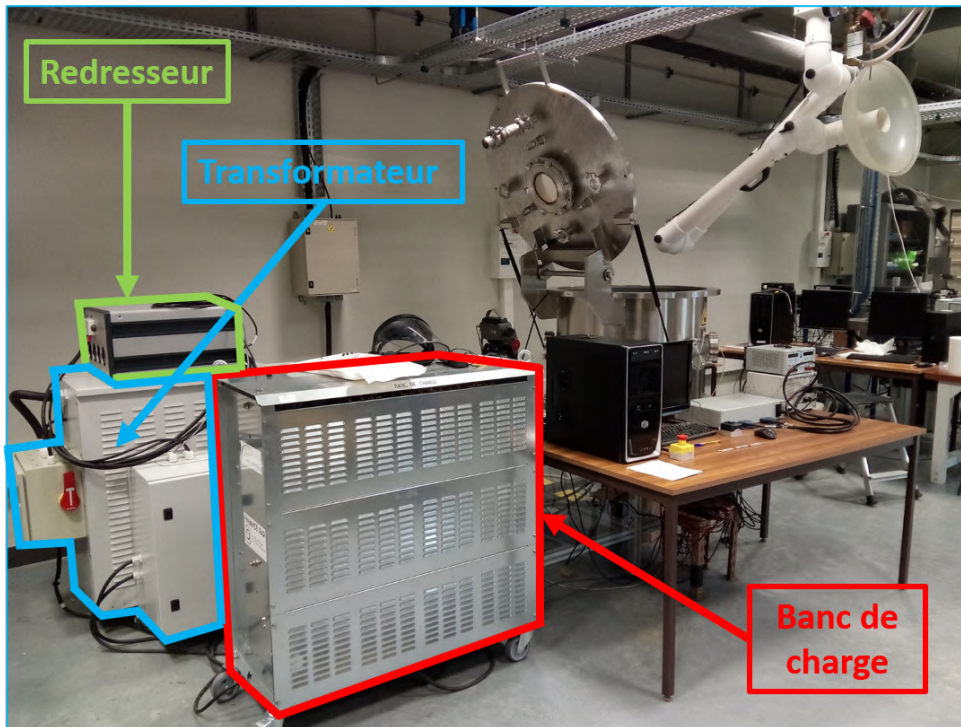
Cette alimentation fonctionne comme une source de courant, la tension n'étant pas régulée. Il est probable que cela soit la cause de certaines restrictions durant nos essais, qui ne nous ont pas permis de faire des arcs à des courants inférieurs à environ 70 A en AC. À ces niveaux de courant, l'arc peut s'amorcer pendant un très court instant, puis s'éteindre très rapidement (après seulement quelques demi-alternances en AC). Ce problème n'est pas apparu pour la deuxième source utilisée (voir ci-dessous) qui elle, fonctionne comme une source de tension. Une autre limitation est apparue, cette fois en mode DC, qui ne nous a pas permis de faire des arcs à fort courant (supérieur à environ 90 A). Lorsque nous donnions comme consigne des courants supérieurs à environ 90 A, un problème de régulation lié à la très faible impédance de l'arc ($< 1 \Omega$), engendrait des montées importantes de courant (jusqu'à 500 A).

Comme nous désirions effectuer une comparaison entre des arcs en AC et en DC avec cette même alimentation, ces deux limitations nous ont donc conduit à fixer la consigne de courant à 80 A. Nous donnerons en section 2.3, les détails des essais effectués.

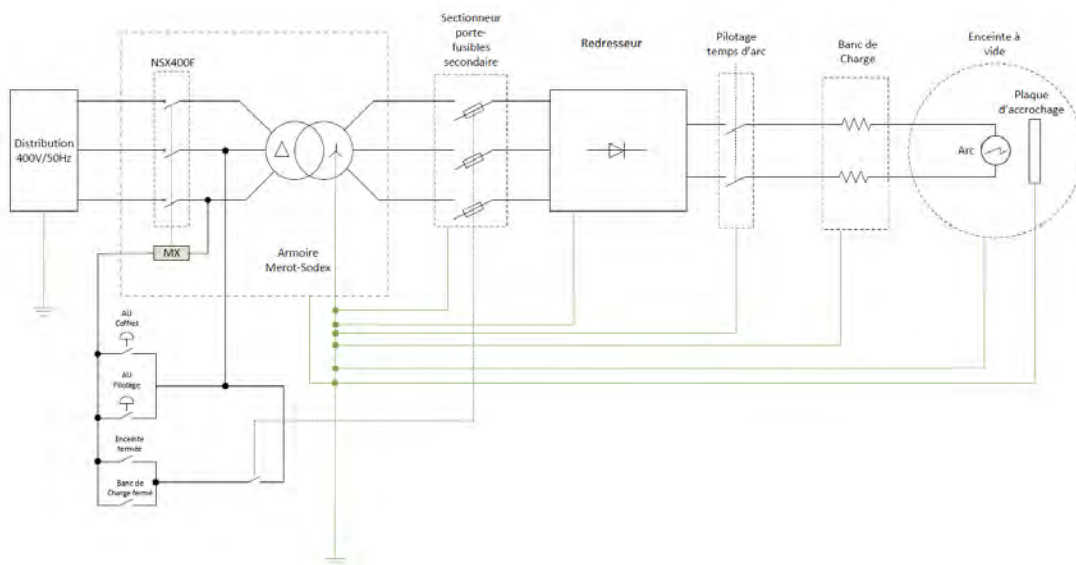
2.1.1.2 Alimentation DC 540 V

Nous avons utilisé, dans un deuxième temps de la thèse, une alimentation délivrant uniquement du courant continu dans un mode représentatif des réseaux « HVDC » utilisés en aéronautique (540 V DC symétrique : -270, 0, +270 V) et conçue par l'IRT Saint Exupéry. Elle consiste en un ensemble d'éléments que l'on montre sur la figure 2.5a et dont le schéma électrique est présenté sur la figure 2.5b. Le premier élément est le transformateur du fabricant Mérot-Sodex, branché directement sur le réseau EDF triphasé 400V/50Hz. Il est dimensionné pour fournir une puissance maximale de 189 kVA pendant 500 ms, et délivre au secondaire une tension composée de 460 V. Cette tension de sortie au secondaire est toutefois surdimensionnée, elle ne permet pas d'obtenir du 540 V DC comme voulu initialement. On obtient la tension continue avec un redresseur (développé par l'IRT Saint Exupéry) branché en sortie du secondaire du transformateur. On mesure la tension en sortie du redresseur à 640 V entre le + et le -. On relie ensuite ce redresseur à un banc de charges, qui permet de fixer le courant d'arc en sélectionnant les résistances adéquates. Ce banc de charges permet d'obtenir, avec une tension de 540 V DC, les niveaux de courant suivants (pour des durées d'arc de 500 ms maximum) : 10 A, 25 A, 50 A, 100 A, 150 A, 200 A, 250 A, 300 A, et 350 A. Du fait de la tension supérieure obtenue avec le transformateur et le redresseur (640 V), les niveaux de courant sont également supérieurs. Le « point milieu » (0 V) est connecté directement depuis le transformateur jusque dans l'enceinte.

2 Dispositifs expérimentaux



(a) Photographie des éléments de l'alimentation électrique.



(b) Schéma électrique du dispositif.

FIGURE 2.5 – Alimentation 540 VDC.

Ce dispositif est commandé par une carte Arduino qui permet de fermer les contacteurs et d'envoyer un signal de déclenchement à la caméra rapide ou à la caméra du spectromètre. Une fois qu'un courant est établi, la carte Arduino est programmée pour ouvrir les contacteurs après un temps prédéfini. De cette manière, on peut choisir le temps d'arc désiré. On commande manuellement, à l'aide d'un boîtier à distance de l'enceinte et du dispositif électrique, la fermeture des contacteurs ; un bouton d'arrêt d'urgence est également à portée de main à tout instant de l'essai.

2.1.2 Mesures électriques

Les mesures de courant et de tension d'arc sont toujours effectuées lors des essais. Elles sont bien sûr nécessaires à l'établissement du bilan de puissance, mais ces mesures servent également à vérifier que l'essai s'est déroulé selon les conditions voulues (absence de court-circuit franc, niveau de courant conforme, ...).

Pour la mesure du courant d'arc, on utilise des sondes à effet Hall (LEM LF 505-S, mesure du courant de - 800 A à + 800 A, bande passante de 0 à 100 kHz) placées sur chacun des deux câbles. Ces sondes, alimentées en ± 15 V, permettent la mesure du courant en continu et en alternatif.

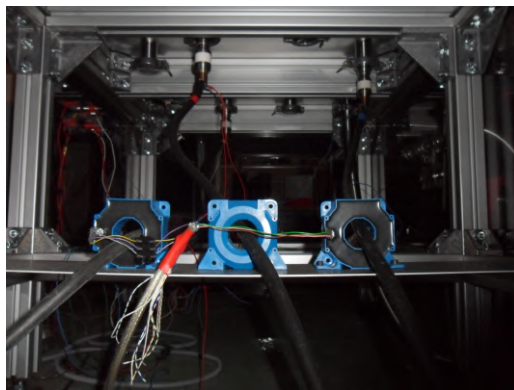


FIGURE 2.6 – Sondes de courant à effet Hall.

On mesure la tension avec trois sondes différentielles (Pintek DP-25, mesure de la tension jusqu'à 450 V RMS ou 1400 VDC, bande passante de 25 MHz), l'une placée entre les deux phases, les deux autres entre les phases et le neutre. Avec la sonde qui mesure la différence de potentiel entre les deux câbles (phase 1 et phase 2 en AC, + et - en DC), on mesure la tension d'arc directement. Ces mesures de tension et courant d'arc, se font, comme on peut le voir sur la photo figure 2.6 et sur le schéma figure 2.2, à l'extérieur de l'enceinte.

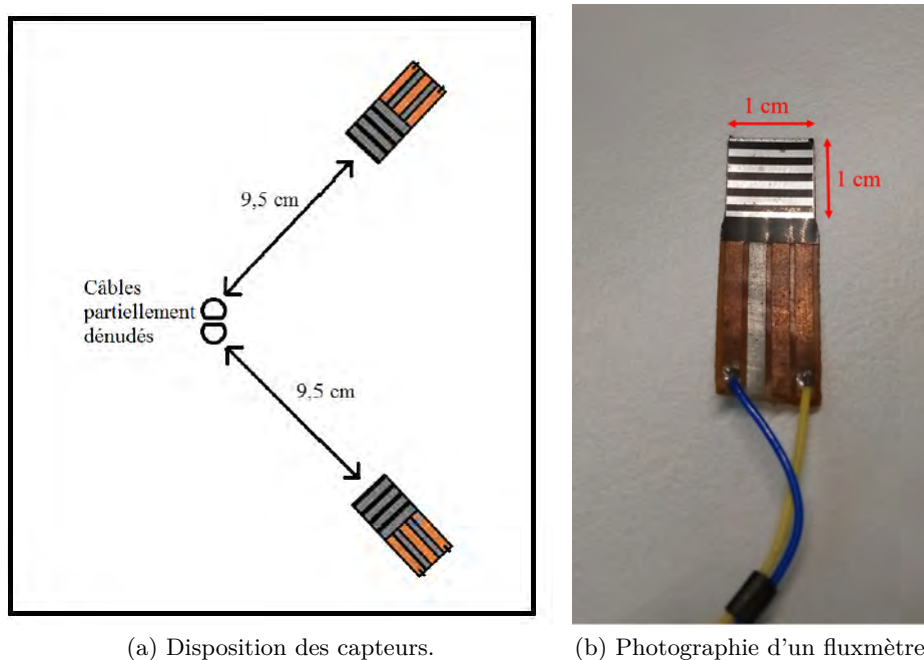


FIGURE 2.7

2.1.3 Mesure du flux radiatif de l'arc

Dans le but d'obtenir la puissance rayonnée par l'arc, on utilise deux capteurs de flux radiatifs, ou fluxmètres (le détail du calcul de la puissance rayonnée sera expliqué dans la section 4.1.3.1). Ces capteurs (fabriqués par la société Captec) sont placés de part et d'autre des câbles, comme schématisé sur la figure 2.7a, et centrés sur la partie dénudée, où l'arc est amorcé. Ces capteurs sont des thermocouples radiatifs. Leurs surfaces noires (voir la figure 2.7b) captent le spectre électromagnétique de la source à laquelle ils sont exposés, sur une large gamme de longueur d'onde (de $0,1 \mu\text{m}$ à $12 \mu\text{m}$). Précisons toutefois que le spectre électromagnétique situé en dessous de 200 nm n'est pas mesurable puisque cette partie du rayonnement, appelée VUV (Vacuum Ultra Violet), est absorbée dans l'air. Le flux radiatif reçu a pour effet de chauffer les surfaces actives du capteur, générant alors, par effet thermoélectrique, une différence de potentiel proportionnelle au flux radiatif reçu par le capteur. Un inconvénient de l'utilisation de thermocouples réside dans leur temps de réponse relativement long. On l'estime dans notre cas à environ 80 ms .

Chaque fluxmètre a été calibré par le fabricant. En conséquence, un facteur de proportionnalité doit être appliqué pour chaque capteur, de manière à obtenir la bonne conversion entre la tension que délivre le capteur, et la puissance surfacique mesurée en W/m^2 . La

tension que délivre ces capteurs est très faible, et le niveau de bruit est élevé. Pour tenter de réduire ce bruit, de nombreux tests ont été effectués en débitant la puissance dans une résistance placée dans l'enceinte, à la place d'arc. On observe que le bruit provient surtout des connexions des passages étanches de l'enceinte, et malgré quelques précautions et changements effectués au niveau de ces passages, ce bruit est difficilement réductible. Ainsi, pour les travaux précédents, le passage étanche devait être laissé ouvert pour laisser passer les câbles lors des mesures par fluxmètre, rendant impossible leur utilisation à basse pression. Pour pallier ce problème la solution retenue pour cette thèse a été d'amplifier le signal à l'intérieur de l'enceinte, au plus près des capteurs, au moyen d'amplificateurs opérationnels alimentés en $+9/-9$ V (avec un gain de 10) par des piles elles aussi situées dans l'enceinte. Nous avons donc, sur chacun des deux capteurs, ajouté un amplificateur différentiel. De plus, un traitement numérique est appliqué sur les signaux enregistrés pour réduire le bruit. Après avoir vérifié que le bruit ne génère pas d'offset (décalage de la valeur moyenne, normalement nulle en l'absence de signal), le traitement numérique permet d'obtenir des signaux tout à fait exploitables, même à basse pression. Des exemples de ces signaux et la manière dont ils nous servent pour le calcul de la puissance rayonnée seront donnés dans la section 4.1.3.1.

L'un des problèmes majeurs de ces capteurs est leur durée de vie. Ils sont placés assez proche de l'arc (~ 10 cm) et sont donc atteints par les éjections de métal en fusion. Par conséquent, au bout de seulement deux à trois essais, leur efficacité décroît et il faut les remplacer.

2.1.4 Imagerie rapide

Tous les essais sont filmés à l'aide d'une caméra rapide Phantom V9.1 à capteur CMOS, située à l'extérieur de l'enceinte, et faisant face aux câbles comme schématisé sur la figure 2.2. Cette caméra rapide permet l'acquisition d'images entre 1000 images/s à plein format (1632x1200 pixels) et 153000 images/s avec une résolution minimale de 96x8 pixels. Pour avoir un bon compromis entre vitesse d'acquisition et résolution, nos essais ont été enregistrés entre 3000 et 26143 images/s selon les cas. La caméra est associée à un objectif Sigma 105mm f/2.8 EX DG Macro qui permet de régler l'ouverture manuellement, allant de f/32 à f/2.8.

Une série d'essais a été menée en utilisant des filtres interférentiels avec la caméra rapide, avec dans un premier temps, un filtre centré sur une raie atomique du cuivre à 515 nm, et avec une largeur à mi-hauteur de 50 nm, puis un autre filtre centré sur une raie de l'oxygène à 777 nm et avec une largeur à mi-hauteur de 10 nm.

2 Dispositifs expérimentaux



FIGURE 2.8 – Caméra rapide.

2.1.5 Spectroscopie optique d'émission

La spectroscopie optique d'émission (SOE) permet d'aller plus loin dans la caractérisation des défauts d'arc. À notre connaissance, des mesures par SOE n'ont jamais été faites sur des défauts d'arc avec une forte dégradation des électrodes. On l'utilisera dans un premier temps pour l'identification des espèces émissives du plasma, et pour suivre leur évolution temporelle tout au long de la durée d'arc. Ces mesures conduisent à une meilleure compréhension des mécanismes de maintien de l'arc. Dans un deuxième temps, la SOE nous permettra d'obtenir une première estimation de la température de l'arc, à l'aide de la méthode du graphe de Boltzmann. L'objectif sera de mettre en évidence d'éventuelles différences significatives de températures entre les câbles en aluminium et en cuivre, et pour plusieurs valeurs de pression.

Les mesures de SOE ont été réalisées uniquement avec l'alimentation DC 540 V, pour des courants de 10 à 100 A. Le schéma expérimental est identique à celui utilisé jusqu'à présent (voir figure 2.2), à l'exception de la caméra rapide qui est remplacée par une fibre optique reliée à un collimateur. Le spectromètre utilisé (Princeton Instruments Acton SpectraPro SP-2750) contient trois réseaux différents (300, 1200 et 1800 traits. mm^{-1}) et est couplé avec une caméra EMCCD (Princeton Instruments ProEM-HS 1024BX3). Le

temps d'exposition est fixé à 10 ms.

La difficulté pour mettre au point ce diagnostic appliqué aux défauts d'arc, réside dans le caractère court (500 ms) et erratique de chaque essai. Plutôt que de focaliser le système optique en un seul point de l'arc, et donc par conséquent de ne pas pouvoir garantir le point visé, il est préférable pour cette première utilisation de la SOE sur un défaut d'arc, de collecter toute la lumière, sans chercher à obtenir une mesure résolue spatialement. C'est pourquoi on utilise une fibre optique couplée à un collimateur, positionnés sur le hublot central, face à l'arc.

2.1.6 Distribution spatiale de la température

La SOE ne permet pas, dans notre cas, d'obtenir une résolution spatiale de l'intensité lumineuse des espèces émissives et des résultats sous-jacents à cette technique, en particulier de la température de l'arc. Un montage optique a donc été établi dans le but d'obtenir la température de l'arc avec une résolution spatiale. Le schéma et une photo du montage sont présentés sur les figures 2.9a et 2.9b.

Le but consiste à dédoubler l'image de l'arc à l'aide d'un cube séparateur et d'un miroir, pour obtenir deux images identiques de l'arc sur la caméra rapide (Phantom V9.1). Chaque faisceau lumineux passe ensuite par un filtre interférentiel à bande passante étroite, de manière à obtenir le rayonnement de deux raies spectrales différentes. Ces deux raies (λ_1 et λ_2), sélectionnées sur la base des résultats obtenus lors de l'étude qualitative du spectre avec le montage précédent, permettent le calcul de la température par la méthode du rapport d'intensité relative. Celle-ci repose sur l'intensité d'émission des raies atomiques et en supposant que le plasma est à l'équilibre thermodynamique local. La méthode a déjà été utilisée par plusieurs équipes [80, 81, 82, 83, 84], et en particulier par Bachmann *et al* [83], qui ont montré que les températures obtenues étaient un bon accord avec les méthodes utilisant la SOE.

Dans notre cas, que ce soit pour des arcs réalisés avec des câbles en cuivre ou avec des câbles en aluminium, nous avons utilisé deux filtres centrés sur des raies atomiques du cuivre. Dans le cas des câbles en aluminium, le conducteur a un revêtement fin en cuivre, et la SOE nous a permis de constater que les raies atomiques du cuivre sont presque aussi intenses que pour des câbles en cuivre. Le premier filtre (λ_1) est centré à 514,5 nm et a une bande passante de 3 nm. Le deuxième filtre (λ_2) est centré à 577 nm avec une bande passante de 5 nm. Les raies atomiques utilisées pour le calcul sont données dans le tableau 2.1.

2 Dispositifs expérimentaux

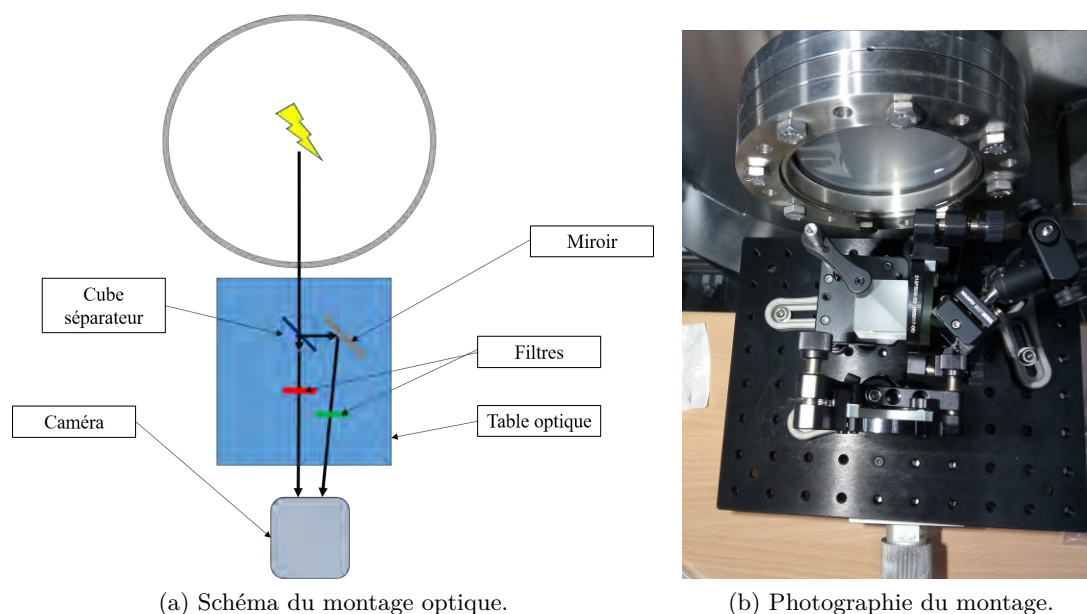


FIGURE 2.9 – Montage optique.

	λ_1	λ_2
Longueur d'onde (nm)	578,2132	515,3235
Énergie du niveau émetteur (eV)	3,7858976	6,1911751
$g_k A_{ki}$ (s^{-1})	3,3.10 ⁶	2,4.10 ⁸

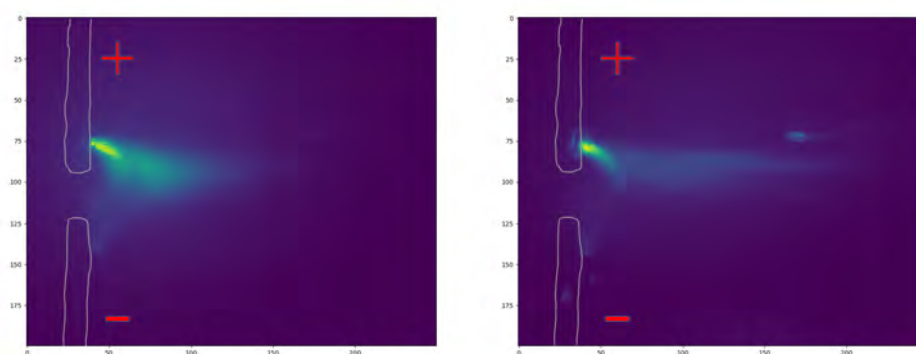
Tableau 2.1 – Raies atomiques de cuivre utilisées pour le calcul de la température de l'arc [96].

Un traitement d'image effectué avec Python permet ensuite de découper chaque portion d'image et de les ajuster en vue de superposer les deux images. Un exemple de ce traitement d'image est donné sur la figure 2.10. Les deux images sont identiques au pixel près et ont été prises au même moment¹. Elles ne diffèrent que par le filtre utilisé sur le chemin optique, et éventuellement par une différence de l'atténuation selon le chemin optique. Pour tenir compte de cette atténuation lors du calcul du ratio des intensités lumineuses (rapport I_2/I_1) en chaque pixel, un étalonnage du dispositif est réalisé en plaçant une lampe à ruban de tungstène à la place des câbles. Cette lampe étant calibrée, on connaît le rapport des

1. Précisons que pour ces essais, la disposition des câbles a été modifiée pour permettre à l'arc de ne pas rester confiné dans un petit espace entre les deux câbles. Comme on peut le voir sur la figure 2.10b, les câbles se font face. Pour tout le reste de la thèse, la disposition des câbles est celle décrite dans la section suivante.



(a) Image de l'arc obtenue avec la caméra rapide.



(b) La même image (en fausse couleurs) séparée et recentrée sur l'arc. A gauche : image de l'arc avec le filtre 577 nm, à droite : image de l'arc avec le filtre 514,5 nm. Les câbles sont schématisés en contours gris.

FIGURE 2.10 – Exemple d'acquisition vidéo et de traitement sous Python.

intensités I_2/I_1 des longueurs d'onde qui nous intéressent. En comparant ce rapport avec celui qu'on obtient avec la caméra rapide, on trouve donc un facteur de calibration que l'on appliquera ensuite sur les images des arcs obtenues. On effectue cette calibration pour plusieurs temps d'exposition (de 200 à 2000 μs) et avec différentes ouvertures du diaphragme de l'objectif (de f/2.8 à f/11), ce qui permet de couvrir les paramètres de la caméra utilisés lors des essais d'arc.

Enfin, pour obtenir la meilleure précision possible, les images enregistrées avec la caméra rapide sont au format 16 bits. Cela permet d'avoir une plage de valeurs pour chaque pixel comprises entre 0 et 65 535. Les résultats de cette étude seront donnés dans la section 6.

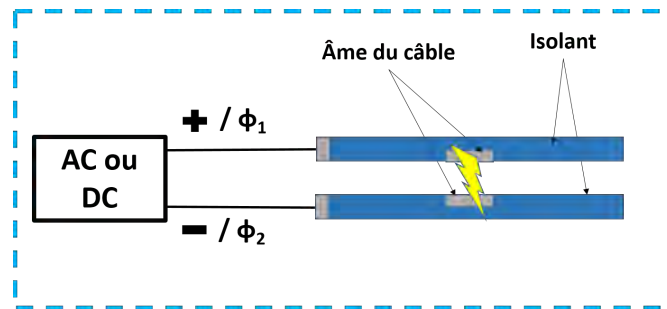
2.2 Procédure d'essai

Conformément à la configuration d'étude prévue dans le cadre de la thèse, nous avons réalisés des arcs parallèles entre deux câbles selon le schéma présenté sur la figure 2.11a. En AC, chaque câble est relié à une phase de l'alimentation (mode biphasé), et la tension entre ces phases à vide est de 400 V RMS. En DC chaque câble est relié à l'une ou l'autre des polarités et la différence de potentiel entre celles-ci est de 400 VDC.

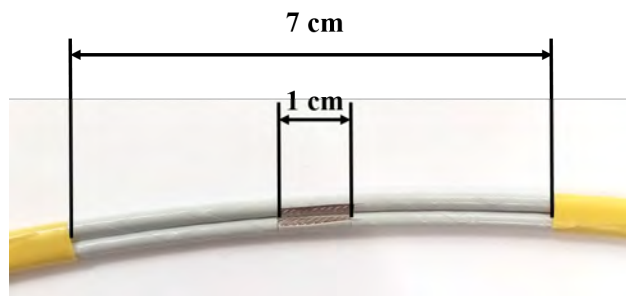
La procédure d'amorçage des arcs correspond à la méthode de « wet arc tracking ». Celle-ci nécessite au préalable d'enlever l'isolant sur une longueur de 1 cm et sur approximativement 1/3 de la circonférence de chaque câble pour faire apparaître le conducteur métallique (voir figure 2.11b) qui jouera le rôle d'électrode. Ces deux câbles sont ensuite maintenus à l'aide de deux rubans adhésifs positionnés de part et d'autre de la zone dénudée. On prend soin de bien mettre face à face ces deux zones dénudées. L'espacement entre les deux rubans adhésifs est de 7 cm. On positionne ensuite la buse d'arrivée d'eau juste au-dessus des câbles, de manière à faire tomber les gouttes d'eau salée sur les zones dénudées des câbles. La distance qui sépare ces deux zones étant d'environ 1 à 2 mm, quelques gouttes d'eau suffisent alors pour créer un contact entre les deux électrodes. Si la tension est appliquée entre ces deux électrodes, un court-circuit se produira via la goutte d'eau, qui se vaporisera très rapidement, laissant place à un arc électrique.

Enfin, pour l'établissement du bilan de puissance, une mesure nécessaire est la masse ablatée des câbles : systématiquement, avant et après chaque essai, les câbles sont pesés. De cette manière, on obtient une mesure indirecte de la masse de matière qui a été éjectée durant l'essai. On prend également en compte la masse de métal fondu qui n'a pas été éjectée, mais qui est éventuellement restée accrochée aux câbles, puis qui s'y est resolidifiée (la méthode sera précisée dans le bilan de puissance section 4.1.2.1.1). On verra que cette mesure de masse est importante pour le calcul des puissances de fusion et de vaporisation des câbles.

Cette procédure prend du temps et n'est pas synonyme de réussite. Il arrive régulièrement qu'un essai ne réussisse pas pour des raisons différentes. Parfois, la distance entre les deux zones dénudées est trop grande, et l'arc ne s'amorce pas, ou bien s'amorce pendant seulement quelques millisecondes avant de s'éteindre prématurément. Il faut alors recommencer la procédure pour obtenir un arc qui dure suffisamment longtemps (au moins 250 ms), pour pouvoir établir le bilan de puissance. À l'inverse, lorsque les câbles sont trop rapprochés et que le courant d'arc n'est pas assez élevé, les gouttes de métal fondu des électrodes ne sont pas éjectées et peuvent créer un pont fondu entre les deux câbles. Dans ce cas, l'arc



(a) Disposition des câbles.



(b) Échantillon de câbles avant essai.

FIGURE 2.11 – Configuration des câbles.

s'éteint complètement et l'on est en présence d'un court-circuit franc (tension nulle entre les deux câbles).

2.3 Description des études réalisées

2.3.1 Campagne d'essais AC/DC

Pour cette campagne d'essais, la totalité des arcs ont été réalisés au Laplace avec la source de courant Puissance Plus. La commande de courant d'arc, qui se fait directement sur l'alimentation, est fixée à 80 A pour toute l'étude. L'un des objectifs principaux est de quantifier, à l'aide du bilan de puissance, la répartition des différentes formes d'énergie dans un arc en AC et en DC, et de comparer ces deux cas. Pour établir cette comparaison, on suppose qu'un défaut d'arc apparaît à 80 A en DC et à 80 A en valeur efficace (RMS) en AC. On comparera également les essais à basse pression (95 mbar) avec les essais à pression atmosphérique, ainsi que des câbles de matériaux différents (voir tableau 2.3). Nous avons d'abord effectué une première série d'essais en AC (tension à vide entre phases 400 Vac RMS, 800 Hz, 80 A RMS), puis une deuxième série dans les mêmes conditions que la première mais en DC (tension à vide entre les deux polarités 400 VDC, 80 A). Les paramètres sont résumés dans le tableau 2.2.

	AC	DC
Tension à vide	400 V RMS	400 VDC
Courant d'arc	80 A	80 A
Durée d'arc maximale	500 ms	500 ms
Pression	P_{atmo} et 95 mbar	P_{atmo} et 95 mbar

Tableau 2.2 – Résumé des conditions d'essais.

Pour chacune de ces séries d'essais, nous avons amorcé les arcs sur des câbles en cuivre ou en aluminium : un seul câble en cuivre (DR14) et deux câbles en aluminium (AD12 et AD14) qui diffèrent uniquement par la section du conducteur. Toutes les caractéristiques de ces câbles sont résumées dans le tableau 2.3. Ces trois câbles nous permettent de comparer les deux types de matériau (aluminium et cuivre) pour une même valeur de courant nominal I_n (AD12 et DR14) et pour une jauge égale (AD14 et DR14) :

- Comparaison à I_n constant (AD12/DR14) : $I_n = 20$ A
- Comparaison à jauge constante (AD14/DR14)

Notons que ces câbles ont tous les mêmes matériaux isolants c'est-à-dire une couche de polyimide et une couche de PTFE (voir illustration figure 2.12). Deux pressions différentes ont été appliquées à nos essais : pression atmosphérique et 95 mbar (pression de certification correspondant à une altitude de 15 000 m [34]). Enfin, la durée d'arc est réglée pour

2.3 Description des études réalisées

	AD12	AD14	DR14
Conducteur	Aluminium avec revêtement de cuivre nickelé	Aluminium avec revêtement de cuivre nickelé	Cuivre nickelé
Composition du conducteur	37 brins de 0,32 mm de diamètre	37 brins de 0,25 mm de diamètre	37 brins de 0,25 mm de diamètre
Isolant	couche polyimide + PTFE	couche polyimide + PTFE	couche polyimide + PTFE
Jauge (AWG)	12	14	14
Diamètre du conducteur	2,155 ± 0,025 mm	1,71 ± 0,020 mm	1,71 ± 0,020 mm
Courant nominal (I_n)	20 A	15 A	20 A

Tableau 2.3 – Caractéristiques des câbles testés.

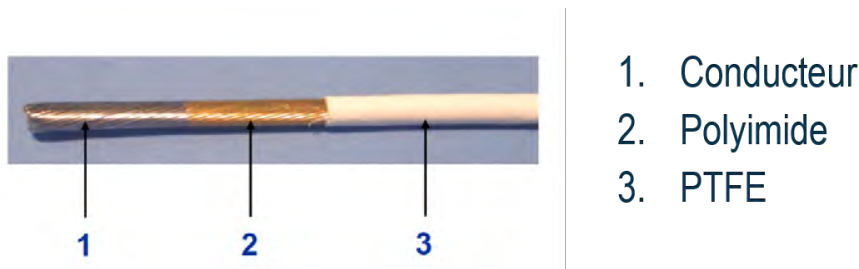


FIGURE 2.12 – Composition des câbles.

tous les essais à 500 ms (selon les conditions expérimentales, l'arc peut s'éteindre avant la fin de ce temps).

La matrice de tests est résumée sur la figure 2.13. Pour chaque configuration, 5 essais ont été réalisés de manière à obtenir une statistique pour nos mesures (moyenne et écart-type). Pour les 10 configurations représentées sur le schéma, il faut donc effectuer un total de 50 acquisitions exploitables (tous les essais ne réussissent pas toujours, l'arc peut ne pas s'amorcer, ou bien s'amorcer mais créer un pont fondu entre les deux câbles qui engendre un court-circuit franc). On remarque que dans la configuration AC à pression atmosphérique, il n'y a qu'un seul câble, AD14. Pour les deux autres câbles, nous n'avons pas réussi à obtenir des arcs durables, ils ne subsistaient que durant quelques demi-alternance tout au plus. Nous n'avons donc pas d'essai pour les câbles AD12 et DR14 à pression atmosphérique en courant alternatif. Cela est sans doute une conséquence du type d'alimentation qui fonctionne en source de courant. Ainsi, lorsque le courant s'établit, la tension s'écroule et n'est plus suffisante pour maintenir un arc. Étonnamment, ce problème n'est pas apparu pour les câbles AD14.

2 Dispositifs expérimentaux

Cette campagne d'essais servira donc pour l'établissement du bilan de puissance que nous décrirons dans le chapitre 4, ainsi que pour les résultats du chapitre 3 sur la caractérisation des arcs.

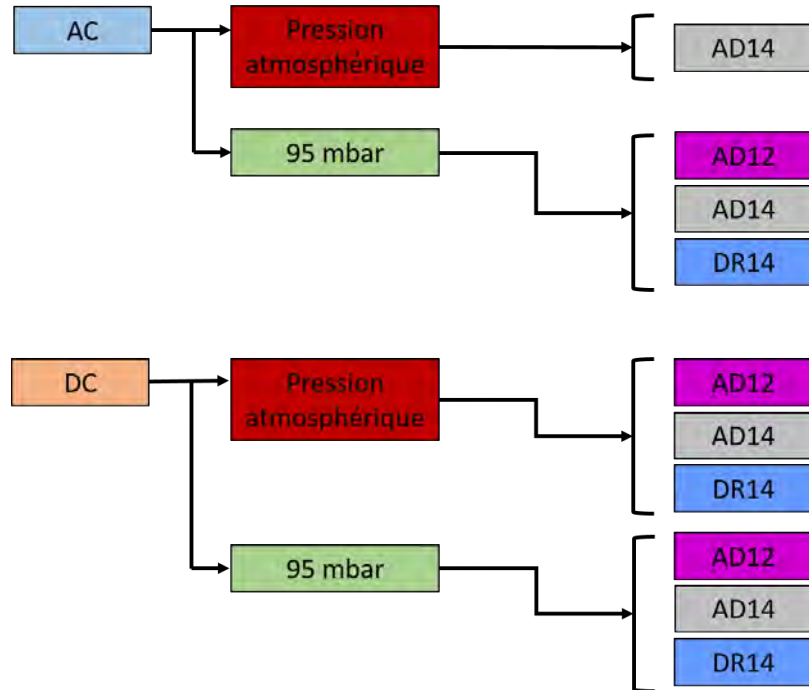


FIGURE 2.13 – Matrice de tests.

2.3.2 Campagne de mesures par spectroscopie optique d'émission et calcul de la température de l'arc

Les diagnostics par spectroscopie optique d'émission ainsi que le montage optique réalisé pour le calcul de la température de l'arc sont menés dans la deuxième partie de la thèse. Comme ces essais sont conduits de manière un peu plus exploratoire, il n'y a pas de matrice de tests pré-définie comme précédemment. Un seul mode de fonctionnement a été choisi, le mode DC, en utilisant l'alimentation 540 VDC décrite plus haut. La tension continue à vide entre les câbles que délivre cette alimentation permet d'amorcer les arcs très facilement, même à bas courant (les essais ont été fait entre 10 et 100 A, à pression atmosphérique et à 95 mbar).

Pour ces essais, nous avons utilisé des câbles avec une section plus grande que ceux de la première campagne. Cela permet, pour des essais à 10 A ou 25 A où l'érosion des câbles est beaucoup plus faible, de réaliser plusieurs arcs à la suite sans changer de câbles. On gagne ainsi du temps sur la préparation des câbles qui est assez longue, ce qui nous permet de faire plus de tests. Ces câbles sont en revanche identiques à ceux de plus faible section, ils sont composés du même matériau conducteur (aluminium ou cuivre) et des mêmes couches de matériaux isolant.

Sauf mention contraire, la disposition des câbles est identique à celle utilisée pour tous les autres essais. Il n'y a que dans le dernier chapitre où l'on changera cette configuration (on précisera ces changements dans le chapitre 6). On résume les conditions d'essais dans le tableau 2.4.

Alimentation électrique	540 VDC (tension réelle mesurée entre les câbles : 640 VDC)
Courant d'arc	10 A, 25 A, 50 A, 100 A
Durée d'arc maximale	500 ms
Pression	P_{atmo} et 95 mbar
Câbles	DR10 (cuivre) et AD10 (aluminium)

Tableau 2.4 – Résumé des conditions pour la deuxième campagne d'essais.

3 Caractérisation des arcs : mesures électriques, imagerie, et érosion des câbles

Ce chapitre présente les résultats expérimentaux obtenus lors des essais réalisés à 80 A en AC et en DC, avec des câbles en cuivre ou en aluminium, et pour deux valeurs de pression différentes (pression atmosphérique et 95 mbar). On y décrit le comportement et les principales observations que l'on peut établir sur ces défauts d'arc. On donne d'abord les caractéristiques électriques des arcs, puis on présente les résultats de l'imagerie rapide, avec et sans filtre interférentiel, qui nous seront utiles pour interpréter l'ensemble des résultats. Avec l'aide des données électriques et de l'imagerie rapide, la problématique du transfert de l'arc sur une structure en aluminium sera abordée. On donne ensuite les résultats des masses ablatées, qui nous renseignent sur l'érosion des câbles en fonction des différentes conditions d'essai, et qui sont nécessaires à l'établissement du bilan de puissance.

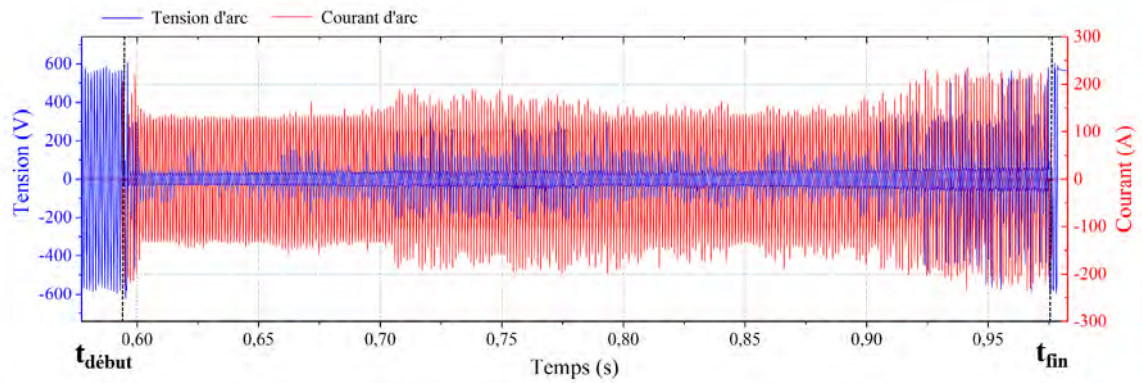
Généralement, les arcs étudiés en laboratoire sont réalisés dans des conditions conduisant à une bonne reproductibilité (reproductibilité de l'arc et des mesures physiques associées). Dans notre cas, nous tentons d'étudier des défauts d'arc dans des conditions qui se rapprochent de celles rencontrées dans la réalité. Dans ce contexte, la propagation de l'arc et les dégâts qu'il occasionne présentent une certaine instabilité et ne sont jamais complètement identiques entre deux essais dans les mêmes conditions. Ce manque de reproductibilité rend leur étude compliquée, mais nous pouvons toutefois en déduire des tendances en fonction des conditions expérimentales.

3.1 Signaux électriques

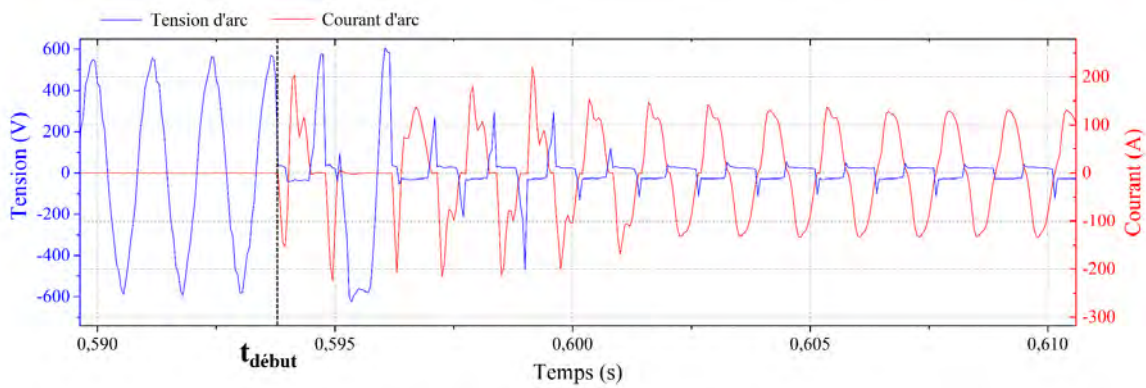
Pour tous nos essais, les données électriques sont systématiquement mesurées et leur analyse permet de mieux comprendre le comportement des arcs. On peut voir ci-dessous deux exemples de caractéristiques courant-tension, l'un en AC (figure 3.1) l'autre en DC

3 Caractérisation des arcs : mesures électriques, imagerie, et érosion des câbles

(figure 3.2). Dans chacun des cas, la tension est en bleue et le courant en rouge. La figure 3.1b correspond au début de l'arc de la figure 3.1a sur une échelle de temps réduite. Le temps $t_{début}$ indique l'amorçage de l'arc : avant $t_{début}$ la tension à vide est appliquée (400 V RMS), puis lorsqu'une goutte d'eau tombe sur les câbles, la tension chute brusquement et le courant apparaît ($t_{début}$). L'arc est alors amorcé et impose sa propre tension tandis que le courant n'est limité que par la régulation du dispositif expérimental. Pour des paramètres fixés (pression, type d'électrodes, ...), on considère que la tension d'arc (U_{arc}) ne dépend ni du courant ni du diamètre de l'arc. La tension ne dépend alors que de la longueur de l'arc et est donnée par la relation [49, 50] : $U_{arc} = U_{électrodes} + E_m \times L$ où $U_{électrodes}$ est la chute de tension aux électrodes (constante), E_m est le champ électrique moyen de l'arc et L la longueur de l'arc.



(a) Tension et courant d'arc de la totalité de l'essai.



(b) Zoom de la figure (a) sur l'amorçage de l'arc ($t_{début}$).

FIGURE 3.1 – Tension (en bleu) et courant d'arc (en rouge) en AC. 400 Vac RMS, 80 A RMS, câbles AD14, P_{atmo} .

3.1 Signaux électriques

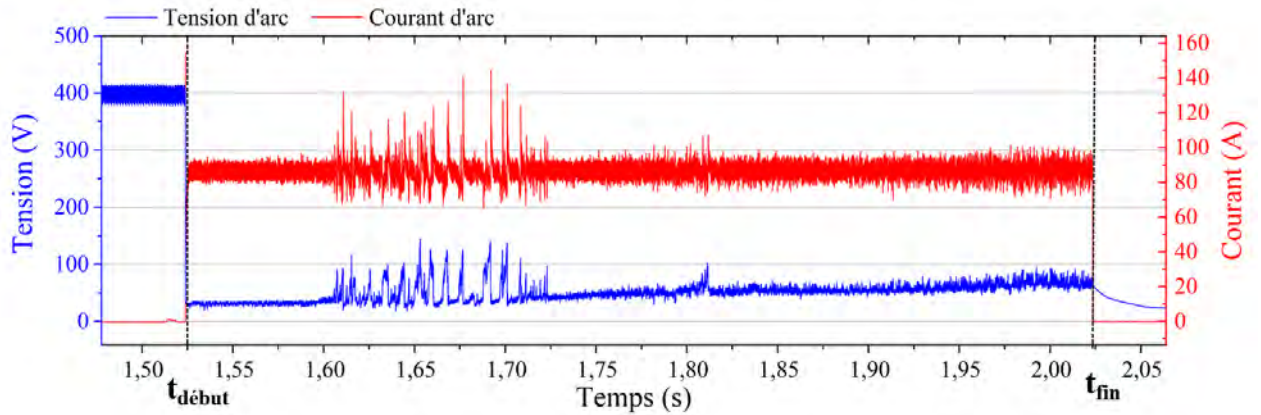


FIGURE 3.2 – Tension (en bleu) et courant d’arc (en rouge) en DC. 400 VDC, 80 A, câbles AD14, P_{atmo} .

Dans le cas du courant alternatif, le passage par zéro force l’extinction de l’arc à chaque demi-alternance. On voit alors la tension qui augmente de nouveau, parfois jusqu’à sa valeur maximale ($400 \times \sqrt{2} \simeq 565 \text{ V}$) puis un palier apparaît (tension quasiment constante) qui correspond pour chaque demi-période, à la tension d’arc à proprement parler. On voit ces paliers de tension qui augmentent au fur et à mesure que l’arc se propage : en érodant les électrodes, l’arc est de moins en moins confiné et sa longueur augmente, ce qui a pour effet d’accroître sa tension, étant donné que celle-ci est proportionnelle à la longueur d’arc. Cet effet est plus visible en DC où l’on voit bien sur la figure 3.2, la tension d’arc qui augmente progressivement. En général, ces tensions d’arc varient entre 20 et 30 V en début d’arc pour finir entre 50 et 70 V selon les conditions d’essais. La fin de l’arc est notifiée sur les graphes par le temps t_{fin} , qui a lieu 500 ms après $t_{début}$.

On remarque aussi sur ces graphes, des pics de tension qui apparaissent aléatoirement et qui peuvent parfois dépasser les 100 V (cela apparaît le plus souvent en DC, comme sur la figure 3.2 entre 1,60 s et 1,72 s). Cela provient du fait que par moment, l’arc a tendance à s’étirer pendant un court laps de temps, entraînant une augmentation brusque de sa tension (cf. images dans la section 3.2). C’est un phénomène propre aux défauts d’arc, et cela induit une dispersion supplémentaire des mesures qui se répercute en terme d’écart-type sur la puissance totale de l’arc.

On peut effectuer des moyennes des tensions d’arc pour comparaison. Nous verrons dans le chapitre 4 sur le bilan de puissance, que ces comparaisons de tensions sont similaires aux puissances d’arc étant donné que le courant est fixé. A noter que, contrairement à la moyenne de la tension en DC qui n’est pas difficile à obtenir, il faut, en AC, prendre

3 Caractérisation des arcs : mesures électriques, imagerie, et érosion des câbles

	Pression atmosphérique		Basse pression (95 mbar)	
	AC	DC	AC	DC
AD12	-	36,2 V	25,2 V	30,5 V
DR14	-	32,2 V	24,8 V	26,9 V
AD14	39,1 V	46,0 V	38,8 V	44,7 V

Tableau 3.1 – Comparaison des tensions moyennes de l’arc.

en compte uniquement les paliers de tension et donc enlever du calcul tous les pics de tension qui ne doivent pas être pris en compte dans le calcul de la tension moyenne. Cela est effectué à l’aide d’un script écrit en Python. Nous obtenons alors les tensions moyennes qui sont reportées dans le tableau 3.1.

Deux valeurs sont absentes de ce tableau et correspondent aux cas où nous n’avons pas réussi à déclencher des arcs (AD12 et DR14 en AC et à la pression atmosphérique). Dans tous les cas, la tension est plus importante en DC qu’en AC et excepté pour AD14, les tensions sont plus faibles à basse pression. Des résultats similaires sont obtenus pour la puissance de l’arc, ils seront discutés plus en détail dans le chapitre 4.

3.2 Imagerie rapide

Afin de mieux comprendre les signaux électriques obtenus, des diagnostics d'imagerie rapide ont été réalisés au cours de cette thèse. L'imagerie rapide permet de connaître la distribution spatiale et l'évolution temporelle du plasma et des espèces émissives de l'arc. Ces diagnostics ont été faits au moyen d'une caméra rapide qui enregistre le signal lumineux émis par l'arc dans le visible. Dans un premier temps, aucun filtre n'a été installé. L'acquisition d'images avec des filtres interférentiels a été réalisée dans un deuxième temps (voir section 3.4). Dans cette section, nous faisons une synthèse des observations effectuées sur un grand nombre d'acquisitions vidéos, avec ou sans filtre interférentiel. Les images présentées ici sont des exemples sélectionnées parmi toutes ces acquisitions, et les observations que nous déduisons sont valables pour tous les essais.

La caméra (Phantom V9.1) est positionnée à l'extérieur de l'enceinte à environ 1,5 mètres des câbles. La fréquence d'acquisition des images obtenues lors de nos essais est comprise entre 3 000 et 26 143 images/s, et la durée d'exposition entre 10 et 30 μ s. Un exemple est donné sur la figure 3.3 où l'on montre quatre images issues de l'acquisition vidéo qui représentent différentes phases de l'arc que l'on observe généralement dans nos essais. Dans cet exemple, l'arc est amorcé entre des câbles en aluminium (AD14), en courant continu (400 VDC tension à vide, 80 A). La fréquence d'acquisition est de 26 143 images/s pour une résolution de 192 x 120 pixels, et la durée d'exposition est de 20 μ s. Au début (t_1), l'arc reste confiné sur une petite partie de la zone dénudée, puis commence à se propager le long de la fenêtre de découpe de l'isolant (t_2). Au bout d'un certain temps (généralement entre 200 et 300 ms), on peut commencer à observer le phénomène d'expansion de l'arc (t_3) : les pieds d'arc ne restent plus face à face mais tournent autour des électrodes (ce qui reste d'isolant limite toutefois les mouvements du pied d'arc) et l'on voit l'arc s'étirer en formant une boucle. La longueur de l'arc devient alors bien plus importante que la distance entre les câbles, et correspond aux pics de tension dont nous avons discuté précédemment (section 3.1).

Cet effet est plus visible sur la figure 3.4 où l'on voit bien l'étirement de l'arc faisant une boucle et où les deux pieds d'arc ne sont plus en face. Cet exemple d'illustration a été réalisé à l'IRT avec une autre alimentation en courant continu et des câbles DR8 (caméra Photron, temps d'exposition 100 μ s, 10 000 images/s, résolution 768 x 512). La tension à vide appliquée entre les deux câbles est de 540 V (\pm 270 V), et le courant d'arc est de 30 A. Il est à noter que l'analyse des vidéos permet de constater que ce phénomène est moins fréquent et moins important (en terme d'expansion de l'arc) en AC qu'en DC, puisque le passage par zéro du courant empêche l'expansion de l'arc sur un temps long.

3 Caractérisation des arcs : mesures électriques, imagerie, et érosion des câbles

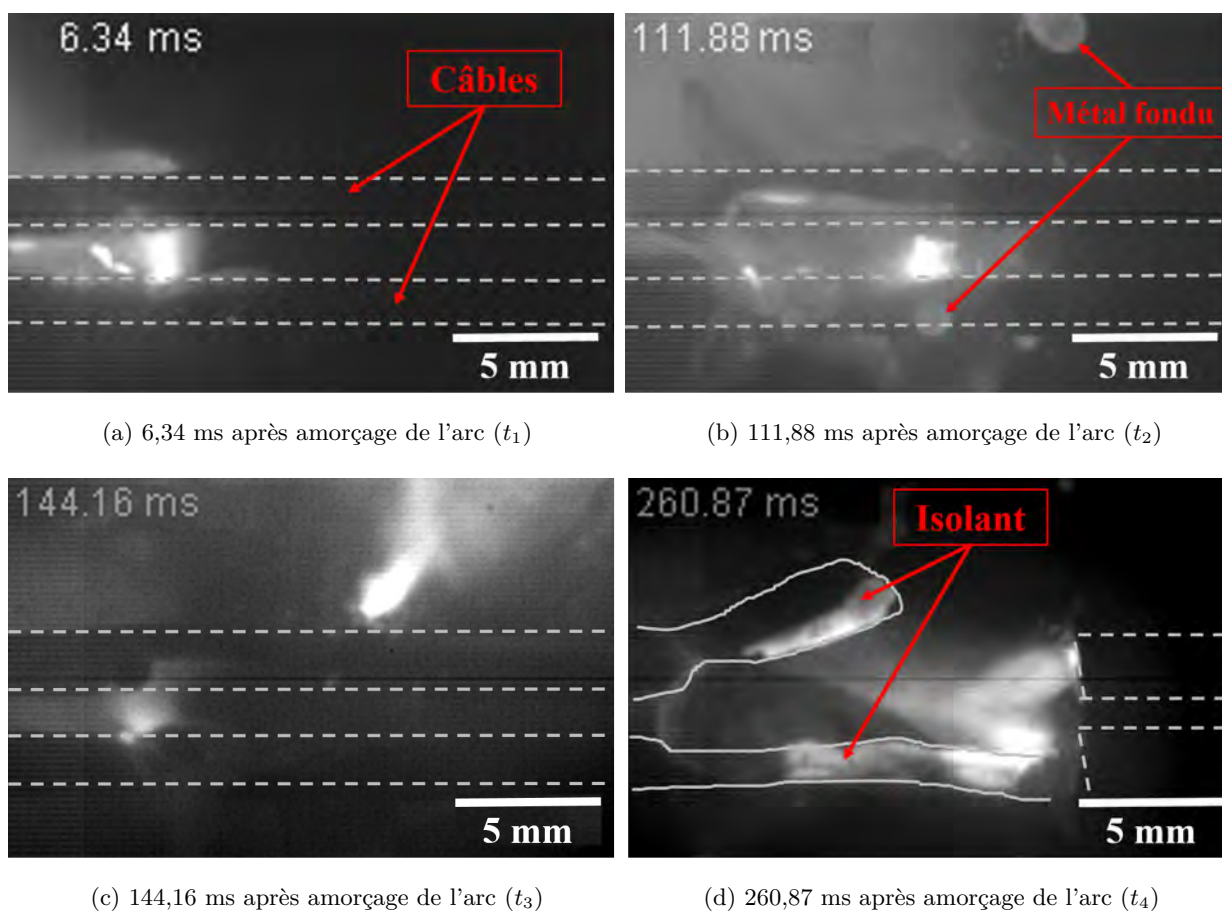


FIGURE 3.3 – Images extraites de l'acquisition vidéo à 26 143 i/s. Tension à vide entre les câbles 400 VDC, courant d'arc 80 A, P_{atmo} , câbles AD14 (aluminium).

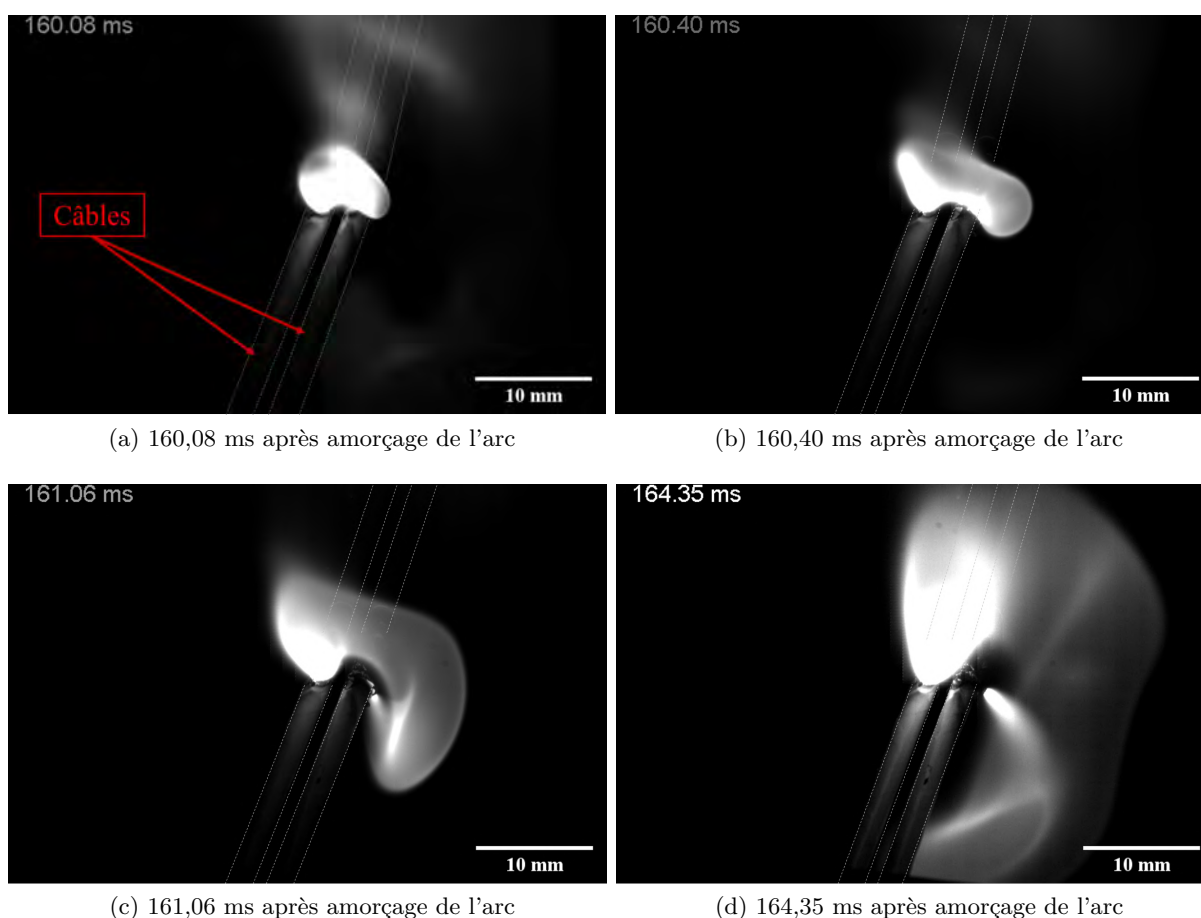


FIGURE 3.4 – Images extraites de l’acquisition vidéo à 100 000 i/s. Tension à vide entre les câbles 640 VDC, courant d’arc 30 A, P_{atmo} , câbles DR8 (cuivre).

Cela pourrait avoir une conséquence directe sur la dangerosité de l’arc : en DC un arc pourrait plus facilement s’accrocher sur des éléments environnants plus lointains qu’en AC (nous présentons quelques résultats sur cette problématique dans la section 3.3 ci-dessous). De manière moins évidente, il semblerait que ces expansions aléatoires soient moins présentes pour les câbles en cuivre.

Enfin la dernière phase de l’arc (temps t_4 sur la figure 3.3) est celle où l’arc a complètement érodé l’âme métallique des câbles (l’isolant peut cependant encore subsister, on voit d’ailleurs sur la figure 3.3d, que le morceau d’isolant de la partie supérieure est sur le point d’être arraché par le souffle de l’arc). Il se propage alors en remontant vers la source de tension tout en consommant les câbles et l’isolant. L’arc acquiert alors une direction horizontale relativement stable, il n’est plus contraint de rester confiné et s’étire, ce qui

3 Caractérisation des arcs : mesures électriques, imagerie, et érosion des câbles

engendre l'augmentation de sa tension. Dans cette dernière phase, il n'y a plus d'expansion erratique de l'arc. C'est par conséquent la phase la plus stable, bien que la tension d'arc soit la plus élevée de toute la durée d'arc.

3.3 Interaction de l'arc avec une plaque en aluminium

Un arc initialement amorcé entre deux câbles peut éventuellement se transférer à une structure environnante, surtout si celle-ci est connectée à un potentiel différent de celui des câbles. Dans une architecture AC, il s'agit du neutre de l'alimentation et dans une architecture DC symétrique, du point milieu (potentiel "0" pour une alimentation +/0/-).

L'étude de ce phénomène de transfert de l'arc sur une plaque en aluminium qui avait été réalisée au LAPLACE en 2017 par T. André [75] ne portait que sur du courant alternatif. Le but de cette étude était de mesurer la distance la plus courte, pour laquelle aucun transfert de l'arc vers la plaque n'a lieu.

Les données de l'imagerie rapide que nous venons de voir laissent supposer qu'un arc en DC, du fait de sa tendance beaucoup plus importante à s'étendre en dehors de l'espace entre les câbles qu'un arc en AC, aura plus de facilités à se transférer sur une structure proche des câbles dans un avion.

Pour vérifier cela, nous avons réalisé quelques essais à pression atmosphérique avec une plaque en aluminium de 1,2 mm d'épaisseur, séparée d'une distance d des câbles. Cette plaque est connectée au point milieu (0 V) de l'alimentation DC ± 320 V, comme représentée sur la figure 3.5. Le courant d'arc varie de 10 à 100 A. Pour chaque essai, la tension entre les deux câbles, et entre chaque câble et la plaque est enregistrée avec trois sondes de tension différentielles, et le courant dans chacun des câbles ainsi que le courant traversant la plaque est mesuré avec trois sondes de courant à effet Hall. On constate l'accrochage d'un arc lorsque le courant mesuré sur la plaque devient non nul. Une seconde caméra rapide installée au-dessus de l'enceinte permet de visualiser cet accrochage.

Les résultats obtenus par T. André [75] à pression atmosphérique avec un courant d'arc de 174 A, montrent que la distance d minimale pour laquelle il n'y avait pas d'accrochage pouvait être relativement grande (les données en valeur absolue sont confidentielles). Or il en est tout autre pour les tests que nous avons effectués en DC. Il s'avère que, pour des arcs dont le courant était ≤ 50 A et la durée d'arc réglée à 500 ms, la distance minimale d'accrochage à la plaque n'était pas mesurable, car pour obtenir un accrochage nous avons dû positionner la plaque juste en face des câbles, c'est-à-dire à une distance $d \simeq 0$. Même à cette distance, il n'y a eu que de très courts accrochages, laissant tout juste quelques traces sur la plaque. Pour des courants d'arc de 100 A, nous avons obtenu des transferts de l'arc sur la plaque pour des distances $d > 0$, mais qui restent relativement courtes.

Dans les résultats de la thèse de T. André, l'augmentation du courant d'arc a une influence limitée sur la distance d'accrochage : en doublant la valeur du courant d'arc, on peut

3 Caractérisation des arcs : mesures électriques, imagerie, et érosion des câbles

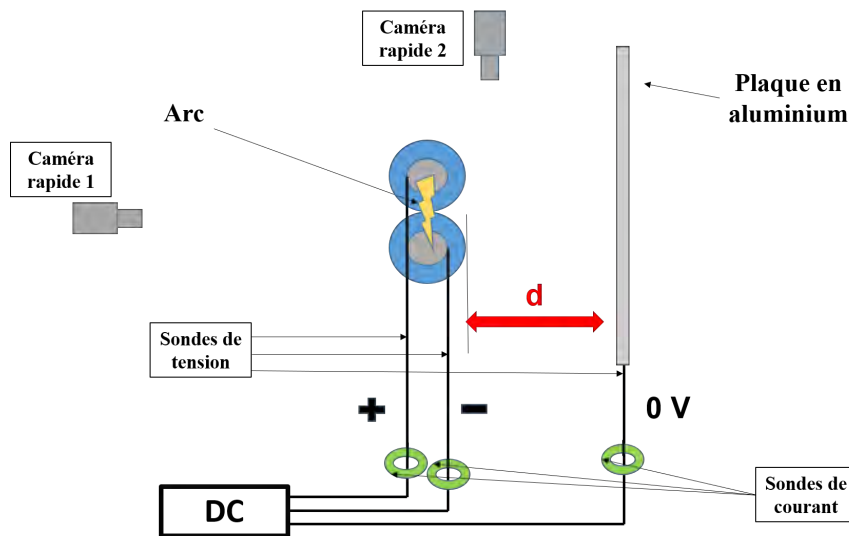


FIGURE 3.5 – Schéma des essais avec transfert de l'arc sur la plaque en aluminium.

estimer que pour le cas à pression atmosphérique, la distance d'accrochage augmente d'environ 60% (en prenant la valeur haute). Considérant ce résultat, si l'on extrapole les distances obtenues avec nos essais à 100 A en DC, pour les comparer au cas AC à 174 A, on constate que les distances sont bien inférieures en DC qu'en AC.

Ces premiers résultats, qui constituent une première approche de la problématique de transfert de l'arc sur une plaque avec une alimentation en DC symétrique (avec point milieu), sont à prendre avec précaution. En effet, la tension entre la plaque et l'un ou l'autre câble (en bleu sur la figure 3.6) ne présente pas, contrairement à la tension mesurée entre les deux câbles (en noir sur la même figure), une forme continue, mais il y a des oscillations (d'environ 150 V d'amplitude à 150 Hz). Celles-ci sont dues à l'alimentation électrique, et nous n'avons pas pu les enlever.

Toutefois, en dépit de ces oscillations de la tension, on constate qu'au moment où l'arc se déclenche entre les deux câbles (figure 3.6), la tension câble/plaque diminue fortement en même temps que la tension d'arc. La première partie de la courbe montre les signaux électriques lorsque l'arc n'est pas encore amorcé (« arc off »). La tension entre les deux câbles est de 640 V et la tension entre le câble + et la plaque est de 320 V (en prenant la moyenne du signal). Lorsque l'arc est amorcé (« arc on »), ces deux tensions chutent brutalement. À cause des oscillations de la tension câble/plaque, le transfert de l'arc est régulièrement interrompu par le passage à zéro de cette tension. Ces transferts s'observent lorsque le courant mesuré dans le câble connecté à la plaque (courbe rouge) devient non

3.3 Interaction de l'arc avec une plaque en aluminium

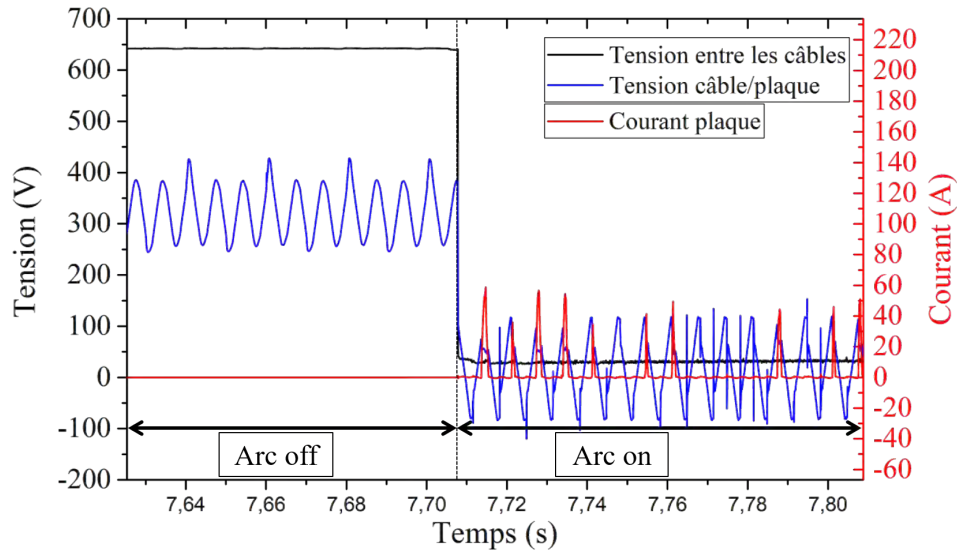


FIGURE 3.6 – Essai avec transfert de l'arc sur la plaque en aluminium. Tension à vide entre les câbles : 640 V, courant d'arc : 100 A, essai à pression atmosphérique avec des câbles en aluminium AD8. La tension entre les deux câbles (+ et -) est tracée en noir, et la tension entre le câble + et la plaque est en bleu. Le courant mesuré sur la plaque est représenté en rouge.

nul.

Or, en AC, dans les résultats de T. André, la tension entre l'un ou l'autre des deux câbles et la plaque (connectée au neutre) ne présentait pas de telle baisse de tension au moment où l'arc se déclenchait entre les deux câbles, mais restait inchangée, avec constamment 230 V RMS (sauf lors des phases d'accrochage de l'arc sur la plaque), soit une tension bien plus élevée que dans le cas du DC.

Ainsi, sur la base des travaux de T. André en AC et de nos tests en DC, nous pouvons dire que si les alimentations utilisées lors de ces essais sont représentatives des architectures réelles, alors, la probabilité que l'arc se transfère vers une structure en aluminium proche des câbles est bien plus faible en DC qu'en AC. Cette conclusion est toutefois à prendre avec précaution car il est nécessaire de réaliser de plus grandes séries de mesures en DC, et d'utiliser des sources d'alimentation différentes.

3.4 Imagerie rapide avec filtres interférentiels

Nous avons repris le même dispositif que celui présenté dans la section 3.2, en ajoutant un filtre interférentiel à la caméra rapide. Ces essais ont cependant été uniquement effectués avec l'alimentation 640 V DC. Deux filtres ont été utilisés. Le premier est centré à 515 nm et a une bande passante de 50 nm. On observera alors majoritairement l'émission du cuivre (Cu I) avec ce filtre, puisque cette fenêtre de longueur d'onde est dominée par trois raies du cuivre (ce résultat sera confirmé avec la spectroscopie optique d'émission dans la section 5). Ce filtre peut être utilisé aussi bien avec les câbles en cuivre qu'avec les câbles en aluminium. En effet, dans le cas du conducteur en aluminium, il y a un fin revêtement en cuivre qui implique la présence de cet élément dans le plasma. Même si la quantité y est très faible, les raies spectrales du cuivre sont presque aussi intenses que pour les câbles en cuivre.

Le deuxième filtre utilisé est centré à 780 nm et a une bande passante de 10 nm qui permet l'observation de la raie de l'oxygène atomique à 777 nm, qui domine sur cette gamme de longueur d'onde (voir la section 5 sur les résultats de spectroscopie). L'intérêt de l'imagerie avec ces filtres interférentiels est que nous pouvons suivre l'évolution spatio-temporelle de ces espèces émissives du plasma (cuivre et oxygène atomique), pour mieux comprendre le comportement des défauts d'arc. Ces images nous aideront aussi pour expliquer certains résultats obtenus avec la spectroscopie optique d'émission (chapitre 5), ainsi que pour mettre au point les mesures de température du plasma (chapitre 6).

3.4.1 Filtre centré à 515 nm (cuivre)

On montre sur la figure 3.7 deux images extraites d'un essai réalisé avec des câbles en cuivre avec un courant de 10 A à pression atmosphérique. Pour cet essai, la caméra rapide est munie du filtre centré à 515 nm qui permet de visualiser l'émissivité des atomes de cuivre neutres dans le plasma. Les deux images choisies sont prises à 0,4 ms d'intervalle, et témoignent de ce qu'on observe de manière systématique lors des essais c'est-à-dire une forte variabilité de la présence du cuivre dans le plasma. Sur l'image de gauche, l'arc est bien établi entre les deux câbles mais seule une petite partie de l'arc, proche de l'anode, se distingue par la présence notable de cuivre. Le reste de l'arc est presque invisible sur la gamme de longueur d'onde transmise par le filtre. Ensuite, de manière aléatoire, l'érosion du câble provoque une soudaine augmentation de la quantité de cuivre dans la colonne d'arc. C'est ce que l'on voit sur l'image de droite, où le rayonnement du cuivre s'intensifie en partant du haut et se dirige vers la cathode. L'érosion, et donc l'injection de vapeurs

3.4 Imagerie rapide avec filtres interférentiels

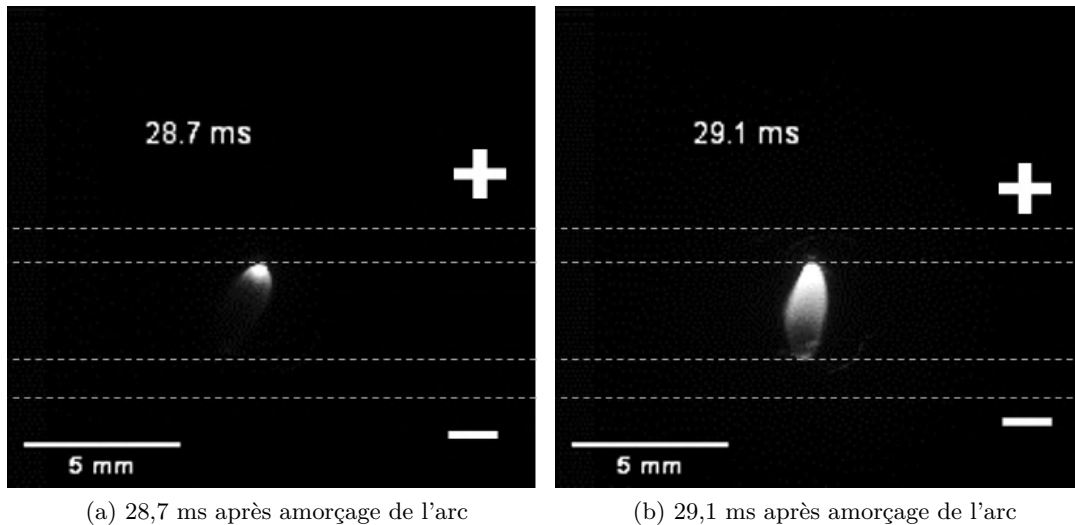


FIGURE 3.7 – Images extraites de l’acquisition vidéo à 10 000 i/s avec le filtre centré à 515 nm, temps d’exposition : 97 μ s. Tension à vide entre les câbles 640 VDC, courant d’arc 10 A, P_{atmo} , câbles DR10 (cuivre).

de cuivre dans le plasma, se fait également en partant de la cathode, même s’il semble que ce phénomène apparaisse plus fréquemment au niveau de l’anode.

La présence du cuivre et sa répartition dans le plasma est donc très aléatoire, et dépend essentiellement de l’érosion des câbles. Le cuivre apparaît principalement au niveau des électrodes, puis se diffuse rapidement dans le toute la colonne d’arc, et semble parfois disparaître complètement. Cette tendance se vérifie également avec le cuivre présent en faibles quantités dans les câbles en aluminium.

Pour des arcs réalisés à 10 A et d’une durée de 500 ms, les câbles subissent peu d’érosion en comparaison avec des arcs à 100 A, pour lesquels les câbles sont souvent complètement coupés à la fin de l’essai. Par conséquent la présence de cuivre dans le plasma est beaucoup plus importante pour des arcs à 100 A, mais même à ce niveau de courant, on observe une forte fluctuation spatio-temporelle de la présence de cuivre. C’est ce que l’on voit sur la figure 3.8 (a), qui montre une série d’images tirées d’un essai à 100 A, avec des câbles en aluminium et à une pression de 95 mbar. À titre expérimental, la disposition des câbles a été modifiée pour cet essai. Les deux câbles se font faces à la manière d’une configuration d’arc série, et l’isolant a été complètement enlevé.

Sur cette même série d’images, on peut constater le phénomène d’aspiration ou de pompage du gaz environnant vers le plasma. Cet effet est suffisamment important pour qu’une

3 Caractérisation des arcs : mesures électriques, imagerie, et érosion des câbles

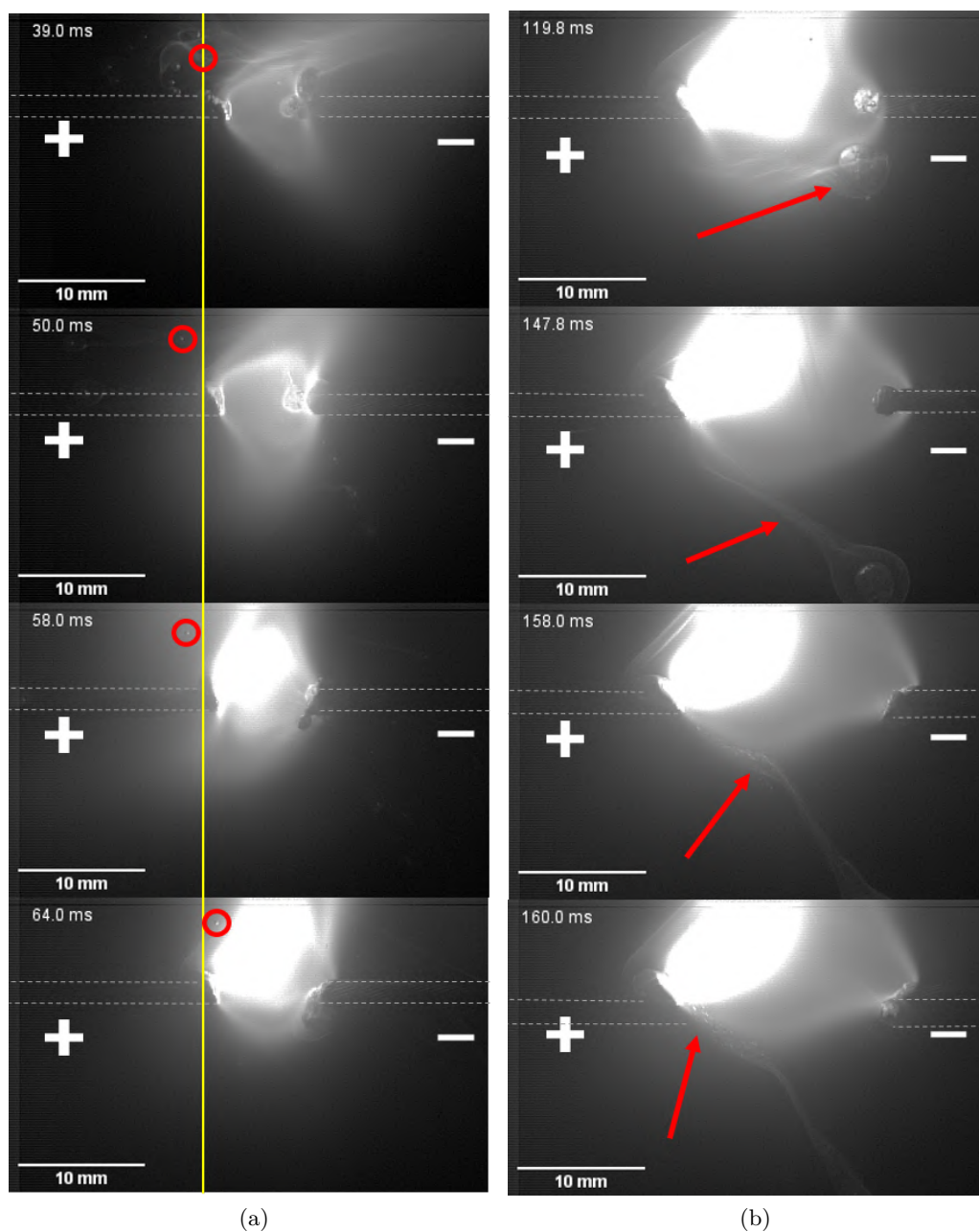


FIGURE 3.8 – Deux séries d’images d’un même essai extraites de l’acquisition vidéo à 10 000 i/s avec le filtre centré à 515 nm, temps d’exposition : 97 μ s. Tension à vide entre les câbles 640 VDC, courant d’arc 100 A, 95 mbar, câbles AD14 (aluminium). (a) Le trait jaune correspond à la position initiale d’une gouttelette entourée en rouge. (b) Les flèches rouges indiquent le flux de vapeurs se dirigeant vers l’anode.

3.4 Imagerie rapide avec filtres interférentiels

gouttelette de métal en fusion soit aspirée dans le plasma. En effet, sur la première image du haut, on a entouré en rouge, une gouttelette qui est éjectée du câble ; la ligne jaune représente sa position initiale au moment de cette première image. La deuxième image permet de constater que cette gouttelette de métal fondu possède une vitesse initiale qui est dirigée vers l'extérieur de l'arc. La gouttelette s'éloigne donc initialement de l'arc. Les deux dernières images du bas ($t = 58 ms$ et $t = 64 ms$) permettent de constater que la force d'aspiration qu'exerce le plasma sur son environnement est suffisamment élevée pour attirer vers lui des objets tels que cette gouttelette, puisque cette dernière finit par entrer dans l'arc. Donc si ce phénomène d'aspiration est capable de produire une force suffisante pour qu'une masse de métal fondu soit attirée dans le plasma, des éléments plus légers, tel que le gaz environnant l'arc seront également aspirés. C'est ce que l'on voit sur la série d'images de droite (figure 3.8 (b)), qui montre tout d'abord, en haut, en goutte de métal fondu tomber depuis la cathode. Cette goutte, du fait de sa température élevée, génère à sa surface des vapeurs de cuivre (entre autres) que le filtre nous permet de visualiser. Lors de la chute de cette goutte vers le sol (sur les trois autres images), on voit que les vapeurs métalliques autour de la goutte sont également attirées vers le plasma, et plus précisément vers l'anode. Ainsi, l'aspiration du gaz environnant semble plus importante à l'anode qu'à la cathode, puisque les vapeurs métalliques issues de la goutte tombant pourtant de la cathode, sont largement dirigées vers l'anode.

Cela est cohérent avec ce que l'on observe généralement sur les images obtenues : le jet de plasma issu de l'anode est plus long et son rayonnement plus intense que le jet issu de la cathode. On observe également que le jet de matière issu de l'anode est plus stable qu'à la cathode : il y a peu de déplacements du pied d'arc à l'anode, contrairement au pied d'arc à la cathode qui est très mobile. En revanche, il y a une contradiction entre la présence de cuivre importante aux abords de l'anode, et l'érosion observée entre les deux électrodes. En effet, l'érosion de la cathode est bien plus importante que l'érosion de l'anode, sans doute à cause des valeurs différentes de chutes de potentiel pour ces deux électrodes. Nous verrons dans la section suivante (3.5) que la masse de câble ablaté est bien supérieure à la cathode qu'à l'anode. Il est par conséquent étonnant d'observer un phénomène de jet de plasma plus important à l'anode qu'à la cathode.

On peut d'ailleurs facilement constater, à l'aide de l'imagerie et en utilisant la même disposition des câbles que celle de la figure 3.8, la différence d'érosion qui existe entre les deux électrodes. Il suffit de mesurer la longueur de chaque câble ablaté (cathode et anode) à la fin de l'essai, et de faire le rapport des deux longueurs. Ainsi, pour quelques essais à 100 A dans cette configuration, on trouve que le rapport des longueurs de câbles ablatés

3 Caractérisation des arcs : mesures électriques, imagerie, et érosion des câbles

cathode/anode est dans tous les cas supérieur à 1, c'est-à-dire que la cathode subit toujours une érosion plus importante que l'anode. Plus précisément, pour les câbles en cuivre ce rapport vaut environ 1,2 à pression atmosphérique et à 95 mbar, tandis que le rapport vaut environ 1,7 pour les câbles en aluminium à pression atmosphérique et 2 à 95 mbar. Notons toutefois que l'érosion de la cathode dans le cas des câbles en cuivre est moins importante que pour les câbles en aluminium, car le pied d'arc a tendance à ne pas rester en bout de câble, mais à se déplacer le long du câble (l'isolant ayant été enlevé). L'extrémité de la cathode est ainsi moins érodée, contrairement au cas des câbles en aluminium où le pied d'arc à la cathode, même s'il n'est pas immobile, reste à l'extrémité du câble. La présence du cuivre s'observe donc en quantités supérieures au niveau de l'anode, alors que la cathode subit une érosion qui est jusqu'à deux fois plus importante que pour l'anode.

L'utilisation du filtre centré à 515 nm permet aussi de mieux voir certaines différences entre un arc amorcé entre des câbles en cuivre et un arc amorcé entre des câbles en aluminium, en particulier en terme de volume occupé par le plasma. On compare sur la figure 3.9, un arc obtenu avec des câbles en aluminium (image de gauche, figure (a)) avec un arc obtenu avec des câbles en cuivre (image de droite, figure (b)) dans les mêmes conditions expérimentales (tension à vide entre les deux câbles : 640 VDC, courant d'arc : 100 A, pression : 95 mbar) et avec les mêmes paramètres d'acquisition vidéo (résolution : 352 x 216, fréquence d'acquisition : 10 000 i/s, temps d'exposition : 97 μ s, ouverture du diaphragme : f/11). On a sélectionné quatre images à des temps différents (100, 200, 300 et 400 ms après l'amorçage de l'arc), et aucun traitement d'image n'a été appliqué.

Ce que l'on observe globalement sur l'ensemble des images, et en particulier après 200 ms, c'est que le plasma, ou en tout cas les vapeurs de cuivre, occupent un volume plus important dans le cas des câbles en aluminium. On y distingue très peu le fond noir (faible contraste de lumière) car les zones émissives sont présentes sur presque toute l'image (après 200 ms). En revanche, l'arc obtenu avec des câbles en cuivre semble être plus confiné, les vapeurs de cuivre s'étendent moins et il y a un meilleur contraste avec le fond noir. Cela pourrait être dû à la densité et à la masse plus faible de l'aluminium par rapport au cuivre. L'intensité lumineuse est également plus importante pour les câbles en aluminium, et cette impression sera confirmée par les données de la puissance rayonnée (voir le chapitre 4 sur le bilan de puissance).

3.4.2 Filtre centré à 780 nm (oxygène atomique)

Le filtre centré à 780 nm permet d'observer l'oxygène atomique présent dans le plasma. Toutes les images réalisées avec ce filtre permettent de constater, en premier lieu, la même

3.4 Imagerie rapide avec filtres interférentiels

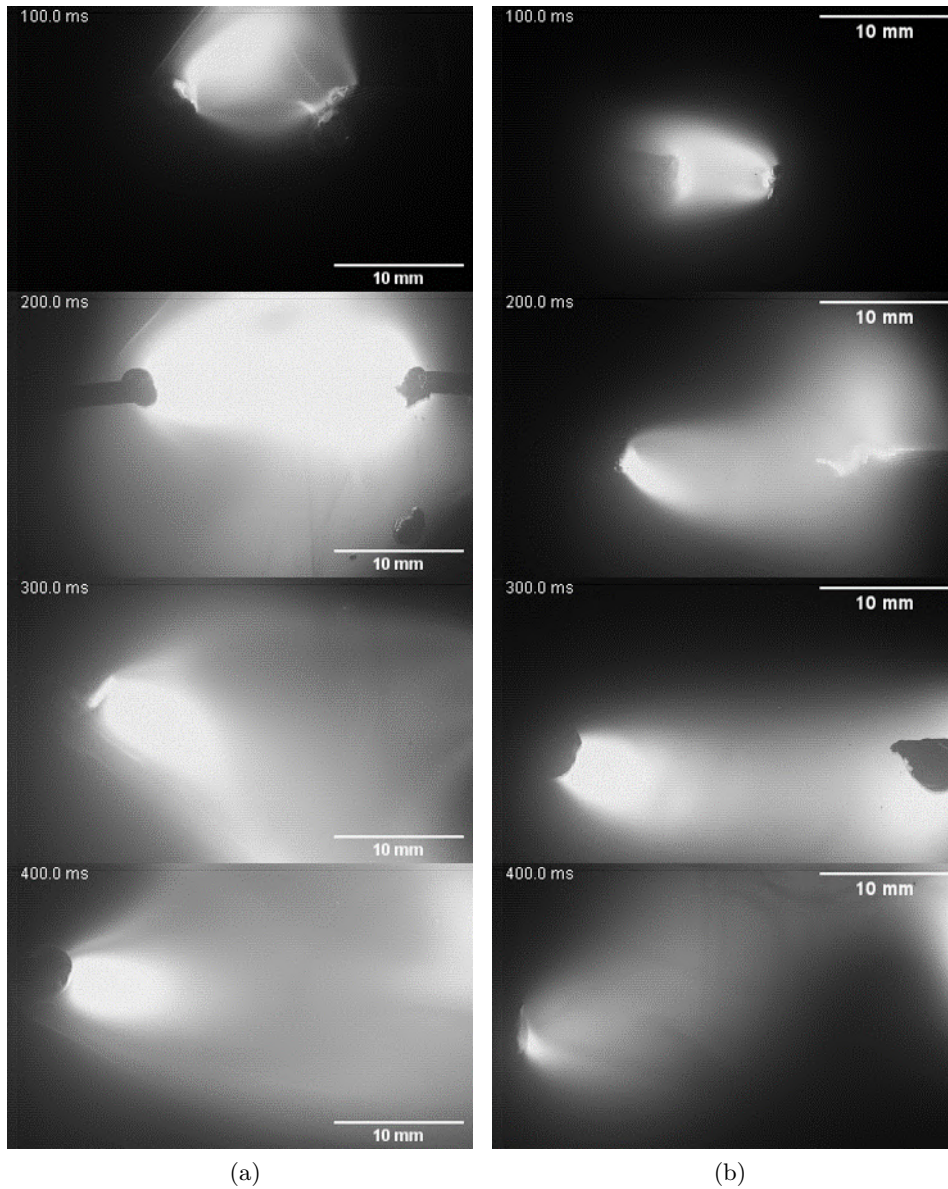


FIGURE 3.9 – Images extraites de l’acquisition vidéo à 10 000 i/s avec le filtre centré à 515 nm, temps d’exposition : 97 μ s. Tension à vide entre les câbles 640 VDC, courant d’arc 100 A, 95 mbar. (a) câbles en aluminium AD14, (b) câbles en cuivre DR14.

3 Caractérisation des arcs : mesures électriques, imagerie, et érosion des câbles

chose qu'avec le filtre centré à 515 nm : il y a d'importantes fluctuations du rayonnement issu de l'oxygène atomique sur toute la durée d'arc. La figure 3.10 montre un exemple d'acquisition avec ce filtre. L'arc a été réalisé entre des câbles en aluminium, en courant continu à 10 A, et à la pression atmosphérique. Sur un essai, l'intensité lumineuse présente de fortes variations aléatoires et indépendantes du temps, comme cela est visible sur la figure 3.10, notamment en comparant l'image (a) avec les trois autres images (b), (c) et (d). En revanche, ce qui change par rapport au filtre centré sur la raie spectrale du cuivre (515 nm), c'est la répartition spatiale des zones émissives. On distingue par ailleurs deux cas différents selon le type de câble utilisé, aluminium ou cuivre.

1. Câbles en aluminium

Un exemple représentatif de ce que l'on trouve en utilisant le filtre centré à 780 nm est donné sur la figure 3.10. Dans cet exemple, l'arc a été réalisé entre des câbles en aluminium, à 10 A, et à la pression atmosphérique. Ces quatre images sont représentatives de ce que l'on voit sur l'ensemble des essais. Elles montrent que l'intensité du rayonnement issu de l'oxygène atomique est plus élevée sur la périphérie de l'arc, et semble former le contour de la colonne d'arc. L'intensité lumineuse au centre de cette colonne d'arc reste globalement peu élevée en comparaison des bords. Plusieurs éléments peuvent expliquer cette observation.

Tout d'abord, comme nous l'avons vu précédemment, l'érosion de l'anode provoque un jet de matière important en direction de la cathode. Cette anode s'oxyde et est donc susceptible de fournir une partie de l'oxygène que l'on voit sur les images. Par ailleurs, nous avons vu que le phénomène d'aspiration de l'air environnant est particulièrement important aux abords de l'anode, ce qui a pour effet d'alimenter le plasma en oxygène et en azote, et peut donc potentiellement expliquer la présence d'autant plus visible de l'oxygène que l'on voit avec ce filtre.

Les images laissent supposer que l'oxygène n'est présent qu'en périphérie de l'arc et qu'il ne pénètre pas au centre de la colonne d'arc. L'intérieur de cette colonne d'arc serait alors dominé par l'aluminium provenant des câbles, et par conséquent invisible avec ce filtre centré à 780 nm (en considérant que si l'oxygène issu de l'air environnant n'y est pas présent, il en est de même pour l'azote). Cela semble logique car on aurait alors le centre de l'arc constitué essentiellement par des vapeurs d'aluminium issu de l'érosion, et dont la proportion diminuerait en s'éloignant du centre au profit de l'oxygène issu de l'air environnant.

Cependant, ces images seules ne sont pas suffisantes pour conclure sur la répartition de la densité de l'oxygène dans l'arc électrique. En effet, il faudrait également prendre en compte la température en chaque point de l'arc, car celle-ci détermine la puissance rayonnée par

3.4 Imagerie rapide avec filtres interférentiels

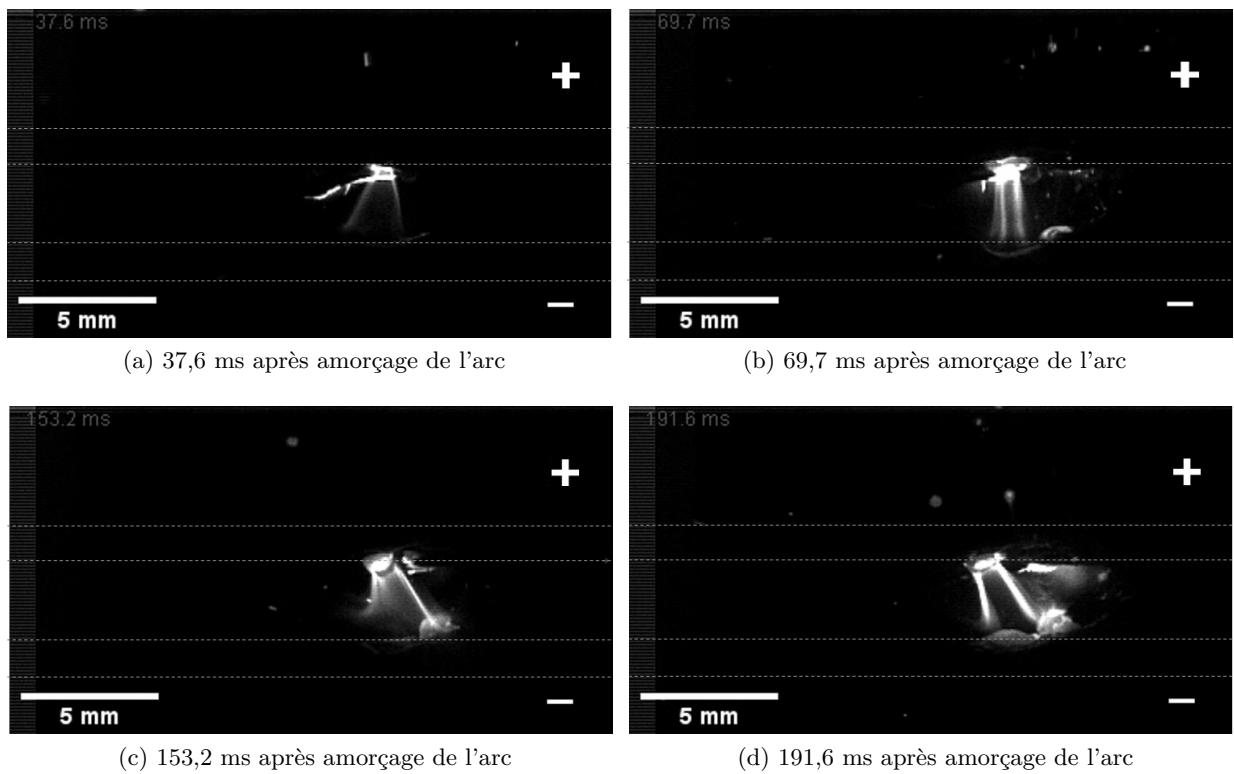


FIGURE 3.10 – Images extraites de l'acquisition vidéo à 10 000 i/s avec le filtre centré à 780 nm, temps d'exposition : $97 \mu s$. Tension à vide entre les câbles 640 VDC, courant d'arc 10 A, P_{atmo} , câbles AD8 (aluminium).

3 Caractérisation des arcs : mesures électriques, imagerie, et érosion des câbles

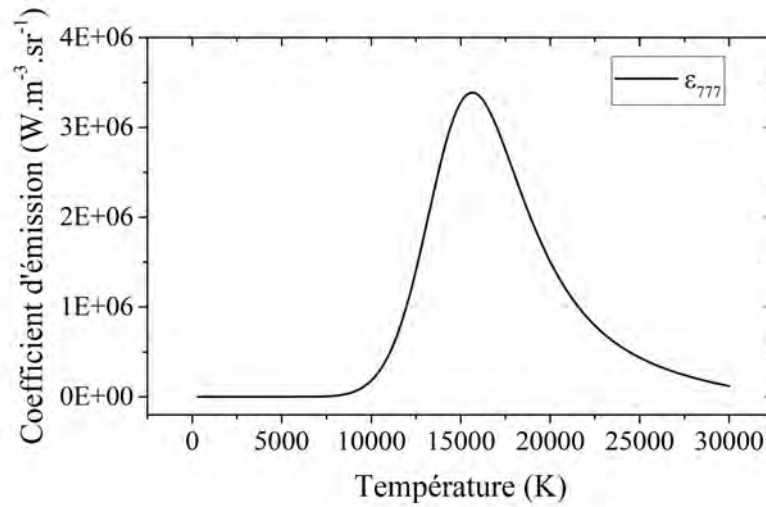


FIGURE 3.11 – Coefficient d'émission de la transition électronique de l'oxygène à 777 nm.

la transition électronique de l'oxygène, et influence donc l'intensité lumineuse observée avec le filtre. Cette puissance, exprimée par le coefficient d'émission en $W \cdot m^{-3} \cdot sr^{-1}$, est donnée sur la figure 3.11 pour la transition de l'oxygène à 777 nm. On voit que le coefficient d'émission est très faible pour des températures inférieures à 10 000 K environ, et au-delà de cette température le coefficient d'émission augmente significativement jusqu'à atteindre son maximum à 15 600 K. Or, nous pouvons suggérer que la température dans la colonne d'arc varie entre 8 000 et 12 000 K environ, et qu'elle est dépendante de la position radiale (cela sera vérifié dans les chapitres 5 et 6).

On peut alors interpréter les images obtenues avec ce filtre d'une autre manière. La faible intensité lumineuse pourrait être la conséquence d'une température plus faible au centre de la colonne d'arc ($\lesssim 10\,000$ K), car même si l'oxygène y est bien présent, le coefficient d'émission de la transition observée est trop faible à cette température pour être bien visible. En s'éloignant du centre, la température de l'arc augmenterait, avec pour effet d'accroître significativement l'intensité de la raie spectrale de l'oxygène, ce qui expliquerait pourquoi les bords de la colonne d'arc sont beaucoup plus visibles.

Cette dernière interprétation est intéressante, puisque nous verrons au chapitre 6 qu'elle est cohérente avec les résultats de la distribution spatiale de la température de l'arc, que ce soit pour des câbles en aluminium ou en cuivre.

2. Câbles en cuivre

Lorsque l'arc électrique est réalisé entre des câbles en cuivre, la répartition des zones

3.4 Imagerie rapide avec filtres interférentiels

lumineuses provenant du rayonnement de l'oxygène est différente du cas précédent avec des câbles en aluminium. Pour comparer, on présente sur la figure 3.12, un essai avec des câbles en cuivre effectué dans les mêmes conditions expérimentales que l'essai précédent avec les câbles en aluminium (640 VDC, 10 A, pression atmosphérique) et enregistré avec les mêmes paramètres d'acquisition (filtre centré à 780 nm, 10 000 i/s, temps d'exposition 97 μs).

Sur les images de cet essai, la répartition du rayonnement issu de l'oxygène atomique est beaucoup plus diffuse qu'avec les câbles en aluminium, et les bords ne sont pas distincts du reste de la colonne d'arc. Le profil de l'intensité lumineuse est inversé par rapport à l'aluminium, le rayonnement au centre de l'arc est en général le plus élevé, et décroît en allant sur les bords. Ainsi, en reprenant le même raisonnement que précédemment avec le coefficient d'émission qui est fonction de la température, ces images indiqueraient que la température de l'arc est plus élevée au centre et décroît sur les bords, c'est-à-dire l'inverse des câbles en aluminium. Cette analyse est cohérente avec les résultats du chapitre 6.

3 Caractérisation des arcs : mesures électriques, imagerie, et érosion des câbles

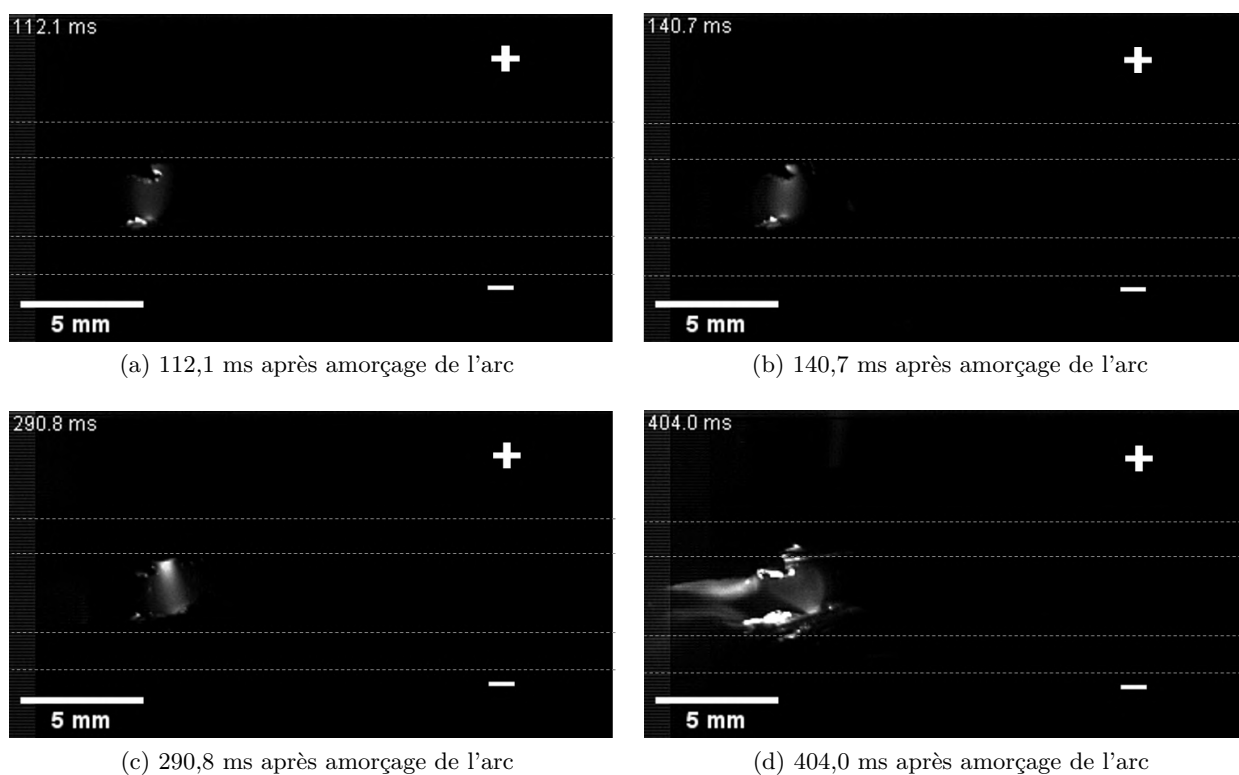


FIGURE 3.12 – Images extraites de l'acquisition vidéo à 10 000 i/s avec le filtre centré à 780 nm, temps d'exposition : $97 \mu s$. Tension à vide entre les câbles 640 VDC, courant d'arc 10 A, P_{atmo} , câbles DR10 (cuivre).

3.5 Masse ablatée

La masse qui a été fondue et vaporisée est un paramètre important pour le bilan de puissance, mais c'est également une quantité qui caractérise l'impact de l'arc électrique et dont nous discutons dans cette section. Rappelons d'abord que la puissance transférée sur les câbles est le produit du courant d'arc et de la chute de tension aux électrodes :

$$P_{el} = \frac{1}{t_{arc}} \int u_{el} \times i_{arc}(t) dt$$

Le courant d'arc (i_{arc}) est identique dans tous les cas traités, tandis que la tension aux électrodes (u_{el}) est constante et ne dépend que du matériau et de la pression. Les valeurs de la tension aux électrodes sont de 18 V et 19 V respectivement pour le cuivre et l'aluminium à pression atmosphérique [75], et 12 V pour ces deux matériaux à basse pression (95 mbar) [75].

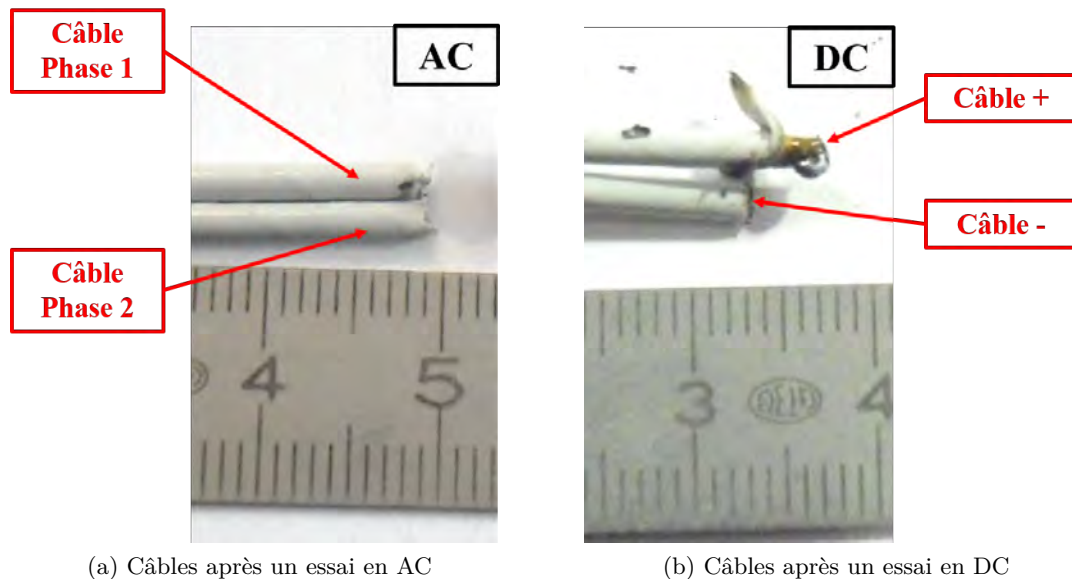


FIGURE 3.13 – Érosion des câbles.

L'arc se propage d'abord le long de la zone dénudée en effectuant des allers et venues aléatoires, et éjecte la matière au fur et à mesure de ses déplacements jusqu'au sectionnement du câble (pour une durée d'arc donnée, le câble est coupé à condition que le courant soit suffisamment élevé et que la section du câble ne soit pas trop importante ; dans notre cas, il y a toujours sectionnement sauf si l'arc s'éteint avant le temps maximal de durée d'arc, à savoir 500 ms). Une fois le câble coupé en deux, l'arc se trouve dans la phase « stable »

3 Caractérisation des arcs : mesures électriques, imagerie, et érosion des câbles

et remonte vers la source en érodant les câbles. On constate alors deux cas de figure selon que l'on est en AC ou en DC (figure 3.13).

En alternatif, les câbles restants après l'essai ont la même longueur tandis qu'en courant continu, on remarque que le câble ayant la polarité négative est plus court que celui avec la polarité positive. En alternatif, les deux électrodes sont tantôt positives tantôt négatives, il est donc normal de trouver la même longueur d'érosion. La différence de longueur d'érosion en courant continu s'explique principalement par les valeurs des chutes de tension aux électrodes. En effet, ces valeurs ne sont pas les mêmes selon que l'on considère la cathode (polarité négative) ou l'anode (polarité positive). On trouve généralement dans la littérature [8], des chutes de tension plus élevées au niveau de la cathode, avec pour ordre de grandeur $V_C = 12 V$ (chute de tension cathodique), contre $V_A = 6 V$ (chute de tension à l'anode). La cathode subit alors un transfert d'énergie plus important que l'anode, d'où une érosion accrue. Cet effet est prédominant pour expliquer l'érosion plus importante à la cathode, mais on pourrait également ajouter une deuxième explication qui prend en compte les différents phénomènes qui se produisent sur chacune des électrodes, mais dont l'effet est certainement moins important. L'anode est celle qui collecte les électrons, la dégradation se fait donc essentiellement par un intense effet Joule qui chauffe l'électrode. En revanche, la cathode est le siège du bombardement ionique. Les ions, beaucoup plus lourds que les électrons, atteignent la surface de l'électrode avec suffisamment d'énergie pour arracher la matière avec beaucoup plus d'efficacité que les électrons, et amplifient l'érosion sur la cathode.

	Pression atmosphérique		Basse pression (95 mbar)	
	AC	DC	AC	DC
AD12	-	258 ± 79	246 ± 47	309 ± 24
DR14	-	404 ± 139	331 ± 74	377 ± 98
AD14	223 ± 17	329 ± 20	265 ± 9	325 ± 27

Tableau 3.2 – Masse ablatée (en mg).

Le tableau 3.2 montre les moyennes des masses ablatées en fonction de toutes les conditions d'essai, à chaque fois on a pris en compte la masse de la goutte fondue sur les câbles (si présente). On peut en déduire quelques tendances :

- Comparaison AC/DC : on constate qu'il y a, dans tous les cas, plus de matière éjectée en moyenne lorsque l'arc est en courant continu (337 mg en moyenne à 95 mbar) plutôt qu'en alternatif (280 mg à 95 mbar). Cela provient du fait qu'en AC, il y a toujours moins de puissance fournie à l'arc du fait du passage par zéro du courant

qui éteint l'arc pendant un court laps de temps à chaque demi-alternance (voir le chapitre 4.2 sur la synthèse du bilan de puissance). L'érosion des câbles est alors moins efficace en AC.

- Comparaison aluminium/cuivre : en comparant les deux matériaux utilisés (cuivre et aluminium), on s'aperçoit que dans tous les cas (AC ou DC, pression atmosphérique ou 95 mbar) les masses éjectées sont toujours plus importantes pour les câbles en cuivre DR14 avec une moyenne de 371 mg contre 271 mg pour AD12 et 306 mg pour AD14. On a donc en moyenne 371 mg pour le cuivre et 288 mg pour les deux câbles en aluminium. Une partie de la réponse se trouve dans les données thermodynamiques : il y a une nette différence entre l'énergie de fusion de l'aluminium et celle du cuivre, qui valent respectivement 1067 kJ/g et 672 kJ/g. C'est-à-dire que pour fondre une masse donnée, il faut fournir environ 59% d'énergie en plus pour l'aluminium par rapport au cuivre. Le câble en cuivre fond alors plus rapidement que celui en aluminium, ce qui rend sans doute son ablation plus efficace, d'où la masse ablatée plus élevée dans le cas du cuivre. Les observations visuelles (nombre et taille des gouttelettes éjectées, fumées) laissent penser l'inverse, mais il faut considérer pour cela, non pas la masse ablatée, mais la quantité de matière correspondante. En effectuant cette conversion, on obtient que les 371 mg de masse éjectée dans le cas des câbles DR14 correspondent à 5,8 mmol (millimole) de cuivre, tandis que pour AD12 (271 mg) et AD14 (306 mg) on a respectivement 10,0 et 11,3 mmol d'aluminium. Ainsi, la quantité de matière éjectée est presque deux fois plus importante dans le cas de l'aluminium, mais représente une masse moindre par rapport au cuivre. Cela est cohérent avec l'énergie de fusion par unité de quantité de matière qui est plus faible pour l'aluminium (28,8 kJ/mol) que pour le cuivre (42,7 kJ/mol).
- Comparaison AD12/AD14 : si l'on compare entre les deux sections des câbles en aluminium (AD12 et AD14), on observe une masse ablatée plus grande pour le câble à faible section (AD14) avec 306 mg contre 271 mg pour AD12. Cette différence est toutefois à considérer avec précaution étant donné les valeurs des écarts-type associés. On a cependant, dans tous les cas, une masse ablatée plus élevée pour les câbles AD14. On peut expliquer cela en considérant que le câble de plus faible section (AD14), est sectionné plus rapidement que pour des câbles à plus gros diamètre. Il en résulte que dès lors que le câble est coupé en deux, l'arc ne se propage plus sur la zone de 1 cm correspondant à la découpe de l'isolant, mais est contraint de rester sur une surface n'excédant pas la section du câble. Les pieds d'arc sont alors confinés sur une surface bien plus faible, et par conséquent le chauffage puis l'érosion du

3 Caractérisation des arcs : mesures électriques, imagerie, et érosion des câbles

câble en deviennent plus efficace. En résumé, un câble de faible section sera coupé plus rapidement, et sa dégradation en sera accrue. Il faut aussi prendre en compte le courant qui passe dans le câble et qui le chauffe par effet Joule. Pour un courant donné, un câble de plus petite section verra sa température augmenter par rapport à un câble plus gros ; cela peut éventuellement accentuer l'érosion du câble (point de fusion atteint plus rapidement). Cet effet est sans doute ici négligeable, étant donné les niveaux de courant < 100 A et surtout le temps très court de passage du courant dans le câble (500 ms).

- Comparaison basse pression/pression atmosphérique : Bien que les puissances mises en jeu dans l'arc soient moins importantes à basse pression qu'à pression atmosphérique, il n'y a pas de tendance particulière, compte-tenu des écarts-type, entre les masses ablatées en fonction de la pression. L'efficacité de l'érosion est donc similaire à basse pression et à haute pression. Cela est en contradiction avec la puissance transférée aux électrodes qui est plus faible à basse pression (voir chapitre 4.2.2). Le calcul de cette puissance dépend du courant d'arc (qui est identique quelle que soit la pression) et de la valeur de la chute de tension aux électrodes (u_{el}), qui elle dépend de la pression. Il est possible que la valeur à basse pression, issue de [75] et qui vaut 12 V, ait été sous-estimée. En effet, les valeurs à pression atmosphérique de cette chute de tension valent 18 et 19 V pour le cuivre et l'aluminium respectivement, et donnent des puissances transférées aux électrodes plus grandes qu'à basse pression, d'où une contradiction avec les valeurs de masses ablatées obtenues.

On définit ensuite le taux d'érosion qui est simplement la masse ablatée rapportée au temps d'arc ($\tau = m_{ablatée}/t_{arc}$). Les taux d'érosion sont reportés dans le tableau 3.3. Étant donné que les temps d'arc sont tous très proches des 500 ms programmées, les tendances sont similaires à ce que l'on vient de voir, mais permettent de se faire une idée de la masse ablatée par unité de temps. On obtient des valeurs comprises entre 530 mg/s et 1 020 mg/s.

	Pression atmosphérique		Basse pression (95 mbar)	
	AC	DC	AC	DC
AD12	-	585 ± 31	537 ± 38	618 ± 48
DR14	-	1020 ± 94	843 ± 114	843 ± 27
AD14	613 ± 41	658 ± 40	530 ± 17	651 ± 53

Tableau 3.3 – Taux d'érosion (en mg/s).

De façon à visualiser les résultats en termes de longueur de câble érodé, on définit la

	Pression atmosphérique		Basse pression (95 mbar)	
	AC	DC	AC	DC
AD12	-	$3,84 \pm 0,20$	$3,52 \pm 0,25$	$4,05 \pm 0,31$
DR14	-	$5,28 \pm 0,49$	$4,36 \pm 0,59$	$4,36 \pm 0,14$
AD14	$6,06 \pm 0,41$	$6,51 \pm 0,40$	$5,24 \pm 0,17$	$6,44 \pm 0,52$

Tableau 3.4 – Vitesse d'érosion (en cm/s).

vitesse d'érosion des câbles. Celle-ci est simplement calculée en prenant le taux d'érosion divisé par la masse volumique de l'âme du câble : $v = \frac{\tau}{\rho}$. Ces valeurs sont présentées dans le tableau 3.4. En toute logique, il apparaît clairement que les câbles qui ont le diamètre le plus faible (AD14 et DR14) ont des vitesses d'érosion plus élevées par rapport au câble de section plus importante (AD12). Comparons donc pour une même section les deux matériaux, AD14 et DR14. On n'observe pas la même tendance que pour les deux précédents tableaux. La vitesse d'érosion est plus grande cette fois dans le cas des câbles en aluminium AD14 (en moyenne 6,1 cm/s) que pour les câbles en cuivre DR14 (en moyenne 4,7 cm/s). La propagation de l'arc est donc plus lente pour le cuivre, malgré des masses ablatées plus élevées.

Conclusion

Dans ce chapitre dédié aux premiers résultats expérimentaux, nous avons utilisé des diagnostics de mesures électriques, d'imagerie rapide, ainsi que des mesures de masses ablatées pour effectuer une première approche sur les défauts d'arc amorcés entre des câbles. Malgré le caractère très erratique de ce type d'arc dominé par l'érosion des électrodes, les différents paramètres d'étude (AC ou DC, câbles en cuivre ou en aluminium, pression atmosphérique ou pression en altitude) permettent de déterminer des premières tendances, qui seront par ailleurs confortées et développées dans les chapitres suivants.

Pour un courant donné, on a vu que les conditions d'essai ont une influence majeure sur la tension d'arc. Le calcul de la valeur moyenne de ces tensions permet d'affirmer que la tension d'arc est supérieure lorsque l'arc est réalisé en DC et à pression atmosphérique plutôt qu'en AC et à basse pression. De manière moins évidente, on trouve que la tension d'arc est supérieure lorsque les câbles utilisés sont en aluminium plutôt qu'en cuivre. Les chapitres suivants permettront de donner plus de détails sur cette différence entre les deux câbles.

L'imagerie rapide permet de suivre l'évolution de l'arc et corrobore également les données

3 Caractérisation des arcs : mesures électriques, imagerie, et érosion des câbles

de la tension d'arc. L'utilisation de filtres interférentiels centrés sur les longueurs d'onde d'une transition du cuivre ou de l'oxygène atomique donne des éléments qualitatifs intéressants pour comprendre la suite des résultats. En particulier, la répartition spatiale de l'émission de l'oxygène est différente selon le type de câble utilisé, et est sans doute un indicateur de la température de l'arc. L'intensité lumineuse plus ou moins élevée au centre de la colonne d'arc indiquerait que la température y est plus élevée dans le cas des câbles en cuivre par rapport à l'aluminium, et les résultats du chapitre 6 confirmeront cette hypothèse.

L'imagerie rapide permet également de faire quelques constats observationnels. On note qu'il y a un jet de matière issu de l'érosion de chaque électrode qui alimente l'arc en vapeurs métalliques. Le jet de matière provenant de l'anode est celui qui prédomine (quel que soit le câble utilisé), mais c'est à la cathode que la longueur d'érosion du câble est paradoxalement la plus importante (en DC). On observe également une plus forte mobilité du pied d'arc avec des câbles en cuivre, tandis qu'avec des câbles en aluminium, le pied d'arc apparaît plus stable, ce qui pourrait induire plus d'érosion et plus de vaporisation de l'électrode. Enfin, le rayonnement et le volume visible de l'arc et des vapeurs métalliques est plus important lorsque l'essai est effectué avec des câbles en aluminium.

Les valeurs des masses ablatées sont des données importantes pour mesurer la vitesse d'érosion des câbles, ainsi que pour effectuer le bilan de puissance (voir chapitre suivant). Pour donner un ordre de grandeur, sur nos essais à 80 A, la masse ablatée est en moyenne de 307 mg tandis que la vitesse d'érosion des câbles est de 5 cm/s en moyenne sur tous les essais. Les résultats montrent que la variation de la pression n'a pas d'effet sur l'érosion des câbles. Les valeurs de masse ablatée ou de vitesse d'érosion sont relativement similaires entre les deux pressions étudiées. D'autre part, on observe logiquement une érosion plus efficace lorsque les câbles sont de plus petite section, et également dans le cas du DC par rapport à l'AC. Enfin, la comparaison entre les deux matériaux montre que les masses ablatées sont toujours plus élevées pour le cuivre, mais qu'à section de câble égale, la vitesse d'érosion est supérieure pour un câble en aluminium.

4 Bilan de puissance

L'un des objectifs de cette étude est d'établir systématiquement, pour chaque essai, un bilan de puissance de l'arc. Ce bilan nous servira à quantifier les différentes formes d'énergies mises en jeu pendant la durée de l'arc, ainsi qu'à établir des comparaisons en fonction des paramètres que l'on a décrits dans la section 2.3.

Rappelons que malgré les différentes conditions de cette étude (forme du courant, pression, matériau du câble), les arcs électriques qui sont générés sont toujours relativement instables, erratiques et de fait, non reproductibles. Il est donc nécessaire pour étudier ce phénomène, de réaliser des moyennes de plusieurs essais pour en dégager des tendances. Ces moyennes sont, comme nous le verrons, entachées de barres d'erreur assez importantes dues au caractère chaotique du phénomène. Il y a, pour certaines composantes du bilan de puissance, des erreurs propres à la mesure ou bien à l'estimation d'une quantité physique qui peuvent être assez importantes, mais il est important de (re)préciser que les signaux électriques de ce type d'arc ne sont jamais identiques et génèrent à eux seuls, un écart-type difficilement réductible.

On donne dans un premier temps les détails du bilan de puissance (section 4.1 ci-dessous), avec les résultats pour chacune de ses composantes. On effectue dans la deuxième section de cette partie, une synthèse complète des résultats de ce bilan de puissance (section 4.2).

Les résultats présentés ici sont ceux issus de la campagne d'essais à courant fixé à 80 A, que nous avons décrit dans la section 2.3. L'objectif principal est de mettre en évidence l'influence de la forme du courant sur le bilan de puissance de l'arc. Pour cela nous supposons qu'un défaut d'arc se produit à 80 A avec une tension à vide entre les câbles de 400 V dans le cas d'une tension continue, et pour effectuer la comparaison avec le courant alternatif, nous supposons que ce défaut d'arc se produit à 80 A en valeur efficace (RMS) avec une tension à vide de 400 V RMS.

4.1 Description du bilan de puissance

Ce bilan de puissance avait été réalisé précédemment dans les thèses de H. El Bayda [74] et de T. André [75]. Il a été revu pour certaines de ses composantes, c'est pourquoi nous le présentons ici à nouveau, avec les ajouts et améliorations qui ont été faits. On présente en particulier, les méthodes de calcul de la puissance transférée aux électrodes, ainsi que celle de la puissance rayonnée, la prise en compte des gouttes fondues puis resolidifiées sur les câbles pour le calcul de la puissance de fusion et de vaporisation, et enfin une estimation de la part de masse vaporisée.

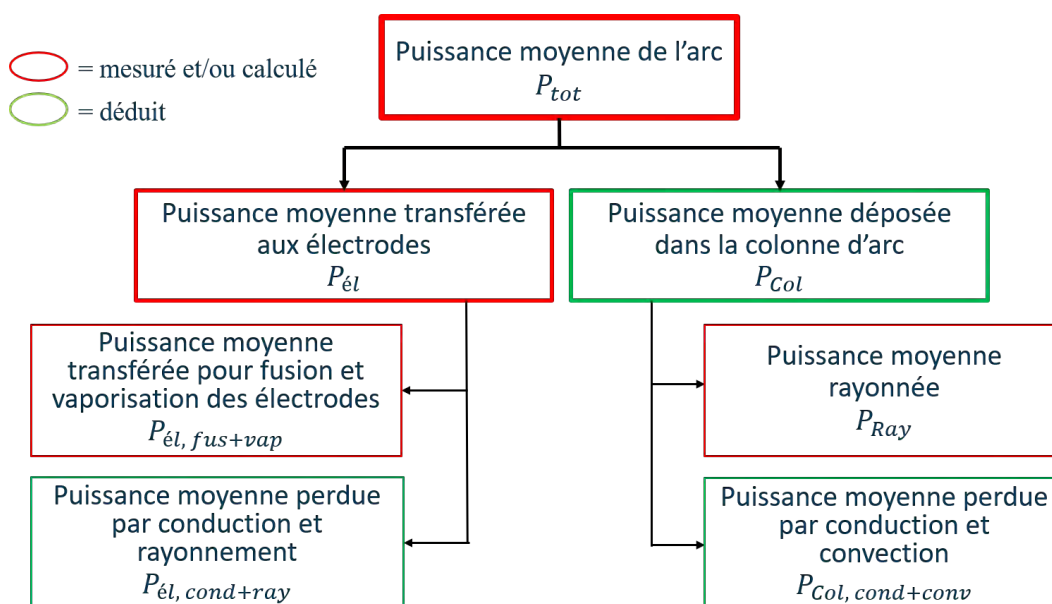


FIGURE 4.1 – Bilan de puissance de l'arc.

On rappelle d'abord, sur la figure 4.1, les composantes de ce bilan avec, en rouge, les valeurs calculées ou mesurées et, en vert, les valeurs qui sont déduites des précédentes. On commence par la puissance totale de l'arc (P_{tot}) que fournit l'alimentation à l'arc électrique. Celle-ci est alors répartie entre la colonne d'arc (P_{col}) et les électrodes ($P_{él}$). Ces deux puissances sont alors dissipées sous différentes formes. On détaillera d'abord la puissance dans les électrodes dont la part principale sert à la dégradation des électrodes ($P_{él, fus+vap}$) et le reste qui est perdu par conduction dans le câble et par rayonnement de l'électrode ($P_{él, cond+ray}$). Quant à la puissance dans la colonne d'arc, on mesure la part rayonnée (P_{ray}), et l'on en déduit la part qui est perdue par conduction et par convection ($P_{col, cond+conv}$).

4.1 Description du bilan de puissance

		Puissance (W)	
		Pression atmosphérique	95 mbar
AD12	AC	-	1777 ± 97 W
	DC	3110 ± 277 W	2638 ± 143 W
DR14	AC	-	1889 ± 157 W
	DC	2777 ± 253 W	2324 ± 98 W
AD14	AC	2677 ± 81 W	2784 ± 247W
	DC	3993 ± 325 W	3902 ± 97 W

Tableau 4.1 – Puissance totale de l’arc.

4.1.1 Puissance totale fournie à l’arc

En premier lieu, il convient de calculer l’énergie totale qui a été fournie à l’arc par l’alimentation électrique. Celle-ci est simplement calculée par l’intégration dans le temps de la puissance instantanée, produit de la tension d’arc par le courant d’arc $u_{arc}(t) \times i_{arc}(t)$:

$$E_{tot} = \int_{t_{arc}} u_{arc}(t) \times i_{arc}(t) dt \quad (4.1)$$

Étant donné que les temps d’arc ne sont pas nécessairement les mêmes (on fixe la durée maximale à 500 ms, mais dans bien des cas cette durée n’est pas atteinte ; la durée moyenne pour cette campagne d’essai est d’environ 450 ms), il est préférable de raisonner en terme de puissance plutôt que d’énergie afin de pouvoir comparer les différents essais. C’est pourquoi on divise cette énergie totale par le temps d’arc pour obtenir la puissance totale de l’arc :

$$P_{tot} = \frac{E_{tot}}{t_{arc}} \quad (4.2)$$

On présente, dans le tableau 4.1, les valeurs de la puissance totale de l’arc, obtenues lors de la campagne d’essais en AC et en DC pour un courant fixé à 80 A. La valeur affichée est une moyenne sur une série de 5 essais, suivi de l’écart-type obtenu. On rappelle que nous n’avons pas pu réaliser d’arc à pression atmosphérique en AC pour les câbles AD12 et DR14, d’où les deux cases vides dans le tableau. Les résultats indiquent une tendance que l’on retrouvera pour les autres composantes du bilan de puissance : la puissance totale de l’arc est plus élevée dans le cas du courant continu, à pression atmosphérique, et pour des câbles en aluminium.

Pour obtenir les deux composantes suivantes dans le bilan de puissance, on utilise le fait

4 Bilan de puissance

que la tension d'arc totale (u_{arc}) se divise en deux composantes, la tension aux électrodes ($u_{él}$) et la tension de la colonne d'arc (u_{col}), telles que [46] :

$$u_{arc} = u_{él} + u_{col} \quad (4.3)$$

De manière analogue, on peut alors établir que la puissance totale de l'arc se divise également en deux composantes telles que :

$$P_{tot} = P_{él} + P_{col} \quad (4.4)$$

avec $P_{él}$ la puissance transférée aux câbles et P_{col} la puissance déposée dans la colonne d'arc. Les sections 4.1.2 et 4.1.3 décrivent ces deux composantes.

4.1.2 Puissance transférée aux électrodes

Une partie de la puissance totale de l'arc est transmise aux câbles. Cette composante de puissance est due aux flux d'ions et d'électrons accélérés depuis la colonne d'arc jusqu'à atteindre la cathode et l'anode respectivement (zones de chute de potentiel). On la détermine à l'aide de la relation :

$$P_{él} = \frac{1}{t_{arc}} \int u_{él} \times i_{arc}(t) dt \quad (4.5)$$

où $i_{arc}(t)$ est le courant de l'arc mesuré et $u_{él}$ est la somme des chutes de tension anodique (V_A) et cathodique (V_C) telle que $u_{él} = V_A + V_C$.

Sur la base de précédents travaux réalisés au laboratoire Laplace [45, 50, 75], on prend comme valeurs de chute de tension $u_{él}$, 18 V pour le cuivre et 19 V pour l'aluminium à pression atmosphérique et 12 V pour les deux matériaux à 95 mbar. L'incertitude sur cette valeur est de $\pm 2 V$.

Les résultats de la puissance transférée aux câbles sont présentés dans le tableau 4.2. On retrouve logiquement les mêmes tendances que pour la puissance totale : une puissance plus élevée dans le cas du DC, à pression atmosphérique et pour les câbles en aluminium. On analysera plus en détail la répartition de la puissance dans la section 4.2.

La majeure partie de l'énergie transférée aux câbles cause la fusion et la vaporisation des câbles ($P_{él, fus+vap}$). Le reste est éventuellement perdue par conduction dans le câble ou bien par rayonnement de l'électrode ($P_{él, cond+ray}$). On divise donc la puissance transférée

4.1 Description du bilan de puissance

		Puissance (W)	
		Pression atmosphérique	95 mbar
AD12	AC	-	845 ± 140 W
	DC	1642 ± 173 W	1040 ± 174 W
DR14	AC	-	881 ± 147 W
	DC	1556 ± 173 W	1039 ± 174 W
AD14	AC	1380 ± 146 W	870 ± 145 W
	DC	1654 ± 174 W	1047 ± 175 W

Tableau 4.2 – Puissance transférée aux électrodes.

aux électrodes en deux composantes :

$$P_{él} = P_{él, fus+vap} + P_{él, cond+ray} \quad (4.6)$$

On développe le calcul de ces deux composantes dans les deux prochains paragraphes.

4.1.2.1 Puissance de fusion et de vaporisation des câbles $P_{él, fus+vap}$

On décrit ici comment à l'aide d'un calcul thermodynamique et de la détermination de la masse ablatée des câbles, on calcule la puissance mise en jeu pour la fusion et la vaporisation des câbles ($P_{él, fus+vap}$). On regroupe donc sous cette composante du bilan de puissance, la puissance nécessaire à la fusion des électrodes (P_{fus}), la puissance de vaporisation des électrodes (P_{vap}), auxquelles il ne faut pas oublier d'ajouter la puissance nécessaire à la dégradation de l'isolant des câbles ($P_{isolant}$). Le terme se décompose comme suit :

$$P_{él, fus+vap} = P_{fus} + P_{vap} + P_{isolant} \quad (4.7)$$

On calcule ensuite séparément chaque terme de l'équation 4.7, en commençant par la puissance de fusion des câbles :

4 Bilan de puissance

$$P_{fus} = \frac{1}{t_{arc}}(m_{fus} \times L_{fus} + Q_{fus}) \quad (4.8)$$

$$= \frac{m_{fus}}{t_{arc}} \times \left(L_{fus} + \int_{T_{init}}^{T_{fus}} C_{sol}(T) dT \right) \quad (4.9)$$

$$= \frac{m_{fus}}{t_{arc}} \times E_{fus} \quad (4.10)$$

où Q_{fus} est la quantité de chaleur (en J) nécessaire pour passer de la température initiale à la température de fusion et est donnée par la relation :

$$Q_{fus} = m_{fus} \int_{T_{init}}^{T_{fus}} C_{sol}(T) dT \quad (4.11)$$

L_{fus} est la chaleur latente de fusion en $J.g^{-1}$, C_{sol} est la capacité thermique massique du métal sous forme solide en $J.g^{-1}.K^{-1}$ et enfin m_{fus} est la masse de métal fondu en g .

On trouve de même pour l'énergie de vaporisation :

$$P_{vap} = \frac{1}{t_{arc}}(m_{vap} \times L_{vap} + Q_{vap}) \quad (4.12)$$

$$= \frac{m_{vap}}{t_{arc}} \times (L_{vap} + C_{liq}(T_{vap} - T_{fus})) \quad (4.13)$$

$$= \frac{m_{vap}}{t_{arc}} \times E_{vap} \quad (4.14)$$

où C_{liq} est la capacité thermique massique du métal fondu en $J.g^{-1}.K^{-1}$, Q_{vap} est la quantité de chaleur nécessaire pour passer de la température de fusion à la température de vaporisation exprimée en J et calculée par la relation $Q_{vap} = C_{liq}(T_{vap} - T_{fus})$, L_{vap} est la chaleur latente de vaporisation en $J.g^{-1}$ et m_{vap} est la masse de métal vaporisé en g .

On doit prendre également en compte la puissance nécessaire à la dégradation de l'isolant avec le terme $P_{isolant}$ tel que :

$$P_{isolant} = \frac{m_{isolant}}{t_{arc}} \times E_{isolant} \quad (4.15)$$

L'isolant étant composé majoritairement de PTFE, on prend la valeur de $E_{isolant}$ égale à 2600 J/g [90].

4.1 Description du bilan de puissance

L'équation 4.7 devient alors :

$$P_{\acute{e}l, fus+vap} = \frac{1}{t_{arc}} (m_{fus} \times E_{fus} + m_{vap} \times E_{vap} + m_{isolant} \times E_{isolant})$$

Le temps d'arc t_{arc} , ainsi que les énergies de fusion E_{fus} , de vaporisation E_{vap} (voir tableau 4.3) et de pyrolyse de l'isolant $E_{isolant}$ sont connus. Il reste à déterminer la masse de métal fondu m_{fus} , la masse de métal vaporisé m_{vap} , et la masse d'isolant ablaté $m_{isolant}$.

	Aluminium	Cuivre
Masse volumique (g/cm ³)	2,70	8,96
Masse molaire (g/mol)	27	63,5
Énergie de fusion (kJ/mol)	28,778	42,724
Énergie de fusion E_{fus} (J/g)	1067	672
Énergie de vaporisation (kJ/mol)	352,373	349,082
Énergie de vaporisation E_{vap} (J/g)	13061	5493
Énergie totale (kJ/mol)	381,151	391,806
Énergie totale (J/g)	14127	6165

Tableau 4.3 – Données thermodynamiques [89].

Les masses de métal fondu et d'isolant dégradé (m_{fus} et $m_{isolant}$) peuvent être déterminées expérimentalement. Les échantillons de câbles sont pesés avant et après les avoir soumis à un arc électrique, on en déduit donc la masse de câble qui a été ablatée (« weight loss method » [87, 88]) :

$$m_{ablatée} = m_{initiale} - m_{finale} \quad (4.16)$$

où $m_{initiale}$ est la masse des câbles avant l'essai et m_{finale} est la masse des câbles après l'essai. La masse qui a été ablatée est constituée de l'isolant du câble ($m_{isolant}$) et du matériau conducteur (aluminium ou cuivre) éjectée sous forme de gouttelettes fondues (dont une partie est éventuellement vaporisée). Toute la matière métallique qui a été éjectée a donc été fondue au préalable par l'arc. Par conséquent, m_{fus} est la masse de métal éjectée et on a donc :

$$m_{ablatée} = m_{fus} + m_{isolant} \quad (4.17)$$

Pour déterminer les deux termes de droite dans l'équation 4.17 à partir de $m_{ablatée}$, il suffit de connaître la proportion massique du câble entre l'isolant et le conducteur. On détermine cette proportion massique expérimentalement : on mesure la masse d'un échantillon de câble, puis on sépare l'isolant et le conducteur de ce même échantillon dont on peut alors

4 Bilan de puissance

	Longueur câble (m)	Masse câble totale (g)	Masse linéique (g/m)	Proportion massique conducteur α	Proportion massique isolant β
AD12	0,25	3,82	15,26	76,8 %	23,2 %
DR14	0,25	4,88	19,33	85,9 %	14,1 %
AD14	0,27	2,73	10,11	74,3 %	25,7 %

Tableau 4.4 – Proportions massiques des câbles.

mesurer séparément leur masse. On donne dans le tableau 4.4 les proportions massiques obtenues. On donne également la longueur de l'échantillon mesuré, qui nous permet de calculer la masse linéique du câble. Cette dernière quantité obtenue est en très bon accord avec les données constructeurs (écart inférieur à 8 % pour les câbles AD14 et inférieurs à 3 % pour les câbles AD12 et DR14).

On obtient donc les masses de métal fondu et de l'isolant ablaté à l'aide des proportions massiques α et β :

$$m_{fus} = \alpha \times m_{ablatée} \quad (4.18)$$

$$m_{isolant} = \beta \times m_{ablatée} \quad (4.19)$$

Il arrive qu'une quantité de métal fondue puis resolidifiée reste attachée aux câbles après un essai. Dans ce cas, cette masse n'est pas prise en compte lors de la pesée, et la puissance nécessaire à la fusion des câbles est alors sous-évaluée. Dans tous les cas étudiés, cette masse de métal fondu attachée aux câbles est toujours rajoutée à m_{fus} . On décrit ci-dessous la méthode utilisée.

4.1.2.1.1 Prise en compte de la goutte fondue sur les câbles Le calcul ci-dessus de l'énergie nécessaire à la fusion et la vaporisation des câbles, ne prend en compte que la matière qui a été éjectée. Cependant, dans de nombreux cas, on constate qu'il reste sur les câbles après un essai, une goutte de métal qui a été fondue puis resolidifiée (figure 4.2). Celle-ci n'est donc pas prise en compte dans la mesure de la masse ablatée, et par conséquent le calcul de l'énergie pour la fusion et la vaporisation des câbles est sous-estimé. De manière à rendre le bilan de puissance plus précis, nous avons tenu compte dans cette étude, de la masse que représente cette goutte fondue accrochée aux câbles.

Pour calculer cette masse de manière systématique, on évalue le volume de chaque goutte à l'aide de photos des câbles prises après essai (la méthode de mesure directe de la masse de la goutte en la prélevant du câble n'est pas toujours réalisable car elle est difficile à détacher des câbles et sa géométrie est parfois complexe). Étant donné que la goutte ne présente que

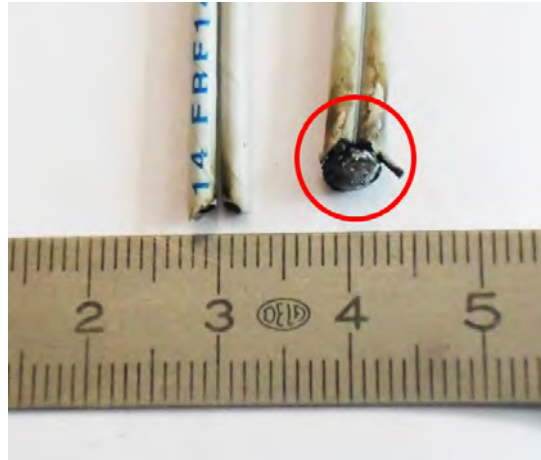


FIGURE 4.2 – Goutte fondue puis resolidifiée après essai.

rarement une géométrie sphérique, on ne peut pas se contenter de mesurer son rayon puis de calculer le volume d'une sphère correspondant. Pour ce faire, nous devons prendre deux photos sous deux directions perpendiculaires, puis effectuer une estimation du volume de la goutte fondue. Une première photo (dans le plan contenant les câbles) permet d'obtenir la surface de la goutte et sur la deuxième photo on estime sa profondeur moyenne. On peut alors reconstruire un volume approché de la goutte réelle. Cette méthode constitue une bonne approximation, et effectuer une reconstruction 3D parfaite pour chaque goutte serait coûteux en temps et les gains en précision du volume ne seraient pas significatifs. Une fois ce volume calculé, il suffit de le multiplier par la densité volumique de l'aluminium ou du cuivre selon les cas, pour obtenir la masse de cette goutte. Un paramètre important à prendre en compte pour le calcul de la masse est la porosité de la goutte en fonction du matériau du câble. Celle-ci est définie comme le rapport du volume des pores sur le volume total considéré ($\varphi = \frac{V_{pores}}{V_{total}}$). On calcule d'abord le volume réel de la goutte :

$$\begin{aligned} V_{réel} &= V_{total} - V_{pores} \\ \Rightarrow \frac{V_{réel}}{V_{total}} &= \frac{V_{total} - V_{pores}}{V_{total}} \\ \Rightarrow V_{réel} &= V_{total} (1 - \varphi) \end{aligned}$$

Puis on multiplie ce volume réel par la densité volumique du métal considéré pour finalement obtenir la masse de la goutte :

$$\begin{aligned} m_{goutte} &= \rho_{métal} \times V_{réel} \\ \Rightarrow m_{goutte} &= \rho_{métal} \times V_{total} (1 - \varphi) \end{aligned}$$

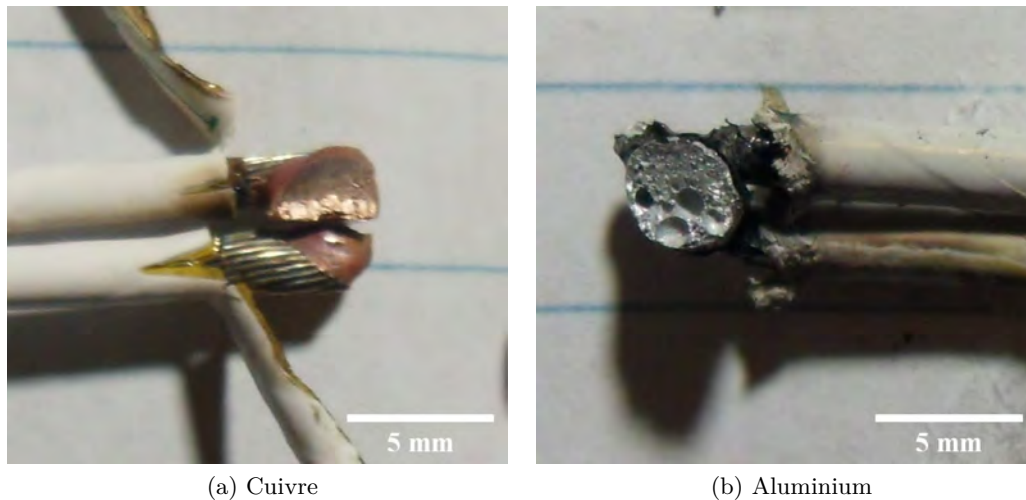


FIGURE 4.3 – Coupe des gouttes fondues.

Pour l'aluminium, la valeur de la porosité a été déterminée par analogie avec un autre procédé plasma. On trouve des articles qui traitent des valeurs de porosité pour des soudures à l'arc de pièces d'aluminium [85, 86]. Ces travaux ont déterminé plusieurs cas de figure dans lesquels on trouve une porosité de 40% dans le pire des cas. Étant donné le nombre et le volume des pores visibles à l'œil nu (voir figure 4.3), nous avons retenu cette valeur de 40%. Dans le cas du cuivre, on ne distingue aucun pore visible à l'œil nu, c'est pourquoi nous avons opté pour une porosité nulle.

Pour vérifier que les valeurs des masses des gouttes fondues calculées par cette méthode sont correctes, nous avons pris quelques cas favorables où cette masse de métal attachée aux câbles a pu être extraite dans son entièreté pour être pesée. On compare ensuite à la valeur que l'on a calculée précédemment. On trouve ainsi des valeurs assez proches, puisque l'on a un écart moyen d'environ 17% entre les deux méthodes de détermination de la masse. Cet écart est satisfaisant compte-tenu des différents paramètres (forme de la goutte, porosité, estimation du volume, ...) et valide la méthode employée.

4.1.2.1.2 Masse vaporisée La masse de métal vaporisé est en revanche beaucoup moins évidente à obtenir. Celle-ci n'est qu'une fraction de la masse de métal fondu, puisqu'avant d'être vaporisée, il faut que la matière ait été fondue. Donc toute la matière vaporisée a été d'abord fondue et on a $m_{vap} = x_{vap} \times m_{fus}$ (où x_{vap} est la fraction de masse vaporisée inférieure à 1). La détermination de cette fraction est malaisée. Dans les précédentes études ([45, 50]), on fixait cette valeur arbitrairement entre 1 et 10% de masse vaporisée selon les

4.1 Description du bilan de puissance

cas, en fonction des valeurs trouvées dans la bibliographie mais sur d'autres types d'arcs électriques. Pour éviter d'utiliser ces données arbitraires, nous proposons une méthode basée sur le bilan de puissance, qui permet d'obtenir la valeur de la masse vaporisée, ou tout du moins un majorant de cette valeur.

Pour ce faire, on néglige les pertes par conduction et rayonnement au niveau des électrodes ($P_{\text{él}, \text{cond+ray}} = 0$). L'équation 4.6 du bilan de puissance devient alors :

$$\begin{cases} P_{\text{él}} = P_{\text{él}, \text{fus+vap}} + P_{\text{él}, \text{cond+ray}} \\ P_{\text{él}} = P_{\text{él}, \text{fus+vap}} + 0 \\ P_{\text{él}} = P_{\text{fus}} + P_{\text{vap}} + P_{\text{isolant}} \end{cases} \quad (4.20)$$

Où $P_{\text{él}, \text{fus+vap}}$ est donné par l'équation 4.7.

On a déterminé précédemment $P_{\text{él}}$, P_{fus} et P_{isolant} , par conséquent il ne reste plus qu'une seule inconnue dans l'équation 4.20 qui est le terme de puissance vaporisée $P_{\text{vap}} = \frac{m_{\text{vap}}}{t_{\text{arc}}} \times E_{\text{vap}}$, où la seule indétermination est la masse vaporisée m_{vap} . Ainsi, avec l'équation 4.20, nous obtenons m_{vap} (les résultats sont montrés et analysés plus bas dans le tableau 4.5).

On peut justifier dans un premier temps que la puissance rayonnée par les électrodes est négligeable. Les surfaces qui émettent le rayonnement sont de très petites dimensions (elles sont concentrées autour des pieds d'arc à l'anode et à la cathode). Un calcul simple permet de constater que la puissance rayonnée y est faible. En appliquant la loi de Stefan-Boltzmann ($M = \sigma T^4$) pour une surface de 1 mm², avec une émissivité qui vaut 1 et en prenant la température maximale possible pour le cuivre et l'aluminium (2200 K correspond à peu près à la température d'ébullition pour les deux matériaux), on trouve que la puissance rayonnée est de l'ordre de 2 W. Cette valeur maximale est inférieure à 1 % de la puissance transférée aux électrodes. Par ailleurs, d'autres travaux suggèrent que la puissance rayonnée aux électrodes est négligeable [55, 91, 94].

Négliger les pertes par conduction dans le câble est moins évident. Il y a nécessairement une part d'énergie qui se diffuse dans le câble, mais on peut estimer que ces pertes sont relativement faibles devant la puissance transférée aux câbles. En effet, cette énergie est échangée sur des zones très localisées (pieds d'arc à l'anode et à la cathode), et engendre une érosion très rapide des câbles. L'éjection très rapide de la matière en fusion empêche une propagation efficace de la chaleur dans le câble. La forte érosion peut être vue comme un refroidissement de l'électrode. Des travaux ont montré qu'au fur et à mesure de l'augmentation du courant d'arc, le taux de vaporisation de l'électrode augmente, et les pertes par conduction devenaient finalement négligeables [95]. D'autres travaux [91] ont démontré

4 Bilan de puissance

que pour des arcs de courte durée [29] ($< 100 \mu s$), les pertes par conduction et rayonnement sont négligeables au niveau des électrodes. Il faudrait toutefois pouvoir vérifier cela dans notre cas où les arcs sont maintenus pendant 500 ms, mais on peut émettre l'hypothèse que ces pertes sont négligeables en première approximation. L'avantage est qu'en négligeant ces pertes, on obtient la quantité maximale de la masse vaporisée des électrodes.

On voit dans le tableau 4.5, les valeurs des masses maximales vaporisées obtenues, exprimées en pourcentage de la masse ablatée. Le nombre entre parenthèses est la masse vaporisée maximale. On distingue plusieurs tendances que l'on peut corrélérer avec le tableau des données thermodynamiques (tableau 4.3).

Fraction maximale de masse vaporisée (en pourcentage de la masse fondue éjectée)				
Pression atmosphérique			Basse pression	
	AC	DC	AC	DC
AD12	-	$13,7 \pm 1,4\%$ (29,22 mg)	$2,3 \pm 1,4\%$ (4,57 mg)	$2,7 \pm 1,3\%$ (6,14 mg)
DR14	-	$13,7 \pm 1,4\%$ (53,10 mg)	$4,4 \pm 1,0\%$ (13,29 mg)	$6,8 \pm 1,6\%$ (21,57 mg)
AD14	$8,4 \pm 1,4\%$ (14,51 mg)	$11,0 \pm 1,6\%$ (28,25 mg)	$1,9 \pm 0,7\%$ (3,81 mg)	$1,6 \pm 1,4\%$ (3,66 mg)

Tableau 4.5 – Maximum de vaporisation des électrodes.

- Comparaison AC/DC. En courant alternatif, on observe (sauf pour AD14 à basse pression) que les valeurs de masses vaporisées sont inférieures à celles obtenues en courant continu, même si pour les câbles en aluminium à basse pression, la différence est faible. Cela peut s'expliquer par le fait qu'en alternatif, chaque passage par zéro du courant coupe pendant un court instant l'arc et donc le chauffage de l'électrode. Celle-ci chauffe alors moins qu'en DC et donc l'évaporation est plus faible.
- Comparaison aluminium/cuivre. On trouve qu'en moyenne la proportion de masse vaporisée est supérieure pour le cuivre que pour l'aluminium. Il n'y a que le cas à pression atmosphérique en DC où l'on trouve des proportions égales (13,7%) entre les câbles AD12 et DR14. En revanche, en terme de masse vaporisée, on trouve logiquement la même tendance que pour les masses ablatées, à savoir que dans tous les cas les masses vaporisées sont plus élevées pour le cuivre. Cela peut s'expliquer notamment par le fait que la vaporisation du cuivre nécessite moins d'énergie par unité de masse que l'aluminium (voir tableau 4.3).

4.1 Description du bilan de puissance

		Pression atmosphérique		95 mbar	
		P_{fus}	P_{vap}	P_{fus}	P_{vap}
AD12	AC	-	-	476 ± 50 W	134 ± 80 W
	DC	524 ± 36 W	873 ± 53 W	507 ± 39 W	161 ± 67 W
DR14	AC	-	-	522 ± 108 W	188 ± 51 W
	DC	623 ± 98 W	690 ± 52 W	500 ± 33 W	280 ± 79 W
AD14	AC	508 ± 57 W	515 ± 39 W	423 ± 11 W	100 ± 35 W
	DC	553 ± 39 W	738 ± 56 W	516 ± 39 W	96 ± 82 W

Tableau 4.6 – Puissance de fusion et de vaporisation des électrodes.

- Comparaison AD12/AD14. Pour un même matériau mais une section différente (3,64 et 2,29 mm² respectivement), il apparaît, dans tous les cas, qu'il y a légèrement plus de vaporisation pour le câble à section plus grande (AD12) même si les différences sont très faibles. Il est possible que dans ce cas, les pertes par conduction dans le câble ne soient plus complètement négligeables et que pour une section de câble plus élevée, l'énergie dissipée soit plus importante, tandis qu'avec une section de câble plus faible, ces mêmes pertes seraient moindres du fait de l'érosion plus importante.
- Effet de la pression. Enfin l'effet de la pression est le plus significatif. On voit qu'à basse pression il y a au moins deux fois moins de matière vaporisée. Cela pourrait venir du fait qu'à pression réduite, le plasma est plus diffus, les pieds d'arc sont plus larges à la surface des électrodes, et par conséquent la puissance surfacique est moins importante et concentrée sur les électrodes. Les valeurs de chute de tension sont également plus faible à basse pression. L'électrode chaufferait donc moins à basse pression, d'où des masses vaporisées inférieures. Étonnament, ces résultats ne suivent pas la même tendance que pour les masses ablatées, celles-ci étant très similaires pour les deux valeurs pressions. Nous verrons au chapitre 5 que la température de l'arc est moins élevée à basse pression par rapport à la pression atmosphérique, ce qui pourrait également expliquer la vaporisation moins efficace.

On donne dans le tableau 4.6 les résultats des puissances de fusion et de vaporisation des électrodes. Les valeurs de la puissance de vaporisation sont obtenues avec l'hypothèse des pertes par conduction et rayonnement dans le câble négligeables. Elles correspondent donc à des valeurs maximales.

4.1.2.2 Puissance perdue par conduction et rayonnement $P_{él,cond+ray}$

4 Bilan de puissance

		Puissance (W)	
		Pression atmosphérique	95 mbar
AD12	AC	-	932 ± 102 W
	DC	1468 ± 276 W	1598 ± 142 W
DR14	AC	-	1008 ± 161 W
	DC	1221 ± 254 W	1285 ± 97 W
AD14	AC	1297 ± 82 W	1914 ± 250 W
	DC	2338 ± 329 W	2855 ± 97 W

Tableau 4.7 – Puissance dans la colonne d’arc.

Il s’agit de la puissance perdue dans le câble qui n’a pas servi à sa fusion ou à sa vaporisation. Comme justifié plus haut, on néglige ce terme de perte.

$$P_{\text{él}, \text{cond}+\text{ray}} \simeq 0$$

4.1.3 Puissance déposée dans la colonne d’arc

La puissance dissipée dans la colonne d’arc est déduite de la puissance totale de l’arc et de la puissance transférée aux électrodes par la relation :

$$P_{\text{col}} = P_{\text{tot}} - P_{\text{él}} \quad (4.21)$$

Les résultats de la puissance dans la colonne d’arc sont donnés dans le tableau 4.7. On retrouve deux tendances déjà observées pour la puissance totale de l’arc, à savoir des puissances plus élevées en courant continu et pour les câbles en aluminium. En revanche, on constate cette fois qu’il y a une diminution de la puissance à pression atmosphérique. Cela est notamment dû au fait qu’à basse pression, l’arc a tendance à être significativement plus long qu’à pression atmosphérique. D’où l’accroissement de puissance à basse pression, en particulier pour la puissance perdue par conduction et convection car la puissance rayonnée diminue à basse pression (voir sections 4.1.3.1 et 4.1.3.2).

L’énergie dans la colonne d’arc est donc perdue par rayonnement, conduction et convection. On divise alors la puissance dans la colonne d’arc en deux composantes, l’une de perte par rayonnement (P_{ray}), l’autre étant la contribution des pertes par conduction et convection ($P_{\text{col}, \text{cond}+\text{conv}}$) :

$$P_{\text{col}} = P_{\text{ray}} + P_{\text{col}, \text{cond}+\text{conv}} \quad (4.22)$$

4.1.3.1 Puissance rayonnée

La mesure de la puissance rayonnée se fait au moyen des capteurs de flux radiatifs (ou fluxmètres). Un exemple d'acquisition est donné sur la figure 4.4. Sur cet exemple, un filtre numérique a été appliqué pour s'affranchir du bruit important présent lors de l'acquisition des signaux. Les fluxmètres donnent une tension proportionnelle au flux radiatif reçu ; on applique un facteur de conversion pour obtenir la puissance surfacique reçue par les capteurs.

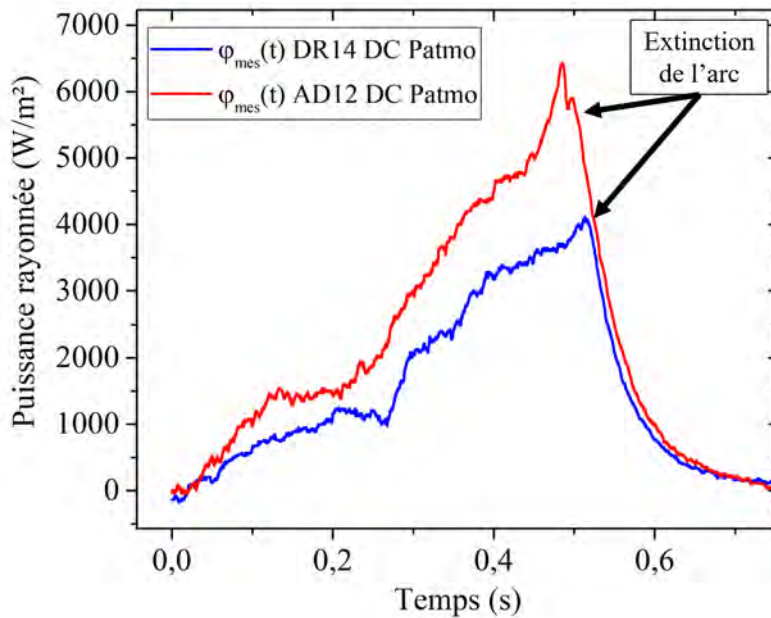


FIGURE 4.4 – Deux exemples de signaux du flux radiatif de l'arc.

Pour obtenir la puissance radiative (P_{ray}), on effectue dans un premier temps l'intégration dans le temps de la puissance surfacique mesurée par les capteurs ($\varphi_{mes}(t)$ en W/m^2), puis l'on divise par le temps d'arc pour obtenir la puissance surfacique moyenne en W/m^2 :

$$\varphi_{moy} = \frac{1}{t_{arc}} \int \varphi_{mes}(t) dt \quad (4.23)$$

Deux méthodes ont ensuite été employées pour calculer la puissance rayonnée par le plasma et donnent des résultats très proches (à quelques watts près seulement). La première est la plus simple, on émet l'hypothèse que l'arc est une source ponctuelle et le rayonnement

4 Bilan de puissance

isotrope, il suffit alors d'intégrer la puissance surfacique sur une sphère de rayon r (distance de la source lumineuse au capteur). On a alors directement la puissance rayonnée par l'arc :

$$P_{ray} = \int \varphi_{moy} dS = 4\pi r^2 \varphi_{moy} \quad (4.24)$$

La seconde méthode fait intervenir un facteur de forme (F_{1-2}) qui prend en compte la géométrie de la configuration source-captteur. Cette quantité représente la fraction de flux rayonné émis par la source et qui atteint le capteur. On peut trouver des abaques qui proposent des configurations avec la formule associée. Dans notre cas, la géométrie la plus proche est celle d'une sphère en face d'un rectangle (voir figure 4.5) ; la sphère étant le plasma et le rectangle notre capteur. Les dimensions de notre configuration d'étude nous donnent une valeur du facteur de forme $F_{1-2} = 0,000879$. Cette valeur est obtenue à l'aide d'un catalogue de facteurs de forme disponible sur www.thermalradiation.net. La formule pour notre configuration est montrée sur la figure 4.5 et est issue de la référence [92].

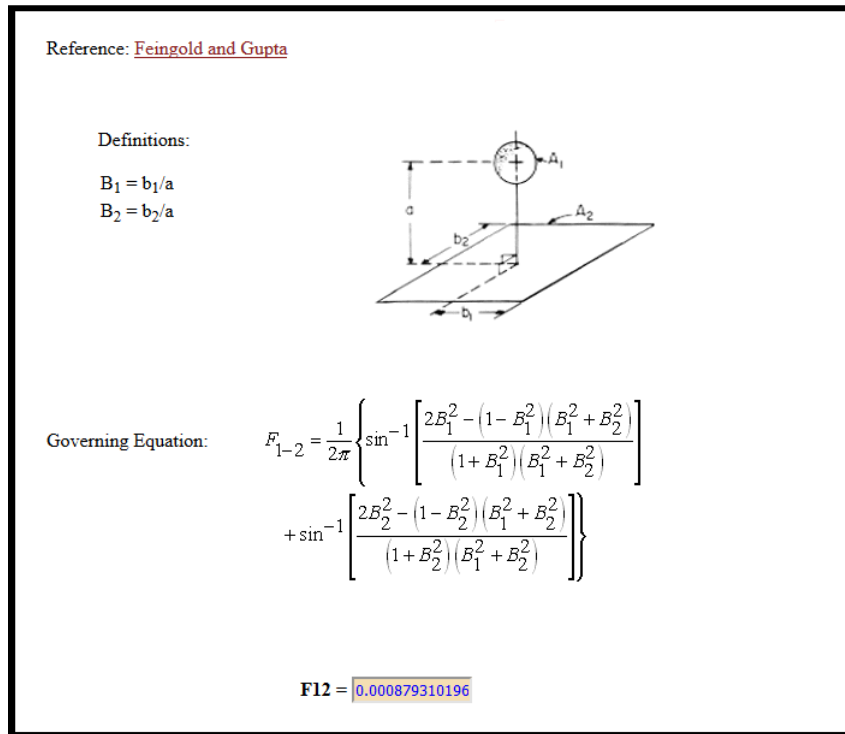


FIGURE 4.5 – Facteur de forme (issu de www.thermalradiation.net).

Une fois cette valeur obtenue il faut calculer la puissance reçue par le capteur de flux radiatif. Pour cela il suffit d'intégrer la puissance surfacique moyenne (φ_{moy}) sur la surface

4.1 Description du bilan de puissance

active du capteur qui est de 1 cm^2 ($1 \times 1 \text{ cm}$). On a donc

$$P_{\text{capteur}} = \int \varphi_{\text{moy}} dS = 0.01 \times 0.01 \times \varphi_{\text{moy}} \quad (4.25)$$

La dernière étape consiste à appliquer le facteur de forme qui permet d'obtenir la puissance rayonnée :

$$P_{\text{ray}} = \frac{P_{\text{capteur}}}{F_{1-2}} \quad (4.26)$$

Cette mesure de la puissance rayonnée est sous-estimée pour au moins trois raisons. La première est qu'il n'est pas possible de mesurer le rayonnement en dessous de 200 nm (VUV). Ce type de rayonnement est absorbé dans l'air sur de très courtes distances. On pourra alors dire que cette partie du rayonnement sert à chauffer le voisinage local du plasma, et que ce terme est alors retranscrit dans la composante de perte par conduction de notre bilan de puissance. La deuxième raison est qu'à certains moments, l'arc se trouve en partie caché derrière les câbles, empêchant de recueillir la totalité du flux lumineux. Cela est en partie contrebalancé par le fait que lorsqu'on effectue le calcul de la puissance rayonnée, on assimile le plasma à une source ponctuelle. Si au début de l'arc cette hypothèse est correcte (l'arc est confiné entre les deux câbles et de dimension très faible), elle l'est moins à la fin du temps d'arc où celui-ci est plus volumineux. Il y a par conséquent une surestimation en fin d'arc qui permet une compensation, au moins partiellement, du manque de rayonnement du début d'arc. Enfin la troisième raison provient des importantes fumées dégagées lors de la vaporisation des câbles et qui sont susceptibles d'absorber une partie du rayonnement. Il faut donc considérer que nous mesurons le rayonnement total moins ce qui a été absorbé.

Les résultats de la puissance rayonnée sont présentés dans le tableau 4.8. Le plasma émet beaucoup moins de rayonnement à basse pression, et cela se constate également lors des acquisitions avec la caméra rapide, où l'on voit que l'arc est beaucoup moins lumineux. On observe que le rayonnement de l'arc avec des vapeurs d'aluminium est significativement plus important qu'avec du cuivre. Enfin, tout comme la puissance totale de l'arc, le rayonnement est plus important en DC qu'en AC.

4.1.3.2 Puissance perdue par conduction et convection

Le reste de la puissance déposée dans la colonne d'arc est perdue par conduction et convection. On la déduit des autres termes par la relation :

4 Bilan de puissance

		Puissance rayonnée (W)	
		Pression atmosphérique	95 mbar
AD12	AC	-	42 ± 16 W
	DC	257 ± 100 W	70 ± 10 W
DR14	AC	-	24 ± 14 W
	DC	158 ± 70 W	43 ± 15 W
AD14	AC	191 ± 30 W	57 ± 21 W
	DC	379 ± 73 W	79 ± 38 W

Tableau 4.8 – Puissance rayonnée par l’arc.

		Puissance (W)	
		Pression atmosphérique	95 mbar
AD12	AC	-	891 ± 85 W
	DC	1211 ± 246 W	1528 ± 135 W
DR14	AC	-	984 ± 152 W
	DC	1063 ± 199 W	1243 ± 85 W
AD14	AC	1105 ± 87 W	1857 ± 233 W
	DC	1959 ± 277 W	2776 ± 76 W

Tableau 4.9 – Puissance perdue par conduction et convection.

$$P_{col, cond+conv} = P_{col} - P_{ray} \quad (4.27)$$

Les résultats sont présentés dans le tableau 4.9. La puissance est plus importante en DC et pour des câbles en aluminium, comme pour la puissance totale de l’arc. Il y a en revanche plus de puissance à basse pression qu’à pression atmosphérique. Cela est notamment dû aux longueurs d’arc plus importantes, qui engendrent des pertes par conduction et convection plus grandes à basse pression.

4.2 Synthèse du bilan de puissance

Dans cette partie nous nous intéressons à la répartition de l'énergie dans l'arc électrique selon chacun des paramètres de l'étude (forme du courant, matériau, pression). On ne prendra en compte que les deux premières composantes du bilan de puissance (P_{el} et P_{col}), de manière à comparer la répartition de l'énergie entre les électrodes et la colonne d'arc.

On montre, dans un premier temps, tous les résultats obtenus pour toutes les configurations qui sont résumés dans le tableau 4.10. Dans ce tableau, pour chaque type de câble, nous indiquons la puissance totale de l'arc, la puissance transférée aux électrodes ainsi que la puissance dans la colonne d'arc. Pour ces deux dernières composantes, on indique entre parenthèses la fraction par rapport à la puissance totale. Dans la suite, on représente pour chaque sous-section, un histogramme qui met en évidence l'influence de chaque paramètre de l'étude. Ces histogrammes reprennent les données du tableau 4.10. Les trois composantes du bilan de puissance, P_{tot} , P_{el} et P_{col} , sont représentées, pour chaque configuration, en noir, rouge et bleu respectivement. Les barres d'erreur indiquent l'écart-type relatif à chaque composante. Pour P_{tot} et P_{col} , celles-ci sont issues de la statistique sur les 5 essais qui sont réalisés pour une configuration. Pour P_{el} , l'écart-type provient principalement de l'incertitude sur les valeurs de chute de tension aux électrodes qui est de $\pm 2V$.

4.2.1 Influence de la forme du courant

Intéressons-nous tout d'abord à l'influence de la forme du courant (figure 4.6), alternatif ou continu, et dans un premier temps à la puissance totale qui est injectée dans l'arc. La tendance est très nette puisque dans tous les cas, la puissance totale de l'arc est plus importante en courant continu qu'en alternatif. À basse pression, en courant alternatif, la moyenne des puissances est de 2150 W contre 2955 W en courant continu soit 37% de plus. On peut expliquer cela de la même manière que pour la masse ablatée qui est plus importante en DC : pour une durée fixe de 500 ms, en AC, le passage par zéro à chaque demi-alternance réduit le temps d'arc effectif. L'énergie totale déposée dans un arc électrique pour une durée donnée est donc moindre en alternatif qu'en continu. Pour la pression atmosphérique, nous ne pouvons comparer que le cas AD14. La différence entre AC et DC est accrue puisque l'on a 2677 W en AC contre 3993 W en DC. Cela correspond à une augmentation de 49% soit bien plus qu'à basse pression. On a constaté qu'il est plus difficile pour un arc de s'amorcer à pression atmosphérique, or en alternatif celui-ci doit se réamorcer à chaque demi-alternance contrairement au cas continu. De fait, le

4 Bilan de puissance

		Pression atmosphérique		Basse pression (95 mbar)	
		AC	DC	AC	DC
AD12	Puissance totale	-	3110 ± 277 W	1777 ± 97 W	2638 ± 143 W
	Puissance électrodes $\left(\frac{P_{él}}{P_{tot}}\right)$	-	1642 ± 173 W (53%)	845 ± 140 W (48%)	1040 ± 174 W (39%)
	Puissance colonne d'arc $\left(\frac{P_{col}}{P_{tot}}\right)$	-	1468 ± 276 W (47%)	932 ± 102 W (52%)	1598 ± 142 W (61%)
DR14	Puissance totale	-	2777 ± 253 W	1889 ± 157 W	2324 ± 98 W
	Puissance électrodes $\left(\frac{P_{él}}{P_{tot}}\right)$	-	1556 ± 173 W (56%)	881 ± 147 W (47%)	1039 ± 174 W (45%)
	Puissance colonne d'arc $\left(\frac{P_{col}}{P_{tot}}\right)$	-	1221 ± 254 W (44%)	1008 ± 161 W (53%)	1285 ± 97 W (55%)
AD14	Puissance totale	2677 ± 81 W	3993 ± 325 W	2784 ± 247 W	3902 ± 97 W
	Puissance électrodes $\left(\frac{P_{él}}{P_{tot}}\right)$	1380 ± 146 W (52%)	1654 ± 174 W (41%)	870 ± 145 W (31%)	1047 ± 175 W (27%)
	Puissance colonne d'arc $\left(\frac{P_{col}}{P_{tot}}\right)$	1297 ± 82 W (48%)	2338 ± 329 W (59%)	1914 ± 250 W (69%)	2855 ± 97 W (73%)

Tableau 4.10 – Bilan de puissance.

4.2 Synthèse du bilan de puissance

temps effectif de l'arc est encore diminué puisque l'arc met plus de temps à se réamorcer, ce qui pourrait expliquer la différence d'autant plus grande entre le cas AC et DC à pression atmosphérique. D'autre part, on a vu au chapitre 3, que les tensions d'arc sont plus élevées, en moyenne, en DC qu'en AC. Les données montrent également que cette augmentation de tension en passant de l'AC au DC est accrue lorsque les essais sont à pression atmosphérique. Il est donc logique de trouver une augmentation de puissance entre l'AC et le DC, qui est d'autant plus importante à pression atmosphérique.

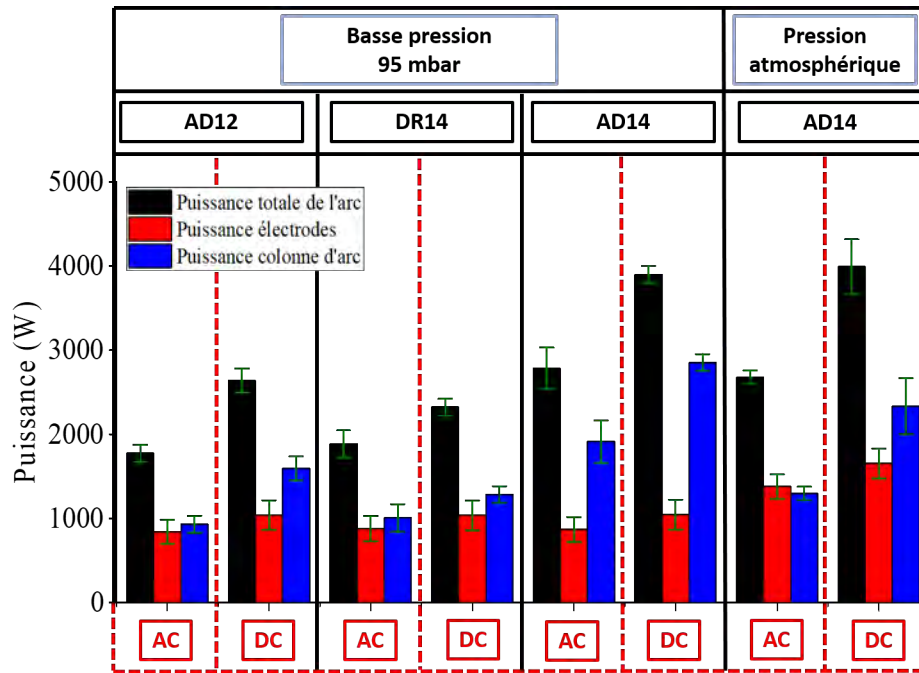


FIGURE 4.6 – Influence de la forme du courant

Observons maintenant les répartitions entre la puissance transférée aux électrodes et celle déposée dans la colonne d'arc. Dans tous les cas en AC sauf pour le câble AD14 à basse pression, la répartition entre les deux composantes du bilan de puissance est très proche de 50/50 compte tenu des incertitudes. Cela constitue une donnée importante, puisqu'environ la moitié de l'énergie totale de l'arc est transférée aux électrodes, et va donc causer leur ablation. Le passage de l'AC au DC a le même effet pour tous les cas étudiés : la proportion d'énergie déposée dans la colonne d'arc augmente par rapport à l'énergie transférée aux électrodes. Toutefois, même si la proportion change, il n'y a pas, en valeur absolue, de diminution de la puissance transférée aux électrodes car comme nous l'avons vu, la puissance totale augmente significativement. C'est pourquoi l'érosion des câbles est tout de même plus efficace en DC qu'en AC. La part de la puissance déposée dans la colonne

4 Bilan de puissance

est de l'ordre de 60% de la puissance totale en DC, avec des différences entre les câbles en cuivre et en aluminium. L'augmentation de la puissance dans la colonne d'arc en DC est en effet plus élevée lorsqu'il s'agit de câbles en aluminium.

On a vu dans le chapitre précédent que le passage de l'AC au DC engendre des tensions qui sont en moyenne supérieures sur toute la durée d'arc. On peut supposer que cela est dû à des longueurs d'arc qui sont en moyenne supérieures en DC qu'en AC. Contrairement au courant alternatif, l'arc en DC n'est pas éteint à chaque demi-alternance, il a donc plus de facilité à se propager et à s'étirer en longueur, et c'est ce que l'on observe généralement. Il est donc logique d'obtenir que la proportion de puissance déposée dans la colonne d'arc augmente en DC.

Le fait que les câbles en aluminium soient plus affectés par cette augmentation de la puissance dans la colonne en DC, tient sans doute au fait que d'une part, la longueur d'arc est plus grande avec ces câbles, et d'autre part, nous verrons plus bas que la puissance perdue par rayonnement est plus élevée pour l'aluminium que pour le cuivre, accentuant d'autant plus les pertes dans la colonne d'arc.

4.2.2 Influence de la pression

On met en évidence sur la figure 4.7, l'influence de la pression sur l'arc électrique. La puissance totale de l'arc est toujours supérieure lorsque les essais sont réalisés à pression atmosphérique sauf pour AD14 où les puissances sont assez similaires. Nous verrons ce cas particulier à la fin de cette sous-section.

Observons donc dans un premier temps, les câbles AD12 et DR14 pour qui l'influence de la pression a le même effet. En courant continu, le passage de 95 mbar à la pression atmosphérique implique que la puissance totale passe de 2638 W à 3110 W pour AD12, et de 2324 W à 2777 W pour DR14. Cela correspond à des augmentations de puissance très proches pour les deux cas qui valent respectivement 18% et 19%. On remarque également pour ces deux câbles, que diminuer la pression induit une répartition de l'énergie différente. A pression atmosphérique, c'est la puissance transférée aux électrodes qui est légèrement supérieure à celle dissipée dans la colonne d'arc, tandis qu'à basse pression, cette tendance est inversée, il y a plus d'énergie dissipée dans la colonne de plasma.

La baisse de l'énergie totale de l'arc s'explique sans doute en considérant l'augmentation du libre parcours moyen lorsque la pression diminue. Si la distance entre deux collisions augmente, alors l'énergie cinétique acquise par un électron ou un ion entre deux collisions augmente également. Par conséquent, pour une distance inter-électrodes donnée, un arc

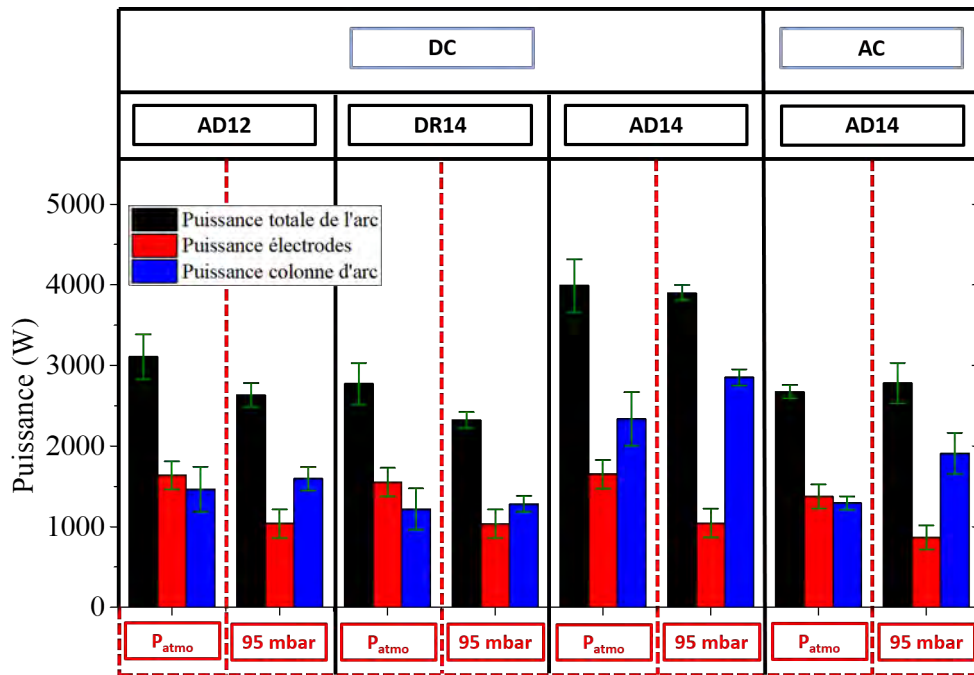


FIGURE 4.7 – Influence de la pression

s'établira avec une tension moindre à basse pression, et la puissance totale en est donc logiquement diminuée comme nous l'avons indiqué. En revanche, quand la pression diminue, la longueur de l'arc augmente lorsque celui-ci n'est plus confiné entre les deux électrodes. Ainsi, plus un arc s'allonge, plus la proportion d'énergie dissipée dans sa colonne de plasma est grande.

Il y a donc deux effets opposés lorsque la pression diminue : d'une part cela engendre une diminution de la tension de la colonne d'arc (pour une distance inter-électrodes donnée), et d'autre part, la longueur d'arc augmente lorsque celui-ci n'est plus confiné et donc si la longueur d'arc augmente, c'est la tension d'arc qui augmente également, contrebalançant le premier effet. Ces deux effets opposés peuvent expliquer le cas des câbles AD14 dont l'évolution de la puissance à basse pression ne suit pas la même logique que pour les deux autres câbles (AD12 et DR14). On a vu que la vitesse d'érosion des câbles AD14 était la plus grande de toutes. Ce faisant, les câbles se coupent rapidement et l'arc peut alors se propager librement en étirant sa colonne de plasma. Le phénomène est identique pour AD12 et DR14 sauf que l'arc sera confiné plus longtemps entre les deux câbles car les vitesses d'érosion sont plus faibles. On observe qu'en général pour AD12 et DR14, le sectionnement du câble se fait à des temps d'arc supérieurs à 300 ms et plutôt aux

alentours de 200 ms pour les câbles AD14.



FIGURE 4.8 – Influence de la pression sur la longueur d’arc. Images extraites de l’acquisition vidéo à 26 143 i/s, temps d’exposition : 20 μ s. Tension à vide entre les câbles 400 VDC, courant d’arc 80 A, câbles AD14 (aluminium). (a) Pression atmosphérique, (b) basse pression.

On peut voir sur la figure 4.8, la différence de longueur d’arc entre un essai à la pression atmosphérique et à 95 mbar. Dans cet exemple, les arcs ont été réalisés en DC, et les deux images ont été prises vers la fin de l’arc (proche des 500 ms).

Bien que les vidéos d’où sont tirées ces deux images aient été prises dans les mêmes condition (26 143 images/s, résolution 192 x 120, exposition 20 μ s), la luminosité et le contraste ont été ajustés de manière à faire apparaître au mieux la colonne d’arc. La flèche rouge représente schématiquement une demi-longueur d’arc. Dans le premier cas, à pression atmosphérique, on considère ce qui est au-delà de la flèche rouge comme étant du plasma en extinction. On trouve ainsi une longueur de 4,8 mm à pression atmosphérique contre 10,0 mm à basse pression, soit plus du double. Il faut cependant garder en tête que ces mesures de longueur d’arc ne sont pas aisées. D’une part on ne sait pas réellement où se situe la limite entre l’arc et le plasma en extinction, et d’autre part il y a une importante variabilité de la longueur au cours d’un essai. Toutefois l’exemple de la figure 4.8 donne une bonne idée de l’influence de la pression sur la longueur de l’arc.

Observons également sur la figure 4.9, un exemple des tensions d’arc pour des essais en DC, câbles AD14, en rouge à pression atmosphérique et en bleu un essai à basse pression. En première approche on constate que les signaux sont relativement similaires. On peut ensuite diviser ces courbes en deux parties : avant et après 0,2 s. On observe alors (et c’est le cas également pour les autres mesures, pas seulement dans cet exemple) que pendant la

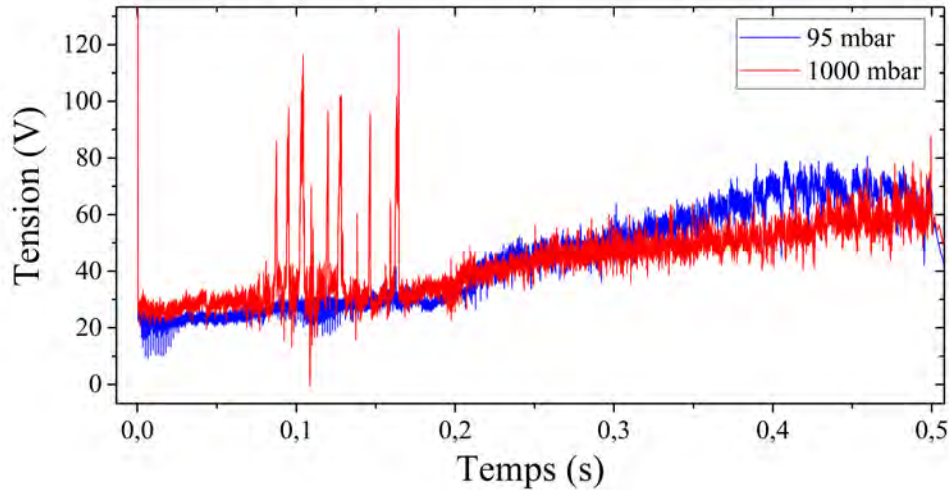


FIGURE 4.9 – Comparaison des tensions d'arc pour des câbles AD14, basse pression et pression atmosphérique

première phase ($t < 0,2$ s), la tension d'arc est supérieure pour l'essai qui a été réalisé à pression atmosphérique. Pendant la deuxième phase ($t > 0,2$ s), c'est l'inverse, la tension est supérieure dans le cas d'un essai à basse pression. On pourrait également définir une troisième zone intermédiaire située entre 0,2 et 0,3 s où les tensions sont sensiblement identiques. Cette transition correspond au passage d'un arc confiné entre les deux câbles à celui où la matière est suffisamment érodée et où l'arc peut s'allonger librement. Si dans la première partie ($t < 0,2$ s), l'arc est contraint par la distance entre les câbles, il est tout à fait normal d'avoir une tension d'arc inférieure à basse pression. Comme mentionné précédemment, si le libre parcours moyen est plus grand (à basse pression), les particules sont accélérées sur une plus grande distance, et par conséquent le plasma, pour se maintenir, n'a pas besoin d'une aussi grande tension qu'à pression atmosphérique. Ce point n'est valable que pour une distance inter-électrodes fixe. En revanche dans la dernière phase ($t > 0,2$ s), l'arc n'étant plus contraint de rester confiné, il s'étend aussi loin qu'il le peut. On a vu qu'à basse pression la longueur d'arc peut être deux fois plus grande, et comme la longueur d'arc est proportionnelle à la tension d'arc, il n'est alors pas étonnant de voir des tensions supérieures à basse pression dans la dernière phase. Ainsi, ces deux phases se compensent de telle façon que les tensions moyennes sur toute la durée d'arc sont très proches (voir tableau 3.1), et de même pour les puissances totales avec une

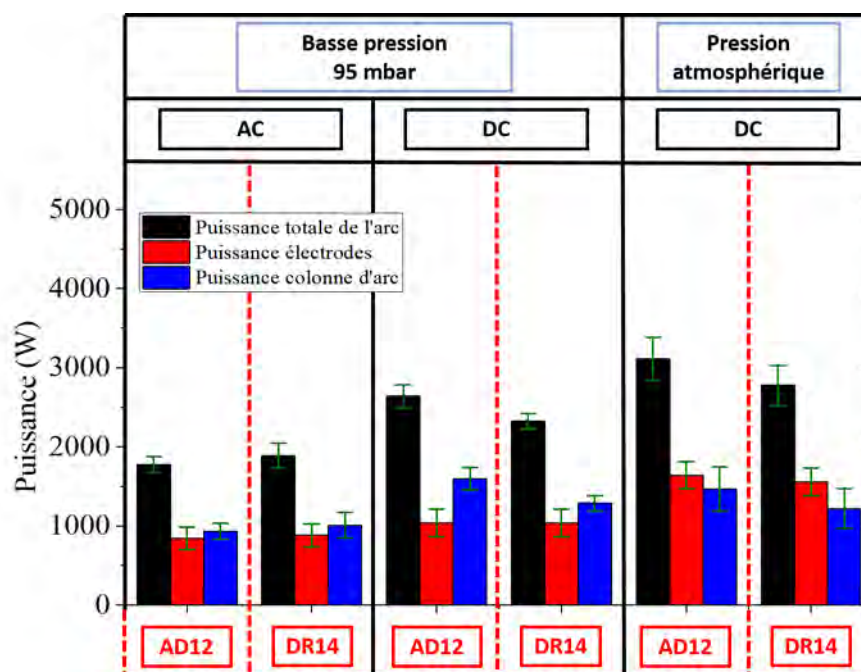


FIGURE 4.10 – Comparaison AD12 / DR14

moyenne de 3335 W à pression atmosphérique (AC + DC), et de 3343 W à basse pression. Enfin, pour la répartition des puissances, on peut reprendre ce qui a été dit pour AD12 et DR14, à savoir que la diminution de pression accroît la proportion de la puissance déposée dans la colonne d'arc.

4.2.3 Influence du matériau et de la section du câble

Les essais ont été réalisés avec deux câbles en aluminium de sections différentes (AD12 et AD14), ainsi qu'avec un câble en cuivre (DR14), ce qui nous permet de faire trois comparaisons différentes. On s'intéresse tout d'abord à la comparaison à I_n constant, c'est-à-dire entre les câbles AD12 et DR14 qui ont le même courant nominal de fonctionnement, $I_n=20$ A. Rappelons que les essais sont réalisés à $4 \times I_n$, c'est-à-dire à 80 A, et que le câble en aluminium AD12 a une section plus grande que celui en cuivre DR14. La deuxième comparaison se fait pour une section de câble identique (AD14/DR14), de manière à évaluer uniquement l'influence du matériau. Enfin, une troisième comparaison peut se faire, cette fois-ci avec un même matériau (aluminium), pour mettre en évidence l'influence de la section du câble (AD12/AD14).

- Comparaison à I_n constant (AD12/DR14)

4.2 Synthèse du bilan de puissance

Les données du bilan de puissance pour ces deux câbles sont présentées sur la figure 4.10. On regarde dans un premier temps la puissance totale de l'arc. Dans le cas de l'AC à basse pression, les puissances totales sont similaires (compte tenu de l'écart-type), avec seulement 6% de différence entre les deux câbles. En revanche, dans le cas du DC à pression atmosphérique et à basse pression, on trouve que les puissances sont supérieures pour l'aluminium. Par rapport au câble en cuivre DR14, il y a 12% (pression atmosphérique) et 13,7% (basse pression) de puissance en plus dans le cas du câble en aluminium AD12. Les puissances totales suivent les mêmes tendances que les tensions d'arc que nous avons analysées au chapitre 3, où l'on a trouvé que les tensions sont plus élevées pour l'aluminium. La tension d'arc est composée de la tension aux électrodes ainsi que de la tension de la colonne d'arc. La tension aux électrodes dépend du matériau utilisé, tandis que la tension de la colonne d'arc varie en fonction de la longueur de la colonne d'arc et de la composition chimique du plasma. Comme les tensions aux électrodes sont très proches entre les deux matériaux (18 V pour le cuivre et 19 V pour l'aluminium), elles ne peuvent expliquer l'écart important entre les puissances obtenues. Il faut tenir compte de la composition chimique du plasma, qui est dépendante de l'érosion et de la composition des câbles. En effet, selon le matériau du câble, l'érosion est plus ou moins prononcée, et engendre ainsi plus ou moins de vapeurs métalliques qui modifient la composition chimique de l'arc électrique.

La vitesse d'érosion des câbles doit également être prise en compte. Un câble qui se coupe rapidement (vitesse d'érosion élevée) laissera l'arc libre de s'étendre, ce qui aura pour effet d'augmenter la tension d'arc plus rapidement qu'avec un câble ayant une vitesse d'érosion plus faible. Or, comme nous l'avons vu au chapitre 3, c'est le câble en aluminium AD12 qui a la vitesse d'érosion la plus faible. Donc si ce câble se coupe moins rapidement, la longueur d'arc est sans doute, en moyenne, moins grande que pour le DR14. Les différences de tension d'arc (et donc de puissance) obtenues entre les deux câbles sont donc fortement influencées par la composition chimique du plasma.

Pour ce qui est de la répartition de l'énergie, elle semble plus dépendante de la pression et de la forme du courant que du type de matériau. Il semble en tout cas difficile d'observer une influence du matériau sur la répartition de l'énergie.

— Comparaison à section égale (AD14/DR14)

Les résultats de la comparaison entre les deux matériaux de même section (AD14/DR14) sont présentés sur la figure 4.11. Ces résultats confirment et accentuent les différences entre les deux matériaux que nous venons de voir dans la comparaison précédente. En effet, la puissance totale de l'arc est significativement plus élevée pour l'aluminium que pour le cuivre. Cette augmentation de la puissance (entre DR14 et AD14) est de 43,8% dans le

4 Bilan de puissance

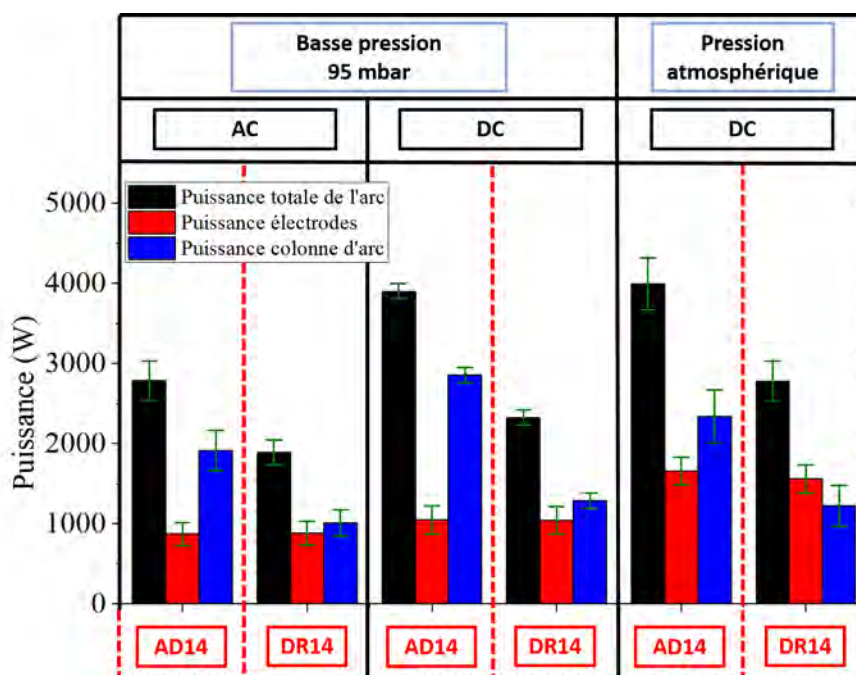


FIGURE 4.11 – Comparaison AD14 / DR14

cas du DC à pression atmosphérique, et de 47,4% et 68,0% respectivement en AC et en DC à basse pression.

On a vu dans la comparaison précédente, les raisons de l'augmentation de la puissance totale de l'arc dans le cas de l'aluminium par rapport au cuivre. En revanche, ce que l'on voit surtout ici, c'est l'effet de la diminution de la section du câble sur la puissance de l'arc, qui accroît les différences entre les deux matériaux. La diminution de la section du câble engendre une augmentation de la vitesse d'érosion. Pour une même section, on a vu au chapitre 3 que les vitesses d'érosion sont plus élevées pour le câble AD14 que pour son équivalent en cuivre, DR14. Il en résulte que le câble se coupe plus vite et laisse de la place à l'arc pour s'étendre librement. Les tensions d'arc sont alors plus élevées, et comme nous le constatons, la puissance totale de l'arc en est affectée.

On peut d'ailleurs quantifier cette augmentation de la puissance due au changement de la section. Celle-ci est moins prononcée à pression atmosphérique puisque l'écart entre la puissance totale de AD12 et de AD14 en DC est de 28,4%, contre respectivement 56,7% et 47,9% en AC et en DC à basse pression.

Le bilan de puissance conforte l'idée que c'est bien la longueur moyenne de l'arc qui augmente avec la diminution de la section. On voit en effet que la répartition de l'énergie

change, avec une forte augmentation de la proportion de la puissance déposée dans la colonne d'arc pour le câble de plus faible section, AD14. La moyenne de la puissance déposée dans la colonne d'arc est de 53,3% dans le cas de AD12, contre 67,0% pour AD14.

4.2.4 Puissance rayonnée

On donne sur le tableau 4.11 les puissances rayonnées, ainsi qu'entre parenthèses, le rapport à la puissance totale de l'arc. La figure 4.12 donne les puissances rayonnées sous la forme d'histogrammes. Rappelons d'abord que ces mesures n'incluent pas la part de rayonnement de VUV ($< 200\text{ nm}$) qui peut être assez importante [34], et que d'autre part, une partie du rayonnement émis est absorbé dans les vapeurs métalliques et les fumées entourant le plasma. Par conséquent, la puissance rayonnée mesurée n'est pas réellement celle produite par le plasma dans son intégralité, mais plutôt celle que reçoit un objet situé proche de l'arc.

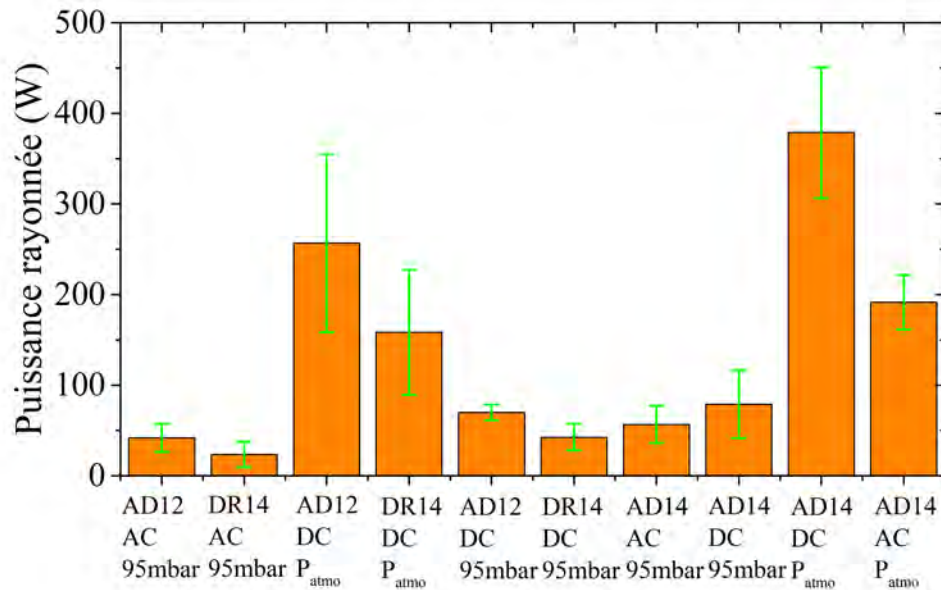


FIGURE 4.12 – Puissance rayonnée.

- Comparaison AC/DC. De la même manière que les puissances totales étaient inférieures en AC par rapport en DC, la puissance rayonnée suit logiquement la même

4 Bilan de puissance

		Pression atmosphérique		Basse pression	
		AC	DC	AC	DC
AD12	Puissance totale	-	3110 ± 277 W	1777 ± 97 W	2638 ± 143 W
	Puissance rayonnée $\left(\frac{P_{ray}}{P_{tot}}\right)$	-	257 ± 99 W (8,3%)	42 ± 16 W (2,4%)	70 ± 9 W (2,7%)
DR14	Puissance totale	-	2777 ± 253 W	1889 ± 157 W	2324 ± 98 W
	Puissance rayonnée $\left(\frac{P_{ray}}{P_{tot}}\right)$	-	158 ± 70 W (5,7%)	24 ± 14 W (1,3%)	43 ± 15 W (1,8%)
AD14	Puissance totale	2677 ± 81 W	3993 ± 325 W	2784 ± 247 W	3902 ± 97 W
	Puissance rayonnée $\left(\frac{P_{ray}}{P_{tot}}\right)$	191 ± 30 W (7,1%)	379 ± 73 W (9,5%)	57 ± 21 W (2,0%)	79 ± 38 W (2,0%)

Tableau 4.11 – Puissance rayonnée.

tendance. Les moyennes des puissances rayonnées pour tous les câbles à basse pression sont de 41 W en AC, et 64 W en DC, équivalent à une augmentation de 56% entre l'AC et le DC. On n'observe pas de différence dans la proportion de puissance perdue par rayonnement entre AC et DC. Cette proportion est assez faible à basse pression, elle est comprise entre 1,3 et 2,7% de la puissance totale.

Par contre, à pression atmosphérique, la différence entre AC et DC est beaucoup plus significative. Pour AD14 on a 191 W en AC, et 379 W en DC, soit presque 98% d'augmentation entre les deux cas. La fraction d'énergie rayonnée par rapport à la puissance totale de l'arc change légèrement entre AC et DC avec 7,1% et 9,5% respectivement. On a vu qu'en DC, l'arc peut s'étirer plus loin qu'en AC, ce qui fait qu'en moyenne les arcs DC sont plus longs. La colonne de plasma représente alors une part de puissance plus importante, d'où un rayonnement de l'arc plus élevé en

DC.

- Comparaison aluminium/cuivre. Dans tous les cas, on observe que l'aluminium rayonne plus que le cuivre. Cela pourrait être dû en partie au nombre de raies atomiques plus important dans le cas de l'aluminium (Al I), très présentes dans le visible et le proche UV entre 200 et 800 nm, mais aussi de la quantité de matière vaporisée qui est très certainement plus grande pour l'aluminium que pour le cuivre.
- Comparaison à iso-section (AD14/DR14). Quelles que soient les conditions d'essai, les câbles AD14 ont toujours les puissances rayonnées les plus élevées. D'une part l'aluminium rayonne plus que le cuivre, et d'autre part, comme nous l'avons vu, une plus petite section de câble sera coupée plus rapidement et laissera la colonne d'arc s'étirer. Une colonne d'arc plus grande implique des pertes par rayonnement plus importantes.
- Influence de la pression. L'influence de la pression est significative, car les pertes radiatives d'un plasma d'arc sont dépendantes de la densité des espèces (ions, électrons, neutres) et de la température. Si l'on prend la moyenne des puissances rayonnées de tous les câbles en DC, on trouve qu'à basse pression, les pertes par rayonnement s'élève à 64 W, alors qu'elles sont de 265 W à pression atmosphérique. Cela correspond à une augmentation de 315%. La fraction de puissance perdue par rayonnement par rapport à la puissance totale change également. Elle passe d'en moyenne 2,2% à basse pression en DC à 7,8% en DC à la pression atmosphérique.

Conclusion

Une partie importante de la thèse a été consacrée à ce bilan de puissance, aussi bien pour améliorer certaines de ses composantes que pour réaliser les nombreux essais dont nous avons présenté les résultats dans ce chapitre. Nous avons tout d'abord amélioré la mesure provenant des capteurs de flux radiatif pour le calcul de la puissance rayonnée. L'ajout d'amplificateurs différentiels ainsi que la mise en place d'une meilleure isolation sur la chaîne de mesure ont permis de réduire le bruit issu de ces capteurs. De plus, avec un filtrage numérique des données, les signaux obtenus à basse pression (qui sont beaucoup plus faibles qu'à pression atmosphérique) sont désormais exploitables, ce qui n'était pas le cas auparavant. La méthode de calcul de la puissance rayonnée a été revue, et nous l'avons comparée avec une autre méthode faisant intervenir un facteur de forme ; les résultats obtenus sont très proches entre les deux méthodes.

Une autre amélioration du bilan de puissance provient de la prise en compte des gouttes

4 Bilan de puissance

fondues puis resolidifiées sur les câbles. Auparavant, ces gouttes n'étaient pas considérées pour le calcul de la puissance transférée aux électrodes. Pourtant, lorsqu'elles sont présentes sur les câbles, ces gouttes fondues représentent une fraction non négligeable de la masse totale de matière fondue par l'arc. La masse de ces gouttes correspond à une quantité d'énergie de fusion importante qu'il était nécessaire de prendre en compte dans le bilan de puissance.

Grâce à l'hypothèse des pertes par conduction dans le câble négligeables, le bilan de puissance nous permet désormais de remonter à la quantité maximale de métal vaporisé. La fraction de masse vaporisée était jusqu'alors fixée plus ou moins arbitrairement pour établir le bilan de puissance. Bien que cette masse vaporisée obtenue soit une valeur maximale, elle est une donnée importante qui nous renseigne sur la quantité de vapeurs métalliques présente dans l'arc, et permet de comparer les différents cas de figure. L'une des perspectives d'amélioration serait de quantifier les pertes d'énergie dans le câble, ce qui permettrait d'affiner le bilan de puissance. Un code a été développé à ce propos (résolution de l'équation de la chaleur dans le câble), mais nécessite d'être validé expérimentalement.

Le bilan de puissance montre qu'une part significative de l'énergie totale de l'arc est impliquée dans la dégradation des câbles, puisque la puissance transférée aux électrodes représente en moyenne 44% de la puissance totale de l'arc en considérant l'ensemble des configurations étudiées. Le passage de l'AC au DC augmente la puissance totale de l'arc d'en moyenne 40% sur tous les cas considérés. Cela explique les données du chapitre précédent sur les quantités de masse de câble ablatées qui étaient bien plus élevées en DC qu'en AC. Le passage en DC engendre également une répartition de la puissance différente du cas AC, avec un accroissement de la puissance déposée dans la colonne d'arc. Cela est la conséquence de longueurs d'arc plus importantes en DC, car l'arc n'est plus contraint de s'éteindre après chaque demi-alternance en AC. On le voit également sur les données de la puissance rayonnée qui sont plus élevées dans le cas du DC.

La pression a un effet significatif sur la puissance totale de l'arc, puisque le fait de passer de la pression atmosphérique à 95 mbar, engendre une diminution de 7% en moyenne. Cette valeur est toutefois très dépendante de la jauge de câble utilisée.

Des différences notables sont présentes entre les câbles en aluminium et en cuivre. Au chapitre précédent, nous avons vu que les vitesses d'érosion étaient plus importantes pour des câbles en aluminium que pour des câbles en cuivre à section égale. Le bilan de puissance confirme cette tendance puisque l'on trouve que la puissance de l'arc est en moyenne 53% plus élevée pour l'aluminium par rapport au cuivre. On trouve également que dans tous les cas, la puissance rayonnée est plus élevée lorsque les essais sont réalisés avec des câbles

4.2 Synthèse du bilan de puissance

en aluminium. Bien que les pertes radiatives soient assez faibles, elles représentent environ 4,3% de la puissance totale sur l'ensemble de tous les essais, on observe une nette différence entre les deux matériaux, puisque les pertes radiatives sont, à la fois en valeur absolue et en part de l'énergie totale de l'arc, bien plus élevées pour l'aluminium que pour le cuivre. Nous verrons dans le chapitre suivant, que des pertes radiatives plus élevées pour l'aluminium correspondent à des températures d'arc inférieures par rapport au cuivre dont la température du plasma est plus élevée et les pertes radiatives moins importantes.

5 Spectroscopie optique d'émission

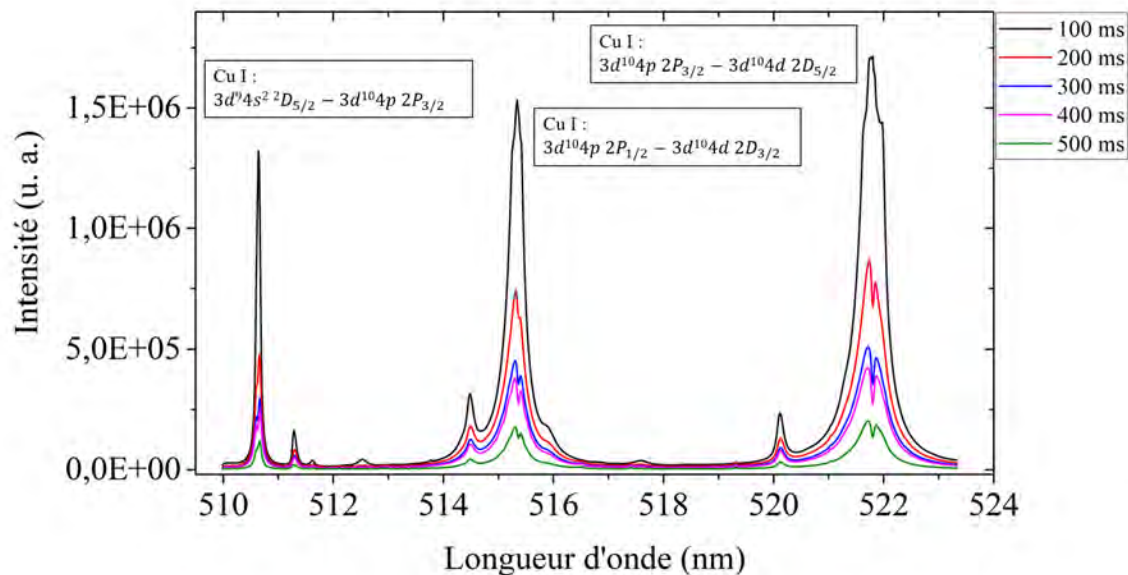
Pour étudier plus en détail le rayonnement émis par ces arcs électriques, nous avons effectué des mesures de spectroscopie optique d'émission. Ces mesures nous permettront d'obtenir des informations sur la composition et la température du plasma. S'il existe de très nombreuses publications concernant l'utilisation de la spectroscopie sur tout types d'arcs électriques [22, 97, 98, 99, 100, 101, 102], il n'existe pas, à notre connaissance, de publication concernant l'utilisation de ce diagnostic sur des défauts d'arc entre des câbles aéronautiques.

Comme nous l'avons vu sur les images obtenues avec la caméra rapide, le comportement erratique de l'arc rend difficile la mise au point d'un dispositif optique qui permettrait d'obtenir des spectres issus d'un point précis de l'arc. C'est pourquoi nous avons mené ces mesures de spectroscopie de manière globale, en intégrant toute la lumière issue de l'arc. Chaque spectre est donc obtenu en utilisant un collimateur, qui permet de collecter le rayonnement issu de l'arc en entier.

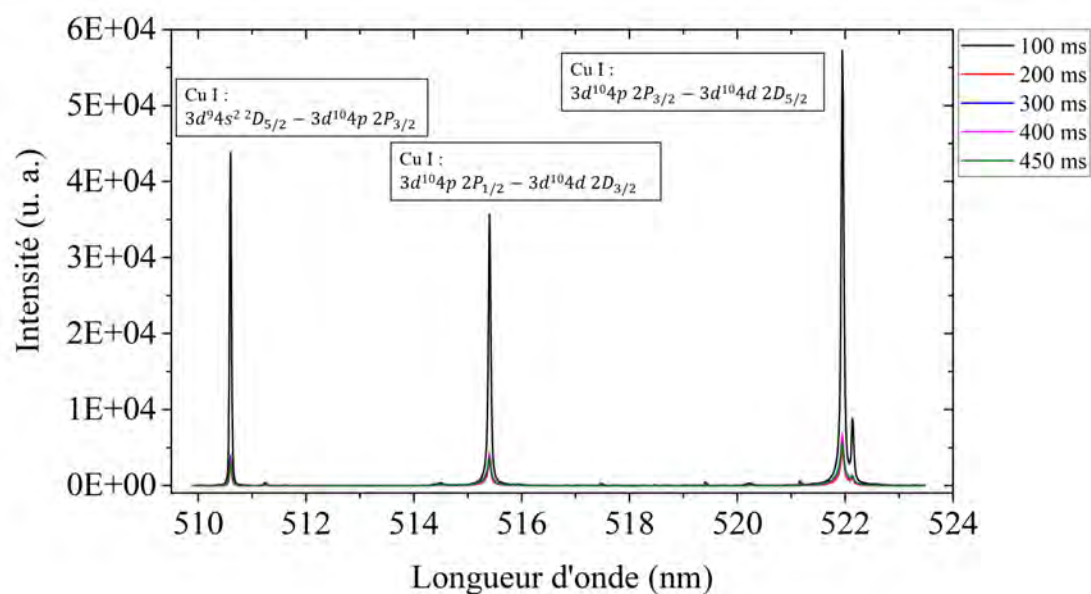
Comme pour tous les essais de cette thèse, la durée d'arc est fixée à 500 ms maximum. Il n'est par conséquent pas possible de modifier les réglages du monochromateur pendant l'acquisition. Pour chaque essai, on doit donc fixer la longueur d'onde centrale ainsi que le réseau utilisé, ce qui détermine la fenêtre sur laquelle sera obtenu le spectre (environ 60 nm pour le réseau le moins précis, 13 nm pour le réseau intermédiaire, et 7 nm pour le réseau le plus précis). Le temps d'exposition est dans la plupart des cas réglé à 10 ms. Sauf pour des spectres proches de l'UV (vers 400 nm) où il faut augmenter le temps d'exposition car l'optique utilisée (collimateur et fibre optique) atténue le signal, ce temps (10 ms) est suffisant pour obtenir des spectres bien définis, et permet également l'acquisition de 50 spectres successifs pour un arc qui dure 500 ms. On pourra donc suivre l'évolution temporelle de la température et des espèces au sein du plasma.

Des essais à 100 A ont mis en évidence l'auto-absorption du rayonnement issu des atomes de cuivre. Ce phénomène, correspondant à l'absorption dans les zones froides du rayonnement issu des zones chaudes du plasma, est visible sur la figure 5.1a. Cette figure présente les spectres mesurés, on y voit l'intensité lumineuse obtenue en unité arbitraire (u. a.) en

5 Spectroscopie optique d'émission



(a) Essai à 100 A.



(b) Essai à 10 A.

FIGURE 5.1 – Essais avec câbles en cuivre DR10. Tension à vide entre les câbles : 640 VDC, temps d'exposition : 10 ms, réseau : 1200 traits/mm.

fonction de la longueur d'onde (en nanomètre). Pour ne pas surcharger la figure, on ne présente que 5 spectres obtenus à des temps d'arc différents. On voit notamment que les raies à 515 et 521 nm du cuivre Cu I présentent un profil caractéristique de l'auto-absorption, avec en leur centre une diminution de l'intensité du rayonnement (on parle alors d'auto-inversion de la raie spectrale). Puisque l'intensité maximale est diminuée, l'auto-inversion induit une augmentation apparente de la largeur à mi-hauteur (LMH). Ces raies auto-absorbées ne sont pas exploitables pour le calcul de la température du plasma que nous effectuons dans la section suivante. C'est pourquoi dans la suite, tous les essais sont réalisés à 10 A. À ce niveau de courant, l'auto-inversion des raies du cuivre n'est pas présente, et les raies sont beaucoup moins larges, comme on peut le constater sur la figure 5.1b. Comme on l'a vu dans les chapitres précédents, l'érosion des câbles est bien moins importante pour des arcs à 10 A. Par conséquent, la présence de vapeurs métalliques est moins importante dans le plasma, et le phénomène de réabsorption du rayonnement est plus faible.

Le passage de 100 à 10 A entraîne logiquement une diminution de l'intensité lumineuse (figures 5.1a et 5.1b), mais on observe également que les raies sont bien plus étroites à 10 A. Quel que soit le courant d'arc choisi, le rayonnement est dominé par les raies métalliques. L'émission de ces raies est très variable d'un essai à un autre, et il y a également une forte fluctuation de l'intensité lumineuse durant un même essai (cela confirme ce que l'on a déjà vu avec la caméra rapide). C'est ce que l'on observe sur la figure 5.2 où l'on a tracé, en fonction du temps d'arc, le maximum de l'intensité de la raie d'émission du cuivre Cu I à 521 nm pour 5 essais réalisés dans les mêmes conditions. La figure montre qu'il n'y a pas de tendance particulière de l'évolution temporelle de l'intensité lumineuse du cuivre, si ce n'est des fluctuations importantes et aléatoires pendant un essai. Notons tout de même que pour les essais n°1 et 2 (respectivement en noir et rouge sur la figure), l'intensité est relativement stable pendant toute la durée de l'essai. Il n'y a vraisemblablement pas de raison expérimentale particulière qui permettrait d'expliquer cette stabilité. Les trois autres essais présentés sur la figure témoignent en revanche du comportement aléatoire de l'arc. On constate également que les raies d'émission issues d'autres espèces du plasma (notamment O et N) présentent des variations aléatoires de leurs intensités. Il n'y a donc pas d'évolution significative ni de tendance particulière que l'on peut déduire de l'intensité des raies spectrales du plasma en fonction du temps.

Il faut également mentionner la présence bien visible de nombreuses raies d'émission provenant d'espèces métalliques comme par exemple le vanadium, le titane, le silicium, le zinc ou encore le fer. Ces espèces proviennent des impuretés contenues dans les métaux

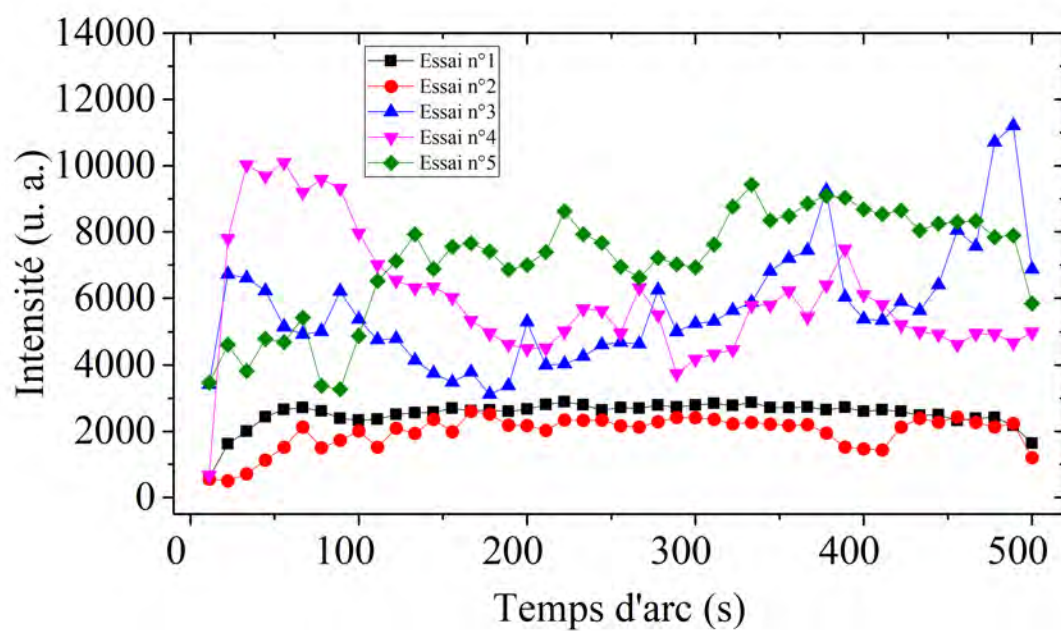


FIGURE 5.2 – Évolution de l'intensité maximale de la raie d'émission du cuivre Cu I à 521 nm pour plusieurs essais dans les mêmes conditions : 640 VDC à vide entre les câbles, courant d'arc de 10 A, pression atmosphérique. Tous les essais ont été réalisés avec des câbles en aluminium.

utilisés pour la fabrication des câbles. Bien que présentes en très faibles quantités dans la composition chimique du câble, ces espèces métalliques engendrent de nombreuses raies d'émission, et il devient alors difficile de réaliser l'identification de toutes les raies observées sur nos spectres.

La spectroscopie optique d'émission permet toutefois d'identifier certaines espèces présentes dans le plasma selon les références données par le NIST [96], et que l'on peut classer en trois catégories :

1. les espèces issues des atomes et molécules présents dans l'air environnant. Dans cette catégorie, on observe surtout la raie de l'hydrogène H_α (série de Balmer) à 656 nm, et la raie spectrale du triplet de l'oxygène O I à 777 nm qui est particulièrement intense. Les raies de l'azote sont difficilement observables car très peu intenses, surtout en comparaison des raies métalliques.
2. les raies spectrales issues du matériau des électrodes, et qui génèrent les raies métalliques les plus nombreuses et intenses. On trouve principalement les raies spectrales du cuivre pour les deux types de câbles en cuivre et en aluminium. Rappelons que dans le cas des câbles en aluminium, un revêtement fin en cuivre recouvre l'aluminium, par conséquent, les raies spectrales du cuivre sont présentes en nombre et en intensité similaires pour les deux types de câbles. En revanche, le spectre de l'aluminium est très peu fourni dans le visible, et nous n'avons pu identifier que deux raies de l'aluminium à 394 et 396 nm (les principales raies de l'aluminium se situent dans l'UV, mais les optiques utilisées pour nos essais ne permettent pas de les voir). Comme mentionné plus haut, les électrodes diffusent dans le plasma toutes leurs impuretés dont on observe les raies spectrales avec notamment Ti, V, Si, Fe, Zn, Mg. Le doublet du sodium à 589 nm est également bien présent sur toute la durée d'arc. Le sodium n'apparaît pas dans la composition chimique du matériau conducteur des câbles dont nous disposons, et il est plus que probable que le doublet du sodium observé provienne de l'eau salée utilisée pour l'amorçage de l'arc.
3. On peut également ajouter une troisième catégorie qui concerne les espèces issues de l'oxydation des électrodes. La seule espèce dont nous ayons trouvé des traces est le monoxyde d'aluminium AlO . On montre sur la figure 5.3, la bande moléculaire obtenue entre 484 et 492 nm qui correspond à la transition $B^2\Sigma^+ \rightarrow X^2\Sigma^+ \Delta\nu = 0$ [104, 105]. Celle-ci n'a été observée que dans quelques essais seulement, et apparaît de manière aléatoire pendant l'essai. Cependant, l'observation de cette transition diatomique indique que la température du plasma ne doit pas être très élevée ($< 6000 K$ [106]) dans certaines régions du plasma.

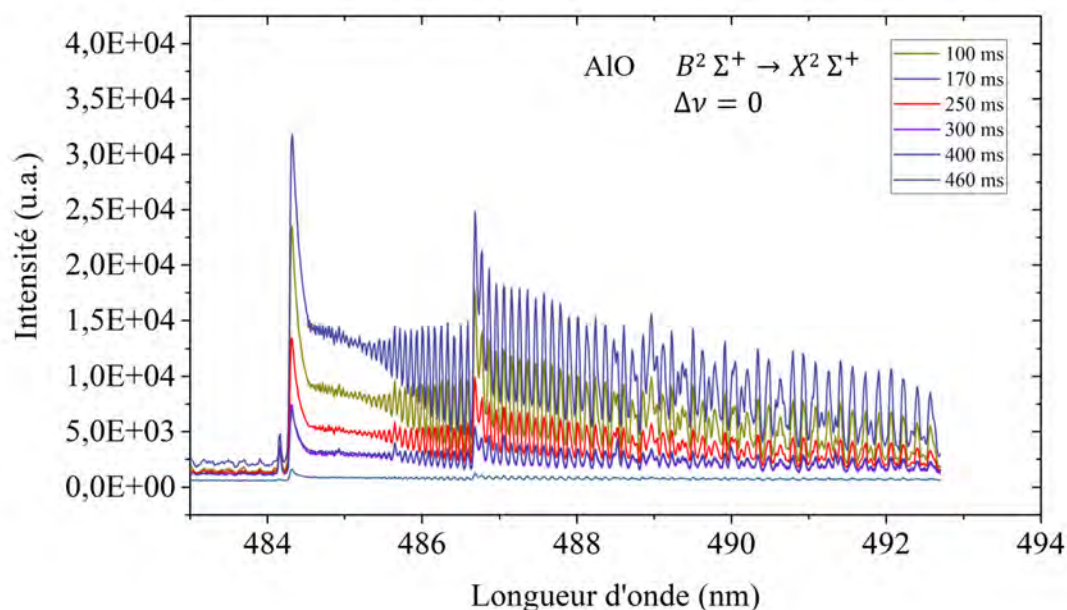


FIGURE 5.3 – Bande moléculaire du monoxyde d'aluminium AlO . Essai à 10 A sur des câbles en aluminium à pression atmosphérique, réseau : 1200 traits/mm.

L'effet de la diminution de pression a également été observé par l'intermédiaire de la spectroscopie optique d'émission. Si le nombre de raies spectrales et leurs intensités sont relativement similaires entre les spectres obtenus à pression atmosphérique et ceux obtenus à 95 mbar, le profil des raies spectrales est en revanche beaucoup plus étroit à 95 mbar qu'à la pression atmosphérique. On illustre ce phénomène sur la figure 5.4 qui montre le doublet de l'aluminium à 394 et 396 nm [103], obtenu sur la figure 5.4a à la pression atmosphérique et sur la figure 5.4b à 95 mbar. Les deux spectres ont été mesurés avec le même réseau et la même largeur de fente d'entrée du spectromètre. La diminution de la largeur du profil de raie apparaît très clairement entre ces deux spectres. L'une des raisons est la diminution de la fréquence de collision des particules à basse pression. Pour l'expliquer, il faut d'abord comprendre d'où vient l'élargissement des profils de raie.

L'émission d'un photon de longueur d'onde λ lors d'une transition électronique entre deux niveaux d'énergie E_1 et E_2 est donné par la relation $E_2 - E_1 = \frac{hc}{\lambda}$, et en toute rigueur, le profil de raie présente donc une distribution de Dirac à la longueur d'onde λ . Or plusieurs mécanismes induisent un élargissement de ce profil qui peut être plus ou moins important selon les conditions, comme on peut le constater par exemple sur les spectres obtenus. Le premier de ces mécanismes est l'élargissement naturel du profil de raie qui provient du

principe d'incertitude d'Heisenberg. Ce principe peut être exprimé en temps et en énergie tel que [107] :

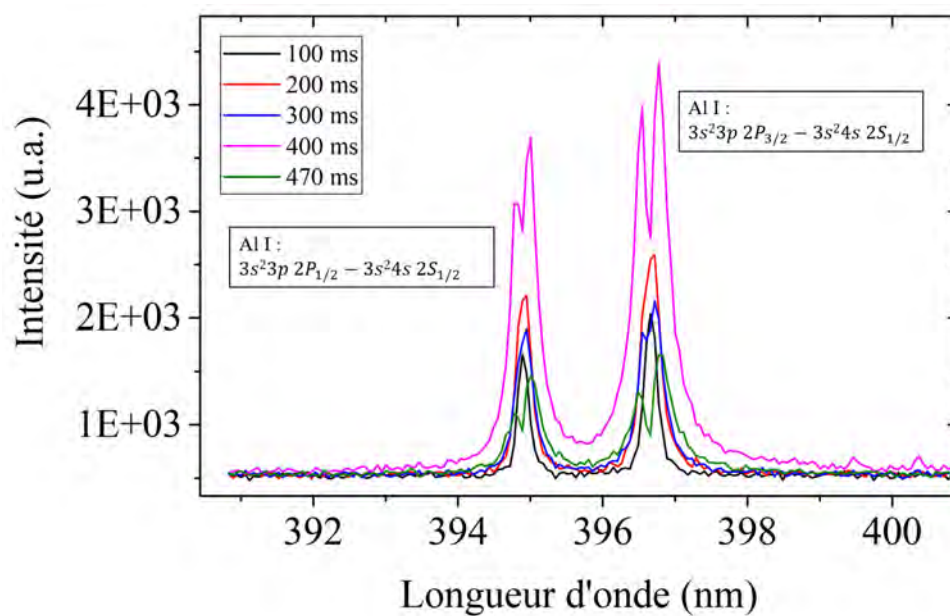
$$\tau \Delta E \geq \hbar \quad (5.1)$$

où τ est la durée de vie de l'électron dans le niveau d'énergie supérieur, \hbar est la constante de Planck réduite, et ΔE est donc en conséquence de ce principe d'incertitude, la variation d'énergie sous lequel un photon peut être émis. La durée de vie finie de l'électron au niveau d'énergie supérieur induit donc un élargissement naturel du profil de raie. Ce mécanisme d'élargissement est toutefois généralement négligeable devant les autres contributions. Cependant, il permet de comprendre un autre mécanisme d'élargissement, et qui est sans doute le principal pour les arcs à pression atmosphérique : l'élargissement collisionnel¹. En effet, les collisions dans un plasma peuvent réduire le temps de vie τ d'un niveau d'énergie supérieur. Si la fréquence de collision est suffisamment élevée, la durée de vie des niveaux émetteurs est réduite, ce qui conformément au principe énoncé ci-dessus (relation 5.1), engendre une augmentation de la variation d'énergie ΔE , et donc un élargissement du profil des raies d'émission. Cet élargissement est dépendant de la fréquence de collisions, et donc de la pression du plasma. Une pression faible engendre alors des profils de raie plus étroits, et c'est bien ce que l'on observe sur nos spectres de l'aluminium de la figure 5.4.

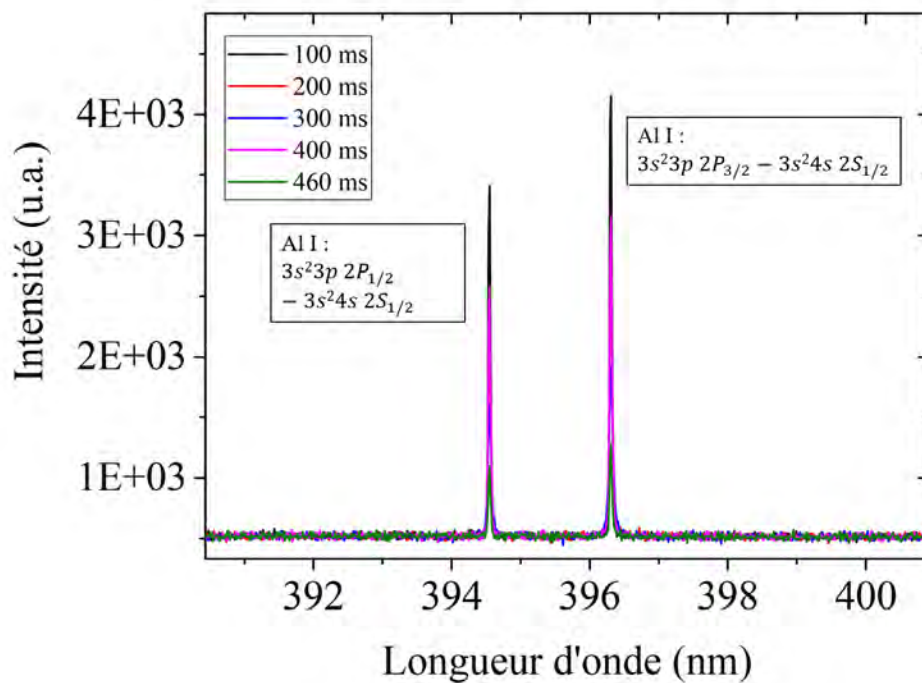
L'effet Stark peut également contribuer à l'élargissement des raies, et peut être vu comme un élargissement collisionnel. Il résulte des interactions entre les particules chargées du plasma, qui peuvent être vues comme des collisions, diminuant ainsi le temps de vie des niveaux émetteurs. L'élargissement des raies est alors similaire à celui dû aux collisions de pression, sauf que l'effet Stark est dépendant de la densité électronique. Une diminution de la largeur des raies indiquerait donc une densité électronique plus faible.

Un autre mécanisme participe également à l'élargissement des raies d'émission, mais est sans doute moins important que l'élargissement collisionnel ou Stark. Il s'agit de l'élargissement par effet Doppler, qui est le décalage fréquentiel du photon émis par la molécule ou l'atome en mouvement. Ce phénomène est dépendant de la vitesse de la particule émettrice, et donc de la température du plasma. Sur les spectres de la figure 5.4, une diminution de la largeur des raies spectrales à basse pression indiquerait alors une température moins élevée qu'à pression atmosphérique. Cependant, l'élargissement Doppler est généralement très faible pour des plasmas thermiques, et une analyse plus fine des profils de raie serait

1. L'élargissement collisionnel (ou élargissement de pression) comprend deux composantes, l'élargissement Van der Waals et l'élargissement de résonance. On donne simplement ici le principe général de l'élargissement collisionnel, pour plus de détails, voir les références [107, 110].



(a) Essai à pression atmosphérique



(b) Essai à 95 mbar

FIGURE 5.4 – Doublet de l'aluminium à 394 et 396 nm. Essais à 10 A sur des câbles en aluminium, réseau : 1200 traits/mm. (a) pression atmosphérique, (b) 95 mbar.

nécessaire pour distinguer les contributions des différents mécanismes d'élargissement. Enfin, toujours sur la figure 5.4, on peut voir que les raies obtenues à pression atmosphérique ont un profil qui montre, contrairement à celles obtenues à basse pression, l'auto-absorption du rayonnement. Cela est visible pour les deux pics avec la diminution d'intensité au centre de la raie (profil auto-inversé). L'auto-inversion participe d'une certaine manière à l'élargissement des raies, puisque la diminution de l'intensité maximale engendre une augmentation de la largeur à mi-hauteur de la raie. Le doublet de l'aluminium présent sur les spectres a pour niveau d'énergie inférieur l'état fondamental de l'atome d'aluminium [96] ; le rayonnement issu de cette transition est par conséquent facilement absorbé par les vapeurs « froides » d'aluminium en périphérie de l'arc provenant de la vaporisation des électrodes. Le fait d'observer ce phénomène à pression atmosphérique et non pas à 95 mbar semble cohérent avec ce que l'on a déduit du bilan de puissance : la vaporisation des électrodes et donc la présence de vapeurs métalliques est significativement moins importante à basse pression qu'à pression atmosphérique.

Température de l'arc

Les mesures par spectroscopie optique d'émission nous permettent d'effectuer un calcul de la température de l'arc. On utilise pour cela la méthode du graphe de Boltzmann qui a l'avantage de ne pas nécessiter une calibration absolue de l'intensité des spectres, car elle est basée sur l'intensité relative de plusieurs raies spectrales provenant d'une même espèce. Une calibration relative de la réponse du capteur est généralement nécessaire, or dans notre cas, les raies utilisées sont suffisamment proches pour que la sensibilité du capteur n'ait pas d'influence sur les mesures. Comme suggéré dans la bibliographie (voir [22, 97, 98, 99, 100, 101, 102]), on supposera que l'hypothèse de l'ETL est valide dans notre cas. Cette condition est nécessaire pour appliquer la méthode du graphe de Boltzmann, que nous détaillons ci-dessous.

Les populations des niveaux excités suivent une distribution de Boltzmann, et on peut exprimer le coefficient d'émission ε_{ij} (en $W \cdot m^{-3} \cdot sr^{-1}$) d'une raie spectrale selon la formule suivante [20] :

$$\varepsilon_{ji} = \frac{hc}{4\pi\lambda_{ji}} A_{ji} \frac{g_j}{g_0} n_0 \exp\left(-\frac{E_j}{k_B T_{exc}}\right) \quad (5.2)$$

où h et k_B sont respectivement la constante de Planck et de Boltzmann, c est la vitesse de la lumière dans le vide en $m \cdot s^{-1}$, λ_{ji} est la longueur d'onde du photon émis lors de la transition, A_{ji} est la probabilité de transition en s^{-1} , g_j et g_0 sont respectivement

5 Spectroscopie optique d'émission

les dégénérescences du niveau d'énergie j et de l'état fondamental de l'atome, n_0 est la densité de population à l'état fondamental, E_j est l'énergie du niveau supérieur, et enfin T_{exc} est la température d'excitation. L'hypothèse du plasma en ETL permet de supposer que $T_{exc} = T_e = T_l$, où T_e est la température des électrons et T_l est la température des espèces lourdes. Dans la suite, on note T cette température.

En prenant le logarithme de l'équation 5.2 on obtient :

$$y = \ln\left(\frac{\varepsilon_{ji} \lambda_{ji}}{A_{ji} g_j}\right) = -\frac{E_j}{k_B T} + C \quad (5.3)$$

où C est une constante (pour une température T).

La méthode du graphe de Boltzmann consiste alors à tracer la quantité nommée y dans l'équation 5.3 en fonction des énergies des niveaux supérieurs E_j , et d'en déduire la pente de la droite obtenue. Cette pente est donc égale à $-1/k_B T$, ce qui nous permet d'obtenir la température du plasma. Il faut toutefois préciser que, étant donné que nous n'avons pas effectué d'étalonnage absolu du système, ni d'inversion d'Abel, on n'utilise pas, dans l'équation 5.3, le coefficient d'émission ε_{ji} (en $W.m^{-3}.sr^{-1}$) correspondant au rayonnement émis par chaque élément de volume du plasma, mais une intensité I reçue par le capteur CCD que l'on exprime en unité arbitraire, et correspondant aux coefficients d'émission intégrés sur une ligne de visée de longueur L . On peut donc écrire que $I = \langle \varepsilon_{ji} \rangle \times L$, avec $\langle \varepsilon_{ji} \rangle$ la moyenne du coefficient d'émission sur une ligne de visée. Étant donné que cette longueur L est identique pour chaque raie, on peut directement utiliser l'intensité I pour le calcul de la température de l'arc car, comme dit précédemment, c'est la valeur relative entre plusieurs raies d'émission qui compte pour appliquer cette méthode. Par ailleurs, le résultat obtenu est donc une température moyenne.

Pour tracer le graphe il faut donc au minimum deux raies spectrales, mais dans l'idéal, pour obtenir une bonne précision il faut utiliser un maximum de raies et il faut aussi que les niveaux émetteurs présentent des énergies E_j ayant des valeurs suffisamment différentes. Dans notre cas, nous sommes limité par le temps d'arc qui ne nous permet pas d'obtenir pendant un essai, une large gamme de longueurs d'onde, mais seulement celle qu'autorise le réseau du spectromètre utilisé (le réseau le moins précis donne un spectre qui s'établit sur un peu moins de 60 nm). Nous devons donc choisir des raies spectrales proches en longueur d'onde, mais avec des niveaux d'énergie suffisamment espacés. Le choix étant donc limité, nous avons utilisé les trois raies d'émission du cuivre Cu I à 510,55 nm, 515,32 nm et 521,82 nm [96] que l'on a présentées précédemment (figures 5.1a et 5.1b). Les énergies de leurs niveaux supérieurs (notées E_j dans les deux équations précédentes) valent respectivement

3,817 eV, 6,191 eV et 6,192 eV. Si les deux dernières raies ont des niveaux émetteurs très proches en énergie, la différence avec la première qui est d'environ 2,3 eV, est satisfaisante pour utiliser la méthode du graphe de Boltzmann.

On applique donc cette méthode avec ces raies spectrales du cuivre, que l'on a obtenues à 10 A uniquement, car comme on l'a vu sur la figure 5.1a, les spectres obtenus avec des arcs à 100 A sont fortement auto-absorbés. On peut toutefois supposer que les températures sont assez proches entre des arcs à 10 A et des arcs à 100 A. En effet, d'après Lowke [108], il n'y a qu'une faible dépendance du courant sur la température d'un arc dans l'air à pression atmosphérique, en particulier entre 10 et 100 A où l'augmentation de température est de l'ordre de 20% au plus [108]. De plus, dans notre cas, un arc réalisé à 100 A engendre une quantité beaucoup plus importante de vapeurs métalliques dans le plasma comparé à un arc à 10 A, et ces espèces métalliques sont susceptibles de faire diminuer la température du plasma [109].

Les résultats de cette méthode appliquée à nos essais à 10 A, sont présentés sur la figure 5.5 où la température de l'arc est tracée en fonction du temps. Tous les essais ont été faits en courant continu, avec une tension à vide entre les câbles de 640 V, et la température a été calculée pour tous les cas de figure considérés dans le bilan de puissance (sauf en AC) à savoir pour des arcs réalisés avec des câbles en aluminium ou en cuivre, à pression atmosphérique et à 95 mbar. Pour chacune de ces conditions d'essai, deux résultats sont présentés sur la figure 5.5 et sont tracés de la même couleur.

On observe que globalement, les températures obtenues sont relativement stables sur toute la durée d'arc ce qui fait clairement apparaître des tendances entre les différentes conditions d'essai. Il n'y a que l'essai n°1 avec des câbles en cuivre à pression atmosphérique (carrés bleus sur le graphe) pour lequel on voit la température augmenter après environ 160 ms. On donnera plus bas les détails de cet essai qui expliqueront cette augmentation de température que l'on ne retrouve pas dans les 7 autres essais présentés sur la figure 5.5.

On observe donc que les plasmas les plus chauds sont ceux réalisés à pression atmosphérique, et en particulier les plasmas contaminés par des vapeurs de cuivre dont la température moyenne est de l'ordre de 11 000 K. Les arcs contaminés par des vapeurs d'aluminium sont eux plus froids, avec une température moyenne de l'ordre de 8500 K. Enfin les arcs les plus « froids » sont ceux à basse pression pour lesquels la température moyenne est comprise entre 7000 et 7500 K. De même qu'à pression atmosphérique, les essais à basse pression montrent que les températures sont plus basses pour l'aluminium que pour le cuivre, même si cette différence est beaucoup moins prononcée qu'à pression atmosphérique.

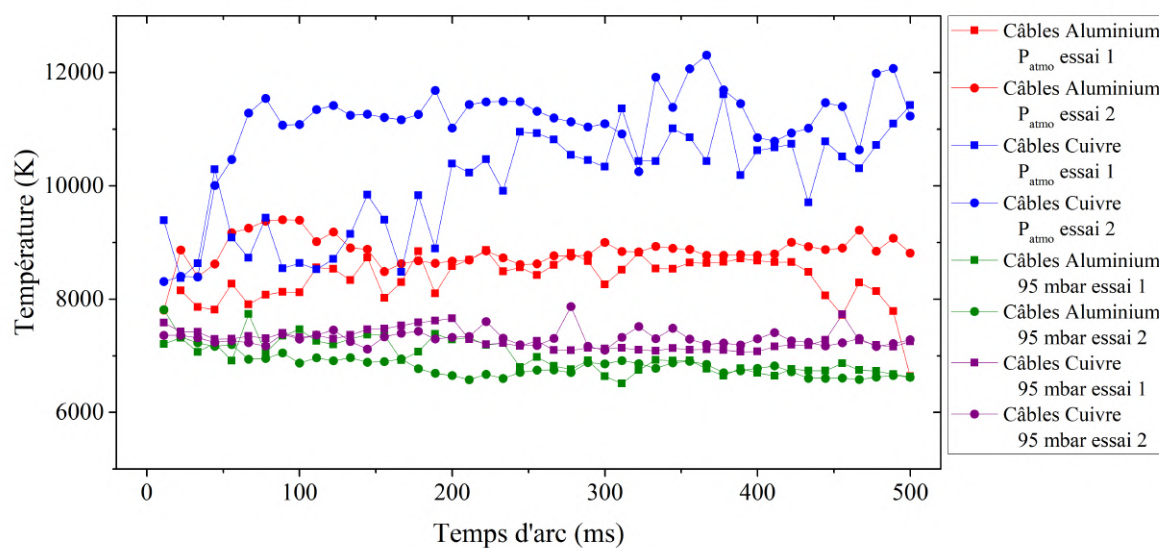


FIGURE 5.5 – Température des arcs obtenue avec la méthode du graphe de Boltzmann pour plusieurs conditions d'essai.

En dépit du fait que le cuivre engendre des tensions d'arc plus basses que pour l'aluminium, les températures sont plus élevées pour des arcs réalisés avec des câbles en cuivre que dans le cas des câbles en aluminium. Le bilan de puissance a mis en évidence que les pertes radiatives étaient significativement plus élevées dans le cas des arcs en aluminium. Ceci est en partie dû au fait que, comme nous l'avons vu pour la masse ablatée des câbles, la quantité de matière vaporisée (en mole) est plus importante pour l'aluminium que pour le cuivre dans le cas des essais à pression atmosphérique. Les masses de métal vaporisées que l'on a déduites du bilan de puissance (voir tableau 4.5 dans la section 4.1.2.1.2) étaient d'environ 29 mg pour les câbles en aluminium et 53 mg pour les câbles en cuivre. En considérant la masse molaire de chaque élément on trouve 1,07 mmol (millimole) pour l'aluminium et 0,83 mmol pour le cuivre, soit 22% de quantité de matière en moins. Par conséquent, on peut expliquer au moins en partie la baisse de température entre le cuivre et l'aluminium (on passe en moyenne de 11 000 à 8500 K) par la différence de quantité de matière dans le plasma : plus de vapeurs métalliques (cas de l'aluminium) engendre des pertes radiatives plus grandes et fait diminuer la température en conséquence.

Cette explication est en tout cas cohérente avec l'essai n°1 réalisé avec des câbles en cuivre à pression atmosphérique et qui présente une température plus faible pendant les 160 premières millisecondes de l'essai. Pour cet essai, on a tracé sur la figure 5.6 la température

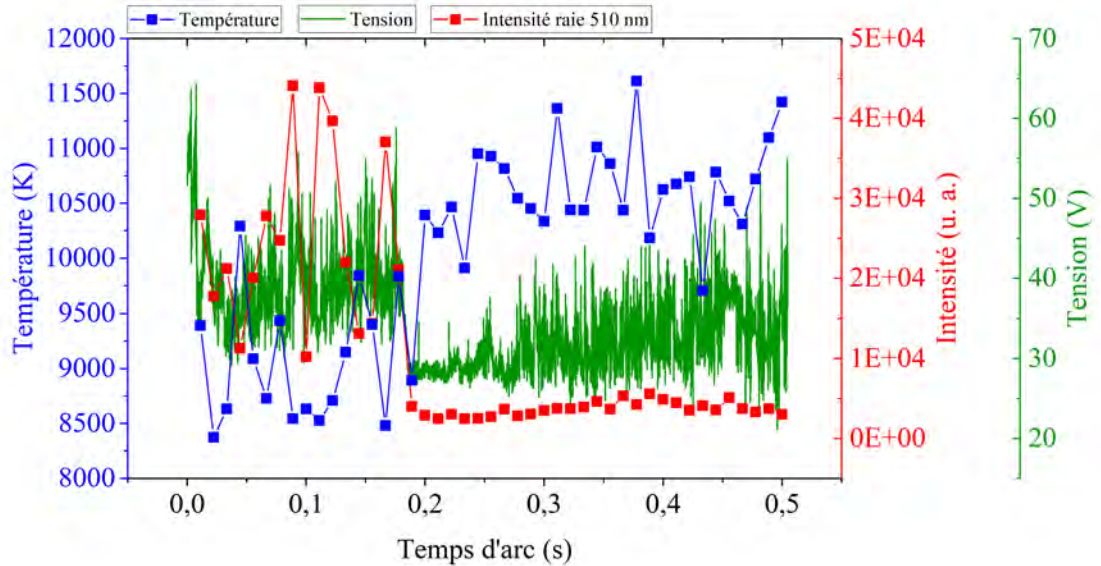


FIGURE 5.6 – Température de l’arc, tension d’arc et intensité de la raie spectrale du cuivre à 510 nm en fonction du temps. Correspond à l’essai n°1 réalisé avec des câbles en cuivre à la pression atmosphérique.

en bleue, la tension d’arc en vert ainsi que l’intensité de la raie spectrale du cuivre à 510 nm en rouge. On constate clairement le changement simultané vers 160 ms de ces trois paramètres. Alors qu’après 160 ms la température augmente, on voit qu’en même temps la tension d’arc chute en passant d’environ 40 V à 25 V, et que l’intensité de la raie spectrale diminue également très fortement. Les résultats obtenus avec l’imagerie rapide et les filtres interférentiels que l’on a vu dans la section 3.4 nous aident à comprendre ces signaux. En effet, comme nous l’avons déjà observé lors de ces mesures, l’érosion aléatoire des câbles fait varier considérablement la présence de vapeurs métalliques dans le plasma. Ce que l’on déduit donc de la figure 5.6, c’est que l’érosion des câbles est très forte pendant les 160 ms après le début de l’amorçage de l’arc, ce qui entraîne logiquement une augmentation de l’intensité de la raie spectrale du cuivre. Cette forte érosion provoque vraisemblablement une augmentation de la longueur d’arc, d’où une tension d’arc plus élevée. L’autre conséquence de la présence importante de cuivre dans le plasma est donc la diminution de la température de l’arc.

Rappelons que ces résultats de température sont obtenus en considérant tout le volume de plasma et moyennés sur 10 ms. La température ainsi calculée provient surtout des régions

5 Spectroscopie optique d'émission

du plasma où le rayonnement est le plus intense. Pour le vérifier et obtenir davantage d'information sur la distribution spatiale de la température, nous avons réalisé un dispositif optique basé sur l'intensité relative entre deux raies spectrales d'émission. Les résultats sont présentés dans le chapitre suivant.

Conclusion

L'utilisation de la spectroscopie optique d'émission est utile dans un premier temps pour l'identification des espèces émissives du plasma des défauts d'arc. L'étude du spectre global dans le visible montre que le rayonnement est dominé par les raies métalliques issues de l'érosion des électrodes. Les raies spectrales du cuivre sont très présentes (même avec les câbles en aluminium qui possèdent un fin revêtement de cuivre) et nous les avons utilisées pour le calcul de la température avec la méthode du graphe de Boltzmann. Les raies spectrales de l'hydrogène et de l'oxygène atomique, situées respectivement à 656 et 777 nm, sont également bien visibles et pourraient être éventuellement utilisées pour la détermination de la densité électronique du plasma. On note également que, malgré la combustion de l'isolant et quel que soit le courant d'arc choisi (10 ou 100 A), nous n'avons pas pu observer de raies correspondant au carbone ou au fluor, pourtant présents dans la gaine du câble.

L'évolution temporelle de l'intensité des raies est totalement aléatoire. Nous n'avons pas pu mettre en évidence de tendance en fonction de la durée d'arc. L'évolution temporelle des raies, en particulier des raies métalliques, semble plutôt dépendante de l'érosion des câbles, elle-même très aléatoire. Cela conforte par ailleurs ce que nous avons vu avec l'imagerie rapide.

À cause de la forte auto-absorption des raies observée avec des arcs à 100 A, le calcul de la température de l'arc a été réalisé avec des arcs à 10 A. À ce courant d'arc, les raies sont nettement plus étroites et ne présentent pas de profils auto-inversés. On suppose donc que le phénomène de réabsorption du rayonnement est suffisamment faible à 10 A pour ne pas induire d'erreur sur le calcul de la température. Les résultats (uniquement en DC) montrent tout d'abord que dans la plupart des cas, la température est relativement stable sur toute la durée d'arc. Il n'y a, en tout cas, pas de tendance particulière sur l'évolution temporelle de la température.

À pression atmosphérique, la température d'arc mesurée pour des câbles en cuivre est de l'ordre de 11 000 K, tandis que pour des câbles en aluminium elle n'est que d'environ 8500 K. Cette température plus faible pourrait s'expliquer par les pertes radiatives plus

élevées pour l'aluminium mises en évidence au chapitre précédent. Enfin, la diminution de la pression a un effet significatif sur la température, puisque pour les deux types de câble, on observe une chute de la température.

6 Distribution spatiale de la température de l'arc

Le dispositif expérimental pour obtenir le champ de température de l'arc a été décrit dans au chapitre 2.1.6. Le principe de la méthode utilisée est similaire à la méthode du graphe de Boltzmann sauf que l'on utilise directement le rapport des intensités de deux raies spectrales. La méthode suppose donc également que le plasma est à l'équilibre thermodynamique local. L'intérêt ici est d'utiliser la caméra rapide (avec deux filtres interférentiels) pour obtenir la température de l'arc en tout point de l'image avec une seule acquisition, ce qui n'est pas possible avec le montage spectroscopique utilisé dans le chapitre précédent. Le calcul de la température s'obtient en faisant le rapport des coefficients d'émission de deux raies spectrales dont l'expression a été donnée dans l'équation 5.2. Leur rapport vaut :

$$\frac{\varepsilon_2}{\varepsilon_1} = \frac{A_2 g_2 \lambda_1}{A_1 g_1 \lambda_2} \exp\left(-\frac{E_2 - E_1}{k_B T}\right) \quad (6.1)$$

On a simplifié les indices dans cette équation. Les indices 1 et 2 correspondent chacun à une transition entre deux niveaux d'énergie, où E_1 et E_2 sont les niveaux d'énergie supérieurs associés à ces deux transitions.

Tout comme avec les mesures par spectroscopie, la caméra rapide ne permet pas d'obtenir les coefficients d'émission locaux ε du plasma, mais une intensité que l'on nomme I et qui correspond au rayonnement sur une ligne de visée du plasma. Généralement, pour connaître tous les coefficients d'émission ε à partir du rayonnement obtenu sur une ligne de visée et ainsi obtenir le profil radial de la température d'un plasma, on utilise la méthode de l'inversion d'Abel. Cette méthode suppose toutefois une symétrie cylindrique du plasma, ce qui n'est généralement pas le cas pour les arcs que l'on étudie. Établir un arc stable présentant une symétrie cylindrique pour obtenir les coefficients d'émission peut être envisagé dans les perspectives, mais nous devons dans un premier temps nous contenter de l'intensité I reçue par le capteur qui correspond à la somme des coefficients d'émission sur une ligne de visée de longueur $L(y)$ [112], et est donnée par la relation [83, 111] :

6 Distribution spatiale de la température de l'arc

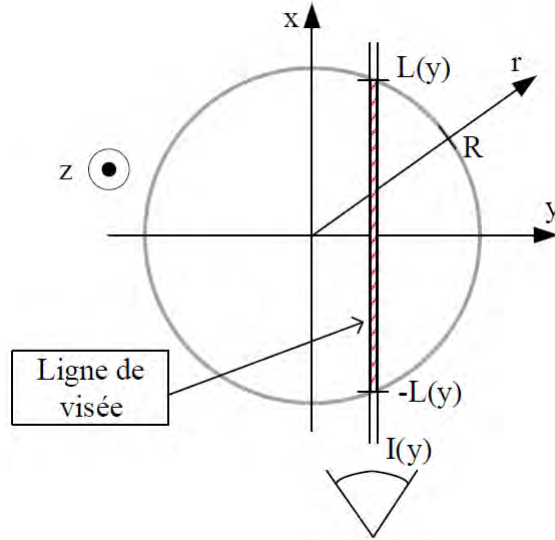


FIGURE 6.1 – Vue en coupe schématique de l'arc.

$$I(y) = \int_{-L(y)}^{L(y)} \varepsilon(x, y) dx \quad (6.2)$$

On a représenté sur la figure 6.1, une vue en coupe de l'arc (pour simplifier le schéma, l'arc est considéré comme un cylindre de rayon R) avec une représentation géométrique de l'intensité $I(y)$ le long d'une ligne de visée. On utilise dans la suite cette intensité $I(y)$ pour le calcul de la température en tout point de l'image. Il faut donc considérer les températures obtenues plus bas comme des moyennes sur une ligne de visée [113].

En reprenant l'équation 6.1, le ratio des intensités spectrales I_1 et I_2 permet d'obtenir la température selon la formule suivante :

$$T = \frac{E_2 - E_1}{k_B} \frac{1}{\ln\left(\frac{A_2 g_2}{A_1 g_1}\right) - \ln\left(\frac{I_2 \lambda_2}{I_1 \lambda_1}\right)}$$

où I_1 est l'intensité de la raie spectrale du cuivre Cu I à la longueur d'onde $\lambda_1 = 578 \text{ nm}$ dont l'énergie du niveau supérieur est $E_1 = 3,78 \text{ eV}$ (en Joule dans la formule), et I_2 est l'intensité de la raie spectrale du cuivre Cu I à la longueur d'onde $\lambda_2 = 515 \text{ nm}$ dont l'énergie du niveau supérieur est $E_2 = 6,19 \text{ eV}$.

Il faut également mentionner que les coefficients d'émission sont dépendants de la tempé-

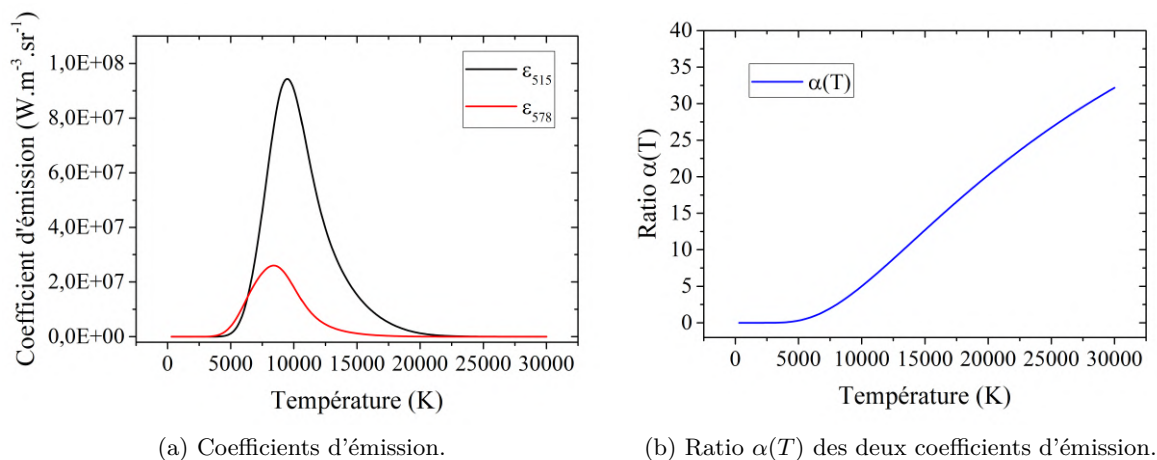


FIGURE 6.2

rature. On trace sur la figure 6.2a, les deux courbes des coefficients d'émission des raies spectrales à 578 et 515 nm en fonction de la température. On voit que celles-ci atteignent leur maximum à environ 9500 K pour ε_{515} (courbe noire) et 8500 K pour ε_{578} (courbe rouge). Cela signifie que si l'on utilisait uniquement l'une de ces deux raies, la mesure de la température n'est plus réalisable au-delà des températures où l'intensité du rayonnement est maximale [83]. En revanche, le ratio des intensités que l'on utilise pour le calcul de la température $\alpha(T) = \varepsilon_{515}(T)/\varepsilon_{578}(T)$ et que l'on a tracé sur la figure 6.2b, permet comme on peut le voir, de calculer la température jusqu'à 30 000 K au moins.

On applique cette méthode avec des essais à 10 A sur des câbles en cuivre et en aluminium, à pression atmosphérique. On montre sur les figures 6.3 (aluminium) et 6.4 (cuivre), quelques résultats de température obtenus dans ces conditions à différents temps d'arc. Le temps d'exposition lors de l'acquisition des images avec la caméra rapide est de 900 μ s. Chaque image fait 200 x 200 pixels et l'échelle de température va de 6 000 K à 14 000 K. Pour ces essais, nous n'avons pas reproduit la disposition des câbles habituelle, c'est-à-dire celle décrite dans la section 2.2 et utilisée pour tous les autres essais de cette thèse. Cette disposition où les câbles sont liés entre eux ne laisse que peu de place pour l'arc, c'est pourquoi nous avons changé la configuration des câbles pour obtenir un arc plus long, afin de pouvoir visualiser le champ de température de l'arc. On positionne donc les câbles face à face (comme pour une configuration d'arc série), et l'isolant a été complètement retiré des câbles. Ce choix est justifié car la température de l'arc est essentiellement liée à la composition chimique du plasma, et donc à l'érosion des câbles. Or, pour des paramètres de fonctionnement identiques, on peut supposer que l'érosion se fait de la même manière

6 Distribution spatiale de la température de l'arc

pour les deux configurations.

Les résultats sont présentés sur les figures 6.3 et 6.4. Les câbles sont dessinés en pointillés ; l'anode est le câble positionné en haut, et la cathode est le câble en bas. On voit clairement, dans le cas des câbles en aluminium (figure 6.3), une zone centrale bien définie où la température est plus faible qu'à la périphérie de l'arc. La température de cette zone centrale varie entre 6 000 et 10 000 K, tandis que la température des zones extérieures varie entre 10 000 K et 14 000 K. Cela est particulièrement bien visible sur la quatrième image, au temps d'arc $t_{arc} = 417 ms$, où la zone « froide » centrale, bien dessinée, est en contraste avec les zones chaudes en périphérie de l'arc. La forme et la longueur de ces zones centrales sont fortement dépendantes de l'érosion des électrodes. On peut donc supposer que les températures plus froides dans ces zones sont dues à la présence importante d'espèces métalliques (de l'aluminium en l'occurrence) qui tend à faire diminuer la température. Cela correspondrait à un canal central où le jet de vapeurs métalliques rend le plasma plus conducteur, et où les pertes radiatives sont plus élevées. Au-delà de ces jets de matière où la densité de vapeurs métalliques est très importante, la présence d'espèces issues de l'air ambiant se fait de plus en plus grande à mesure que l'on s'éloigne du centre de l'arc (c'est ce que l'on avait déjà constaté dans la section 3.4, avec l'utilisation du filtre interférentiel centré sur une raie de l'oxygène atomique), et on observe que la température y est plus élevée.

Rappelons que ces résultats ne représentent pas la température radiale, mais une moyenne sur une ligne de visée. Par ailleurs, la température plus faible obtenue au centre de l'arc invite à interpréter ces résultats avec précaution. D'une part, l'auto-absorption pourrait jouer un rôle. Comme nous l'avons montré au chapitre précédent, les spectres du cuivre ne présentent pas, pour des arcs à 10 A et à pression atmosphérique, de profils de raie auto-inversés. Cela ne signifie pas que l'auto-absorption n'est pas présente. Si la raie Cu I à 515 nm est plus auto-absorbée que la raie Cu I à 578 nm, la température peut être sous-estimée. D'autre part, les données enregistrées sont intégrées sur une ligne de visée ce qui ne permet pas réellement d'obtenir une information en fonction du rayon.

Cependant, trouver une chute de température au centre de l'arc peut effectivement correspondre à la réalité. D'autres travaux expérimentaux concernant des arcs électriques relativement similaires à ceux étudiés dans notre cas (arcs de soudure MIG-MAG) montrent également des chutes de température sur l'axe de l'arc [22, 114]. Les auteurs expliquent de même que la présence importante de vapeurs métalliques au centre de l'arc induit une augmentation des pertes radiatives (et de la conductivité électrique), provoquant une baisse de la température.

En revanche, cette diminution de la température au centre de l'arc n'est pas présente lorsque les essais sont réalisés avec les câbles en cuivre (voir figure 6.4). Dans ce cas, la température est plus élevée au centre qu'en périphérie de l'arc avec des températures comprises entre 10 000 K et 14 000 K au centre de l'arc. D'autre part, on voit également que l'arc réalisé avec des câbles en cuivre a tendance à être plus « filamentaire » et concentré en un canal central et qu'il y a, en moyenne, beaucoup moins de projections et d'extensions spatiales comparé aux arcs plus diffus avec des câbles en aluminium (ce que l'on avait observé avec l'imagerie rapide, voir figure 3.9, section 3.4). On peut expliquer ces deux phénomènes (température plus élevée au centre et caractère plus « filamentaire » du plasma avec des câbles en cuivre) avec ce que l'on avait déjà évoqué dans le chapitre précédent concernant la quantité de matière (vapeurs métalliques) issues des électrodes. Celle-ci est environ 22% plus faible dans le cas des câbles en cuivre par rapport aux câbles en aluminium (pour les essais à 10 A et à pression atmosphérique). Si la quantité de matière d'espèces métalliques est plus faible dans le canal central de l'arc pour le cas du cuivre, alors les densités de l'oxygène et de l'azote (issus de l'air environnant) sont plus importantes que dans le cas de l'aluminium, ce qui pourrait expliquer les températures plus élevées que l'on constate pour le cuivre. L'autre conséquence de cette différence de quantité de matière concerne l'extension spatiale du plasma et les projections de vapeurs métalliques. Nonobstant les différences entre le cuivre et l'aluminium (masse atomique, densité, ...), on peut supposer qu'un arc ayant une densité plus faible en espèces métalliques, a d'une part une température plus élevée, mais également un comportement plus filamentaire, du fait des espèces de l'air présentes en plus grandes densités et que celles-ci sont plus difficilement ionisables.

Enfin, il faut préciser que ces résultats sont cohérents avec les températures obtenues à l'aide de la spectroscopie et la méthode de Boltzmann. En effet, les températures calculées avec cette méthode correspondaient aux zones du plasma où le rayonnement est le plus intense, c'est-à-dire au centre de l'arc avec en moyenne 8 500 et 11 000 K pour l'aluminium et le cuivre respectivement. C'est globalement la tendance que l'on observe au centre de l'arc sur les résultats de la distribution spatiale de la température.

Conclusion

Les résultats de température obtenus à l'aide des mesures par spectroscopie optique d'émission sont limités par le manque d'informations spatiales des zones émissives du plasma. Étant donné le caractère très erratique de arcs, il serait difficile d'obtenir une résolution

6 Distribution spatiale de la température de l'arc

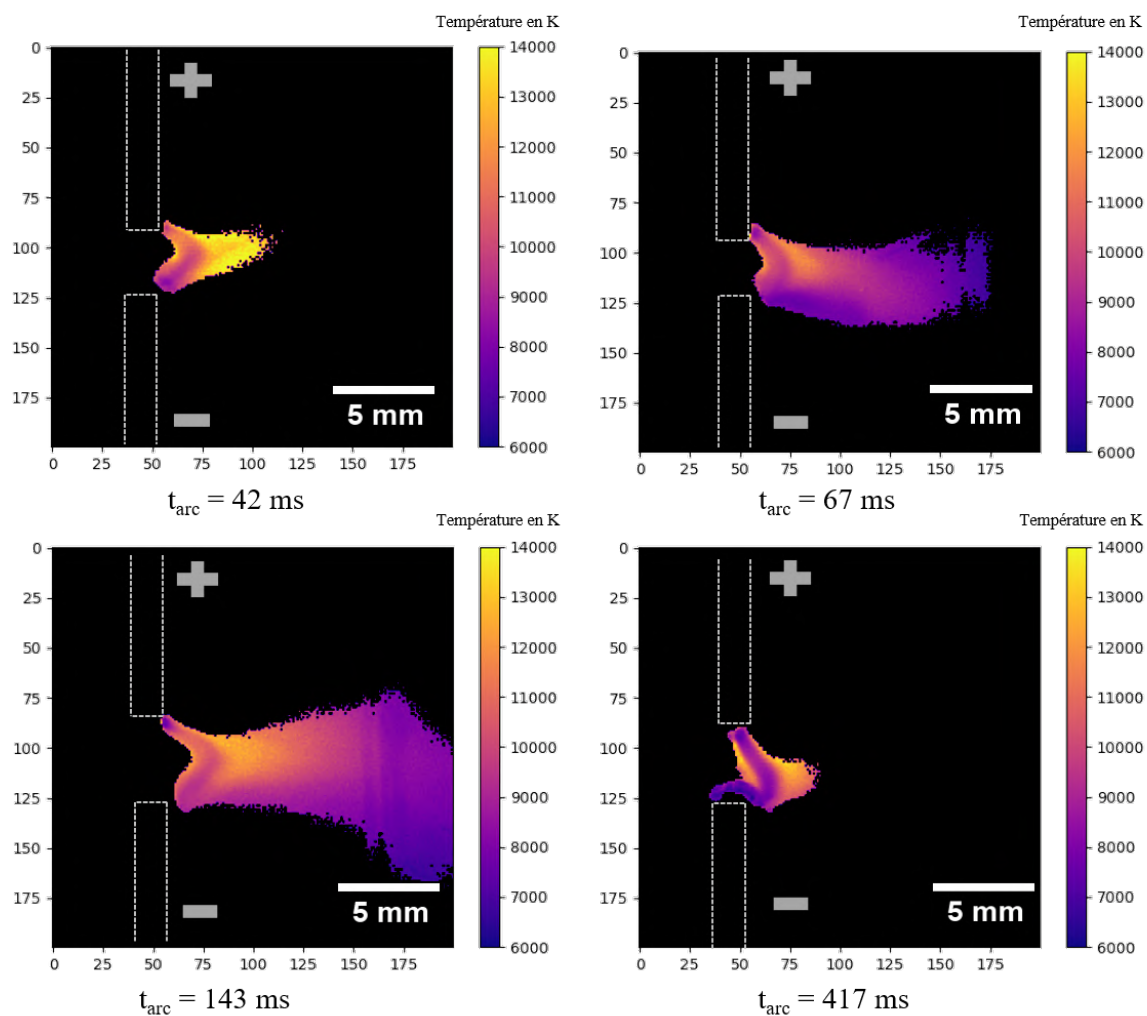


FIGURE 6.3 – Température obtenue avec la méthode du ratio des intensités. Câbles en aluminium, 10 A, pression atmosphérique, temps d'exposition : $900 \mu\text{s}$.

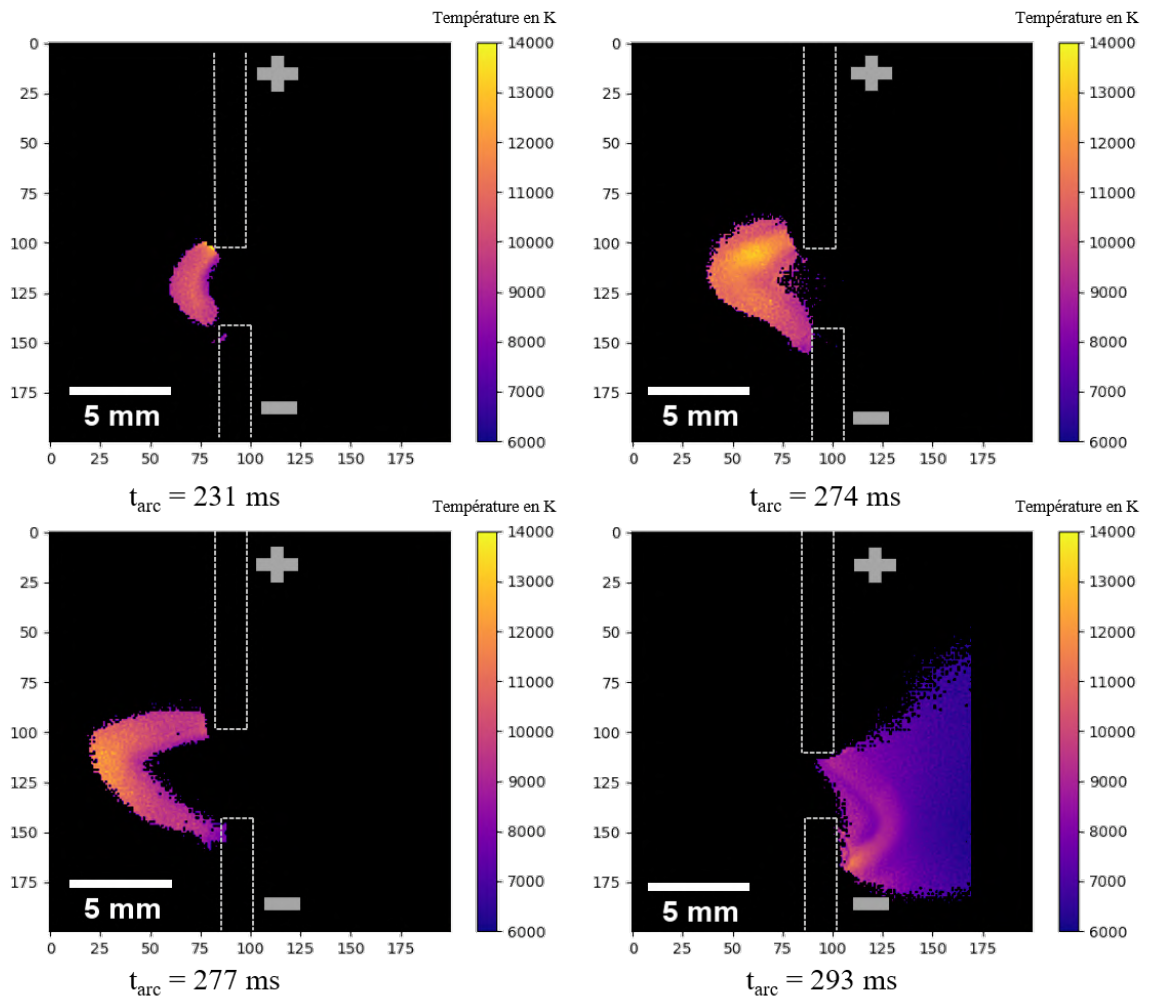


FIGURE 6.4 – Température obtenue avec la méthode du ratio des intensités. Câbles en cuivre, 10 A, pression atmosphérique, temps d'exposition : 900 μs .

6 Distribution spatiale de la température de l'arc

spatiale de la température avec un système spectroscopique. Pour pallier ce problème, nous avons mis en place un autre dispositif optique pour obtenir la distribution spatiale de la température moyenne sur une ligne de visée, qui repose sur le principe de l'intensité relative entre deux raies spectrales du cuivre.

Les résultats sont cohérents avec ceux obtenus lors des mesures par spectroscopie optique d'émission. On observe les mêmes tendances, avec des températures moins élevées pour l'aluminium que pour le cuivre. Cela conforte également ce que nous avons vu au chapitre 3.4 avec l'utilisation de la caméra rapide et du filtre interférentiel centré à 780 nm (raie de l'oxygène). En effet, dans le cas de l'aluminium, ces images montraient une intensité lumineuse moins intense au centre de la colonne d'arc par rapport à la périphérie de la colonne, tandis que dans le cas du cuivre, c'est au centre de l'arc que l'intensité lumineuse de l'oxygène atomique γ est la plus élevée. Sachant que la valeur du coefficient d'émission lié à cette longueur d'onde est croissant de 10 000 à 15 600 K, et qu'il devient très faible pour des températures $< 10\,000$ K, les images de l'intensité lumineuse de l'oxygène atomique sont alors cohérentes avec les résultats de températures obtenus dans ce chapitre.

Ces résultats sont aussi intéressants qualitativement pour mettre en exergue les différences entre un plasma réalisé avec des câbles en cuivre ou en aluminium. L'expansion spatiale du plasma γ est particulièrement bien visible, ainsi que les nombreux jets de matière issus de l'érosion des électrodes.

Ces derniers résultats constituent une phase exploratoire de la thèse. Ils pourront servir de base pour améliorer la méthode, éventuellement en utilisant l'inversion d'Abel pour obtenir le profil radial de la température. C'est en tout cas probablement la méthode la plus adaptée pour obtenir la température ou la densité des espèces sur ce type d'arc très erratique. Ce dispositif optique peut également être utilisé pour observer en même temps deux espèces émissives différentes (sans calcul de la température), par exemple le cuivre et l'oxygène pour avoir une meilleure idée de la répartition des espèces dans le plasma.

7 Conclusions et perspectives

Le concept d'avion plus électrique, qui préfigure l'avion tout électrique, a pour but, entre autres, de parvenir à une électrification de tous les systèmes embarqués. La puissance électrique nécessaire à bord des aéronefs est donc en constante augmentation, tandis que des économies de masse doivent être réalisées, ce qui ne va pas sans les contraintes associées. En effet, la mise en place de réseaux électriques avec des tensions de plus en plus élevées, ou bien l'utilisation de l'aluminium en remplacement des câbles en cuivre renforcent la problématique de l'arc électrique au sein de ces réseaux électriques. Il est nécessaire que le maintien et la propagation d'un arc électrique le long des câbles (l'« arc tracking ») soit contrôlé pour éviter tout type d'endommagement, et ce, quelles que soient les conditions de fonctionnement.

Ce travail de thèse constitue une étude expérimentale des arcs amorcés entre des câbles. Nous y avons mis en évidence l'influence des différentes conditions de fonctionnement (AC ou DC, pression atmosphérique ou basse pression, câbles en cuivre ou en aluminium) et, bien que ce type d'arc électrique ait un comportement très erratique, les moyens mis en place durant cette thèse ont permis de contribuer à une meilleure compréhension des effets et des phénomènes associés à ces défauts d'arc. Il est démontré que les conditions de fonctionnement de l'arc ont une influence majeure sur la puissance de l'arc, et donc sur les potentiels dégâts infligés aux câbles. Plus spécifiquement, le changement de certains facteurs induit des différences notables de composition du plasma, avec un impact sur la température et la propagation de l'arc. Bien que certaines interrogations demeurent et laissent de la place pour des perspectives, les diagnostics effectués donnent un ensemble cohérent d'observations dont nous listons les principales conclusions ci-dessous.

Dans un premier temps, des diagnostics d'imagerie et de mesures électriques permettent d'établir certains aspects de ces défauts d'arc et montrent des tendances particulières selon les conditions d'essai. Ces tendances seront ensuite confirmées et développées par le bilan de puissance ou la spectroscopie optique d'émission. Le traitement des données en AC nous a permis d'obtenir la tension moyenne de l'arc. Sans surprise, les tensions d'arc moyennes en AC sont inférieures à celles obtenues en DC. L'imagerie rapide confirme ces données

7 Conclusions et perspectives

puisqu'on observe que le comportement de l'arc en DC a beaucoup plus tendance à s'étirer qu'en AC (et engendre donc des tensions d'arc plus élevées). Malgré cette observation, les quelques tests de transfert de l'arc vers une plaque en aluminium indiquent que les distances de ségrégation (distance minimale pour laquelle aucun transfert de l'arc ne se produit) pourraient être moins élevées en DC qu'en AC. Cela est dû à la diminution de la tension entre l'un ou l'autre câble et la plaque en DC, et qui ne se produit pas en AC ; la tension à vide de 230 V RMS est maintenue durant toute la durée d'arc en AC. C'est une information importante d'un point de vue industriel, mais qui nécessite d'être investiguée plus en détails pour pouvoir affirmer définitivement cette observation.

L'imagerie rapide avec des filtres interférentiels permet de compléter les constatations observationnelles. On note qu'il y a de fortes fluctuations de la présence de métal dans le plasma (que ce soit avec des câbles en cuivre ou en aluminium), qui est essentiellement due à l'érosion des câbles, elle-même très aléatoire. Toutefois, lorsque l'âme des câbles est vaporisée et contamine le plasma, les zones émissives sont relativement homogènes dans l'arc. Au contraire de l'oxygène atomique dont on constate que le rayonnement provient essentiellement des bords de l'arc dans le cas des câbles en aluminium. Une autre différence entre les deux types de matériaux est le volume de l'arc qui occupe plus d'espace lorsque l'arc est réalisé entre des câbles en aluminium par rapport aux essais avec des câbles en cuivre.

Cette dernière observation visuelle est dépendante de la composition du plasma, et donc du type d'électrodes utilisées, mais on peut également la mettre en parallèle avec l'érosion des câbles. En effet, si les données montrent que les masses ablatées sont supérieures pour le cuivre que pour l'aluminium, la conversion de ces masses en termes de quantités de matière inverse la tendance, et la quantité de matière éjectée est environ deux fois plus importante dans le cas de l'aluminium. Cela pourrait expliquer, en partie, la tendance d'un arc réalisé entre des câbles en aluminium à occuper un volume plus grand, et à s'étirer davantage qu'avec des câbles en cuivre. On constate par ailleurs que les vitesses d'érosion sont plus importantes dans le cas de l'aluminium par rapport au cuivre, à section égale (câbles DR14 et AD14). Il est toutefois plus pertinent de comparer les câbles qui ont un même niveau de courant nominal (à I_n constant), c'est-à-dire avec une section différente (DR14 et AD12). Dans ce cas, comme l'aluminium a une section plus élevée, c'est le câble en cuivre DR14 qui présente une vitesse d'érosion plus grande. Le passage de l'AC vers le DC engendre une érosion plus importante, tandis que la diminution de la pression n'a que peu d'influence sur la masse ablatée.

Une grande partie de la thèse a été consacrée au bilan de puissance de l'arc. Ce bilan

de puissance, repris de précédents travaux, a été revu et amélioré. Si le but principal de ce bilan est de caractériser les transferts d'énergie entre l'arc et son environnement, il nous a également permis de déterminer le taux d'évaporation maximal des électrodes, en supposant que les pertes par conduction dans les câbles étaient négligeables. On trouve que la vaporisation des électrodes est plus efficace en DC et à pression atmosphérique, avec jusqu'à environ 14% de la masse totale ablatée qui est vaporisée. La fraction de masse vaporisée est inférieure lorsque l'arc est réalisé avec des câbles en aluminium par rapport aux câbles en cuivre. Ces données de masses vaporisées peuvent être intéressantes d'un point de vue industriel pour estimer la quantité de fumées produites par un arc électrique.

Il faut fournir beaucoup d'énergie aux câbles pour induire, en un temps très court, de tels dégâts. Le bilan de puissance montre que c'est presque la moitié de la puissance de l'arc (44% en moyenne sur tous les cas étudiés) qui est transférée aux câbles. Le reste de la puissance de l'arc est principalement déposée dans la colonne d'arc et est perdue par conduction et convection dans l'air. La fraction d'énergie perdue par rayonnement est assez faible et représente dans tous les cas une part inférieure à 10% de la puissance de l'arc.

Le passage de l'AC au DC augmente significativement la puissance de l'arc, puisque l'on constate une augmentation d'environ 40% sur tous les essais. Étant donné que l'arc ne s'éteint pas à chaque demi-alternance comme dans le cas AC, l'érosion des électrodes est plus efficace. L'arc a également plus de tendance à s'étendre et à devenir long. Les pertes par conduction et convection sont donc supérieures en DC, de même que les pertes par rayonnement.

La diminution de la pression engendre deux effets contradictoires. Tout d'abord, lorsque les essais sont réalisés avec des câbles de section suffisamment élevées, et que l'arc reste relativement confiné entre les deux câbles, la puissance de l'arc est significativement diminuée par rapport au cas similaire à pression atmosphérique (d'environ 15%). En revanche, dans le cas du câble pour lequel la vitesse d'érosion est la plus élevée (AD14), les contraintes de confinement de l'arc sont plus rapidement levées (les câbles s'érodent plus vite), et l'arc occupe un espace plus important. Ainsi, à basse pression, un arc occupe un volume plus important qu'à pression atmosphérique, ce qui a pour effet d'augmenter la puissance de l'arc. On trouve alors des puissances similaires dans le cas du câble AD14 entre les deux niveaux de pression étudiés, mais la répartition de l'énergie est différente ; il y a plus d'énergie transférée dans les électrodes à pression atmosphérique qu'à basse pression, ce que confirment les valeurs de vitesse d'érosion et surtout de taux de vaporisation.

La comparaison entre les deux matériaux (aluminium et cuivre) montre que, même avec

7 Conclusions et perspectives

une section de câble plus grande (AD12) que son équivalent en cuivre (DR14), un arc réalisé entre des câbles en aluminium aura une puissance totale plus élevée qu'avec des câbles en cuivre (et même beaucoup plus élevée pour la comparaison à section égale AD14/DR14). Cela est à mettre en relation avec les résultats de l'imagerie rapide, où l'on a vu qu'un arc avec des câbles en aluminium occupe plus d'espace qu'avec des câbles en cuivre, par conséquent, si les longueurs d'arc sont plus grandes, les tensions d'arc le sont aussi, et *in fine*, c'est la puissance totale de l'arc qui est plus élevée. De plus, la puissance transférée aux câbles est plus importante avec des câbles en aluminium, et les données de la puissance rayonnée montrent que c'est également avec un plasma contaminé par les vapeurs métalliques de l'aluminium que l'on a des pertes radiatives plus élevées en comparaison avec un plasma contaminé par l'érosion d'électrodes en cuivre.

L'utilisation de la spectroscopie optique d'émission permet de mieux caractériser le rayonnement issu des différentes espèces présentes dans l'arc. Le suivi de l'intensité des raies durant l'arc a montré que les variations sont très aléatoires et indépendantes du temps. La composition chimique du plasma ne semble donc pas connaître d'évolution particulière pendant la durée d'arc, mais est essentiellement modifiée par les variations très aléatoires de l'érosion des câbles.

Le dispositif utilisé a également permis de calculer la température des zones de l'arc où le rayonnement des raies métalliques est le plus intense (au centre de l'arc). Ce calcul, réalisé avec la méthode du graphe de Boltzmann, montre que la température ne suit pas d'évolution en fonction de la durée de l'arc. En effet, de même que les variations aléatoires des intensités lumineuses des espèces émissives du plasma, la température de l'arc est relativement stable tout au long de la durée d'arc, et ne fluctue qu'au travers de l'évolution erratique de l'érosion des câbles. Nous avons également montré qu'il existe d'importantes différences de température selon les conditions d'essai. À pression atmosphérique, c'est avec les câbles en cuivre que la température est la plus élevée avec une moyenne d'environ 11 000 K. Avec les câbles en aluminium, la température est d'environ 8500 K au centre de l'arc. La diminution de la pression engendre une diminution significative de la température, puisque pour les deux câbles, les températures sont toujours inférieures à 8000 K.

Dans la dernière partie de la thèse, un montage optique a été développé pour obtenir la température de l'arc résolue spatialement. La température obtenue, qui est une moyenne sur une ligne de visée, confirme dans un premier temps les résultats obtenus avec la spectroscopie optique d'émission concernant la température au centre de l'arc. Cette technique permet d'observer un phénomène intéressant, qui n'apparaît que dans le cas des câbles en aluminium : la température maximale est en dehors de l'axe de la décharge. La forte

concentration en vapeurs métalliques au centre de l'arc a pour effet d'abaisser la température, laissant les bords de l'arc plus chaud que son centre. Cet effet n'a pas été observé avec les câbles en cuivre, pour lesquels la température maximale est au centre de l'arc. La connaissance de la température, avec une résolution spatiale, d'un défaut d'arc très erratique n'est pas aisée à obtenir, mais pourrait être une donnée intéressante d'un point de vue industriel. Elle pourrait servir de base pour d'autres études visant par exemple à analyser le transfert radiatif de l'arc, développer un modèle d'arc, ou bien encore pour aider à mieux comprendre l'accrochage de l'arc sur une plaque et à mieux anticiper les potentiels dégâts, en particulier en terme de montée en température de la structure impactée par l'arc.

La spectroscopie optique d'émission pourrait être envisagée pour calculer la densité électronique du plasma. Des premiers tests en ce sens ont donné des résultats cohérents avec ce que l'on trouve dans la littérature sur les plasmas thermiques à pression atmosphérique. Ces résultats pourraient être éventuellement utilisés pour évaluer l'efficacité de l'ajout d'éléments susceptibles, une fois vaporisés, d'absorber les électrons et faciliter l'extinction de l'arc (particulièrement intéressant dans le cas de l'AC). Ces éléments pourraient être placés dans une gaine isolante entourant les câbles.

Par ailleurs, nous avons vu à quel point la composition chimique du matériau conducteur du câble a une influence sur le comportement et les caractéristiques de l'arc (espace occupé, puissance, température, érosion, projections de matières, ...). Les études de T. André avaient également démontrées que les distances d'accrochages sur une plaque en aluminium étaient plus grandes avec des câbles en aluminium qu'avec des câbles en cuivre. Ainsi, il pourrait être judicieux d'étudier d'autres compositions chimiques du conducteur pour influencer certaines caractéristiques de l'arc, afin de limiter la propagation de l'arc, en complément des gaines. Une autre perspective concernant l'utilisation de la spectroscopie optique d'émission est la détection des arcs. L'étude du spectre global de l'arc peut aider au développement d'un capteur, pour détecter un arc à une longueur d'onde bien précise.

Le bilan de puissance réalisé dans cette thèse, pourrait servir de base pour réaliser un modèle prédictif de transfert de l'énergie entre l'arc et son environnement, de manière à en prévoir les conséquences. Pour cela, il faudrait compléter notre étude avec une étude en courant. Le courant d'arc a une influence directe sur l'érosion des câbles, qui à son tour influence la composition chimique du plasma, et modifie donc les paramètres de l'arc (température, puissance, rayonnement, etc ...). Ce bilan de puissance pourrait être amélioré en estimant les pertes par conduction dans le câble que nous avons négligées. Un code a été développé pour estimer ces pertes mais nécessite d'être validé expérimentalement. En

7 Conclusions et perspectives

obtenant ces pertes, nous pourrions non seulement affiner le bilan de puissance, mais également la quantité de vapeurs métalliques dégagées par l'arc.

Bibliographie

- [1] Usine Nouvelle, « Les constructeurs d'avions face au feu électrique » (21 Janvier 1999). www.usinenouvelle.com
- [2] S. J. Cutts, "A collaborative approach to the More Electric Aircraft", 2002 *International Conference on Power Electronics, Machines and Drives* (Conf. Publ. No. 487), Sante Fe, NM, USA, 2002, pp. 223-228
- [3] X. Roboam, "New trends and challenges of electrical networks embedded in "more electrical aircraft"", 2011 *IEEE International Symposium on Industrial Electronics*, Gdansk, 2011, pp. 26-31
- [4] J. A. Rosero, J. A. Ortega, E. Aldabas and L. Romeral, « Moving towards a more electric aircraft », *IEEE Aerospace and Electronic Systems Magazine*, vol. 22, no. 3, pp. 3-9, March 2007
- [5] A. Lücken, J. Brombach and D. Schulz, "Design and protection of a high voltage DC onboard grid with integrated fuel cell system on more electric aircraft", *Electrical Systems for Aircraft, Railway and Ship Propulsion*, Bologna, 2010, pp. 1-6
- [6] P. Wheeler and S. Bozhko, "The More Electric Aircraft : Technology and challenges", *IEEE Electrification Magazine*, vol. 2, no. 4, pp. 6-12, Dec. 2014
- [7] I. Christou, A. Nelms, I. Cotton and M. Husband, "Choice of optimal voltage for more electric aircraft wiring systems", *IET Electrical Systems in Transportation*, vol. 1, no. 1, pp. 24-30, March 2011
- [8] D. Izquierdo, R. Azcona, F. J. L. d. Cerro, C. Fernández and B. Delicado, "Electrical power distribution system (HV270DC), for application in more electric aircraft", 2010 *Twenty-Fifth Annual IEEE Applied Power Electronics Conference and Exposition (APEC)*, Palm Springs, CA, 2010, pp. 1300-1305.
- [9] Maher I. Boulos, Pierre L. Fauchais, Emil Pfender, *Handbook of Thermal Plasmas*, Springer International Publishing, 2016, Online ISBN : 978-3-319-12183-3
- [10] D. Yan, J. H. Sherman, M. Keidar, « Cold atmospheric plasma, a novel promising anti-cancer treatment modality », *Oncotarget*. 2017 Feb 28 ;8(9):15977-15995

Bibliographie

- [11] G. Schmidt, *Physics of High Temperature Plasmas*, Academic Press, 1979, DOI : <https://doi.org/10.1016/B978-0-12-626660-3.X5001-9>
- [12] B. Kadomtsev, Phénomènes collectifs dans les plasmas, Editions MIR, Moscou, 1979
- [13] I. Adamovich *et al.*, « The 2017 Plasma Roadmap : Low temperature plasma science and technology », 2017 *J. Phys. D : Appl. Phys.* **50** 323001
- [14] Y. P. Raizer, *Gas Discharge Physics*, Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 1991
- [15] J. A. Bittencourt, *Fundamentals of Plasma Physics*, Springer-Verlag New York, 2004
- [16] A. Fridman, *Plasma Chemistry*, Cambridge University Press, 2009
- [17] J-M. Rax, *Physique des plasmas*, Dunod, 2005
- [18] J-L. Delcroix, *Physique des plasmas*, InterÉditions/CNRS Éditions, 1994
- [19] M.I. Boulos, P. Fauchais, E. Pfender, *Thermal Plasmas Fundamentals and Applications*, Springer US, 1994
- [20] Alexander Fridman, Lawrence A. Kennedy, *Plasma Physics and Engineering*, CRC Press, 2004, ISBN 1560328487, 9781560328483
- [21] D. Gourari, M. Razafinimanana, M. Monthieux, R. Arenal, F. Valensi, S. Joulié, V. Serin, "Synthesis of (B-C-N) Nanomaterials by Arc Discharge Using Heterogeneous Anodes", *Plasma Science and Technology*, (18)5, p.465-468, 2016
- [22] F. Valensi, S. Pellerin, A. Boutaghane, K. Dzierzega, S. Zielinska, N. Pellerin and F. Briand, "Plasma diagnostics in gas metal arc welding by optical emission spectroscopy", 2010 *J. Phys. D : Appl. Phys.* **43** 434002
- [23] Claire Douat, « Étude d'un micro-jet de plasma à pression atmosphérique », Thèse de doctorat en Physique des plasmas, sous la direction de Vincent Puech, Université Paris 11, 2014
- [24] P. J. Bruggeman, F. Iza and R. Brandenburg, « Foundations of atmospheric pressure non-equilibrium plasmas », 2017 *Plasma Sources Sci. Technol.* **26** 123002
- [25] Eduard M. Bazelyan and Yuri P. Raizer, *Lightning Physics and Lightning Protection*, IOP Publishing Ltd 2000, ISBN 0 7503 0477 4.
- [26] <https://www.angstromsciences.com/high-power-impulse-magnetron-sputtering>
- [27] X. Lu, M. Laroussi and V. Puech, « On atmospheric-pressure non-equilibrium plasma jets and plasma bullets », 2012 *Plasma Sources Sci. Technol.* **21** 034005
- [28] David Z Pai, Gabi D Stancu, Deanna A Lacoste and Christophe O Laux, « Nanosecond repetitively pulsed discharges in air at atmospheric pressure—the glow regime », 2009 *Plasma Sources Sci. Technol.* **18** 045030

- [29] Mário Janda, Viktor Martišovitš, Karol Hensel, Lukáš Dvonč and Zdenko Machala, « Measurement of the electron density in Transient Spark discharge », 2014 *Plasma Sources Sci. Technol.* **23** 065016
- [30] Mário Janda, Zdenko Machala, Adriana Niklová and Viktor Martišovitš, « The streamer-to-spark transition in a transient spark : a dc-driven nanosecond-pulsed discharge in atmospheric air », 2012 *Plasma Sources Sci. Technol.* **21** 045006
- [31] David Staack, Bakhtier Farouk, Alexander Gutsol and Alexander Fridman, « Characterization of a dc atmospheric pressure normal glow discharge », 2005 *Plasma Sources Sci. Technol.* **14** 700
- [32] A. Fridman, A. Chirokov and A. Gutsol, « Non-thermal atmospheric pressure discharges », 2005 *J. Phys. D : Appl. Phys.* **38** R1
- [33] Danil Dobrynin, Yohan Seepersad, Mikhail Pekker, Mikhail Shneider, Gary Friedman and Alexander Fridman, « Non-equilibrium nanosecond-pulsed plasma generation in the liquid phase (water, PDMS) without bubbles : fast imaging, spectroscopy and leader-type model », 2013 *J. Phys. D : Appl. Phys.* **46** 105201
- [34] NASA Technical Standard, « Flammability, offgassing, and compatibility requirements and test procedures », 2008
- [35] S. Vacquié, *L'arc électrique*, Paris, CNRS Editions, 2000
- [36] H. Edels, "Properties and theory of the electric arc. A review of progress," *Proceedings of the IEE - Part A : Power Engineering*, vol. 108, no. 37, pp. 55-69, February 1961
- [37] Sabrina Bentaleb, « Etude du déclenchement de combustion de mélanges air-propane et air-heptane par décharge mono-impulsionnelle nanoseconde », Thèse de doctorat en Physique des plasmas, sous la direction de Pierre Tardiveau, Université Paris 11, 2012
- [38] E. Marode "The mechanism of spark breakdown in air at atmospheric pressure between a positive point and a plane. I. Experimental : Nature of the streamer track", *J. Appl. Phys.* vol. **46** no. 5 pp. 2005-2015 May 1975
- [39] S. Coulombe and J. L. Meunier, "Importance of high local cathode spot pressure on the attachment of thermal arcs on cold cathodes", *IEEE Transactions on Plasma Science*, vol. **25**, no. 5, pp. 913-918, Oct 1997
- [40] V. A. Nemchinsky, « Anode layer in a high-current arc in atmospheric pressure nitrogen », 2005 *Journal of Physics D : Applied Physics*, **38** 4082
- [41] X. Zhou and J. Heberlein, « Analysis of the arc-cathode interaction of free-burning arcs », 1994 *Plasma Sources Science and Technology*, **3** 564

Bibliographie

- [42] A. Von Engel, A. E. Robson, « The excitation theory of arcs with evaporating cathodes », *Proc R Soc Lond A Math Phys Sci, The Royal Society*, 1957, 243, 217-236
- [43] P. Andanson, « Étude des grandeurs caractéristiques de la tache cathodique d'un arc électrique », *Rev. Phys. Appl. (Paris)* 12, 999-1006, 1977
- [44] Demelectric, « Quand il y a des étincelles : l'interrupteur de protection incendie AFDD », www.demelectric.ch
- [45] T. André, F. Valensi, P. Teulet, Y. Cressault, T. Zink and R. Caussé, « Arc tracking energy balance for copper and aluminum aeronautic cables », *Journal of Physics : Conference Series*, 2017, **825** 012001
- [46] F. Valensi, P. Ratovoson, M. Razafinimanana and A. Gleizes, « Anode energy transfer in a transient arc », *Journal of Physics : Conference Series*, 2017, **825** 012018
- [47] R. Hajossy and I. Morva, « Cathode and anode falls of arcs with fusible electrodes », 1994 *Journal of Physics D : Applied Physics*, **27** 2095
- [48] D. J. Dickson, A. Von Engel, « Resolving the electrode fall spaces of electric arcs », *Proc R Soc Lond A Math Phys Sci, The Royal Society*, 1967, 300, 316-325
- [49] R. Landfried, L. Savi, T. Leblanc and P. Teste, « Parametric study of electric arcs in aeronautical condition of pressure », *Eur. Phys. J. Appl. Phys.* Volume **67**, Number 2, 2014
- [50] H. El Bayda, F. Valensi, M. Masquère and A. Gleizes, « Energy losses from an arc tracking in aeronautic cables in DC circuits », *IEEE Transactions on Dielectrics and Electrical Insulation*, vol. **20**, no. 1, pp. 19-27, February 2013
- [51] M. P. Reece, "The vacuum switch. Part 1 : Properties of the vacuum arc", *Proceedings of the Institution of Electrical Engineers*, vol. 110, no. 4, pp. 793-802, April 1963
- [52] M. S. Agarwal and R. Holmes, « Arcing voltage of the metal vapour vacuum arc », *J. Phys. Appl. Phys.*, vol. **17**, no 4, p. 757-767, 1984
- [53] Y. Yokomizu, T. Matsumura, R. Henmi and Y. Kito, « Total voltage drops in electrode fall regions of SF_6 , argon and air arcs in current range from 10 to 20 000 A », 1996 *J. Phys. Appl. Phys.* **29** 1260
- [54] J. E. Daalder, « Erosion and the origin of charged and neutral species in vacuum arcs », 1975 *J. Phys. D : Appl. Phys.* **8** 1647
- [55] F. Lago, J. J. Gonzalez, P. Freton and A. Gleizes, « A numerical modelling of an electric arc and its interaction with the anode : Part I. The two-dimensional model », 2004 *J. Phys. D : Appl. Phys.* **37** 883

- [56] Y. Cressault, « Calculation of the radiation emitted by isothermal arc plasmas in air and air-metal mixtures », *Proceedings of the 20th International Symposium on Plasma Chemistry*, Philadelphia, USA, 2011
- [57] AFNOR, Série aérospatiale, « Câbles électriques à usage aéronautique - Méthodes d'essais - Partie 604 : résistance à l'amorçage et à la propagation d'arc électrique, essai à sec. » NF EN 3475-604, 2003
- [58] AFNOR, Série aérospatiale, « Câbles électriques à usage aéronautique - Méthodes d'essais - Partie 605 : essai de court-circuit humide ». NF EN 3475-605, 2003
- [59] G. Belijar, G. Chanaud, L. Hermette, A. Risacher, « Study of electric arc ignition behavior and extinction in aeronautical environment in presence of FOD », Archive Ouverte HAL, 2017
- [60] A. Risacher, G. Belijar, L. Hermette, « Analyse statistique des événements consécutifs à un arc électrique amorcé par la présence d'un objet conducteur », *Journal International de Technologie, de l'Innovation, de la Physique, de l'Energie et de l'Environnement*, Université Clermont Auvergne, 2017
- [61] P. L. Cahill, « Aircraft electrical wet-wire arc tracking », AA (Federal Aviation Agency, Atlantic City, NJ.), Final Report Federal Aviation Agency, Atlantic City, NJ, 1988
- [62] H. H. Wittenberg, « Gas Tube Design », *Electron Tube Design, RCA Electron Tube Division*, pages 792 - 817, 1962
- [63] A. N. Hammoud, M. W. Stavnes, J. R. Ide and E. Muegge, « Performance of partially fluorinated polyimide insulation for aerospace applications », *Conference on Electrical Insulation and Dielectric Phenomena, Annual Report*, p. 262-265, 1995
- [64] Wang Yongxing, Dong Enyuan, Cong Jiyuan, Zou Jiyan and D. Koenig, « Arc tracking properties of the aging wires in aircraft », *2nd International Symposium on Systems and Control in Aerospace and Astronautics*, Shenzhen, 2008, pp. 1-5
- [65] A. Hammoud, M. Staven, J. Suthar and J. Laghari, « Effects of thermal and electrical stressing on the breakdown behavior of space wiring », *Conference on Electrical Insulation and Dielectric Phenomena, 1995. Annual Report*, 1995, p. 266-269
- [66] F. Dricot and H. J. Reher, « Survey of arc tracking on aerospace cables and wires », *IEEE Trans. Dielectr. Electr. Insul.*, vol. 1, no 5, p. 896-903, 1994
- [67] F. R. Frontzek, D. Konig, M. D. Judd and H. J. Reher, « Fault arc propagation on cables for space applications in vacuum, oxygen-enriched air and air », *IEEE Trans. Dielectr. Electr. Insul.*, vol. 2, no 2, p. 190-197, 1995

Bibliographie

- [68] Th. E. Potter, M. Lavado. And Engineer, P. S. P. D. , « Arc Fault Circuit Interruption Requirements for Aircraft Applications ». Texas Instruments, 2003
- [69] G. D. Gregory, Kon Wong and R. F. Dvorak, « More about arc-fault circuit interrupters », *Conference Record of the Industry Applications Conference, 38th IAS Annual Meeting.*, 2003, vol. 2, p. 1306–1313
- [70] D. Konig, F. R. Frontzek, H. J. Reher and M. D. Judd, « A new test method for the assessment of the arc tracking properties of wire bundles in air, oxygen enriched atmospheres and vacuum », *Conference Record of the 1994 IEEE International Symposium on Electrical Insulation*, Pittsburgh, PA USA, 1994, p. 145–150
- [71] D. Kolker, S. Campolo and N. DiSalvo, « A study of time/current characteristics of the ignition processes in cellulosic material caused by electrical arcing for application in 240V arc-fault circuit interrupters », *53rd IEEE Holm conference on Electrical contacts*, 2007, p. 105–114
- [72] Wikipédia, « Vol 111 Swissair », consulté le 18 février 2018, fr.wikipedia.org
- [73] Furse, C., & Haupt, R., Down to the wire, 2001, *IEEE Spectrum*, 38(2), 35-39.
- [74] H. El Bayda, « Etude du transfert d'énergie entre un arc de court-circuit et son environnement : application à l'«Arc Tracking» », Thèse de doctorat en Génie électrique, Université Toulouse III Paul Sabatier, 2012
- [75] T. André, « Étude des mécanismes d'entretien et de propagation d'un arc électrique de court-circuit entre câbles endommagés dans les réseaux électriques d'aéronefs », Thèse de doctorat en Ingénierie des Plasmas, Université Toulouse III Paul Sabatier, 2017
- [76] R. Landfried, M. Boukhelifa, T. Leblanc, P. Teste and J. Andrea, « Stability, spatial extension and extinction of an electric arc in aeronautical conditions of pressure under 540 V DC », *Eur. Phys. J. Appl. Phys.*, **87**, 30901, 2019
- [77] M. Boukhelifa, « Contribution à l'étude des arcs électriques sur réseau HVDC en conditions aéronautiques », Thèse de doctorat en Génie électrique, Université Paris-Saclay, 2021
- [78] J. Shea and J. B. Carrodus, « RF Current Produced from Electrical Arcing », 2011 *IEEE 57th Holm Conference on Electrical Contacts (Holm)*, Minneapolis, MN, 2011, pp. 1-9
- [79] J. F. Perkins and L. S. Frost, "Magnetic Pumping Effect on Dielectric Recovery of Blown SF6 ARCS," *IEEE Transactions on Power Apparatus and Systems*, vol. PAS-91, no. 2, pp. 376-381, March 1972

- [80] M. Takeuchi and T. Kubono, "A Spectroscopic Detecting System for Measuring the Temperature Distribution of Siler Breaking Arc Using a CCD Color Camera", *IEEE Transactions on Instrumentation and Measurement*, vol. 48, no. 3, pp. 678-683, 1999
- [81] J. Sekikawa, N. Moriyama and T. Kubono, "Time Resolved Spectroscopic Temperature Measurement of Break Arcs in a DC 42V Resistive Circuit", *IEICE Transactions on Electronics*, vol. 91, no. 8, pp. 1368-1272, 2008
- [82] M. Tanaka, K. Waki, S. Tashiro, K. Nakata, E. Yamamoto, K. Yamazai and K. Suzuki, « Visualizations of 2D Temperature Distribution of Molten Metal in Arc Welding Process », *Transactions of JWRI* 38(2), 1-4, 2009
- [83] B. Bachmann, R. Kozakov, G. Gött, K. Ekkert, J-P. Bachmann, J-L. Marques, H. Schöpp, D. Uhrlandt and J. Schein, 2013 *J. Phys. D : Appl. Phys.* **46** 125203
- [84] X. Zhou, Y. Zhang and G. Zhai, "Measuring arc temperature distribution and its time-evolution based on relative intensity method," 2017 *IEEE Holm Conference on Electrical Contacts*, Denver, CO, 2017, pp. 80-85
- [85] J. F. Rudy and E. J. Rupert, « Effects of porosity on mechanical properties of aluminium welds », *Welding Journal*, July 1970, pp322-s-337s
- [86] M. Mazur, Porosity in aluminium welds, 1992 *Welding International*, 6:12, 929-931, DOI : 10.1080/09507119209548317
- [87] J-L. Meunier and N. Desaulniers-Soucy, « Erosion rate evaluation of plasma torch electrodes from measurements of the emitted metal vapour radiation », 1994 *J. Phys. D : Appl. Phys.* **27** 2522
- [88] C. W. Kimblin, « Cathode spot erosion and ionization phenomena in the transition from vacuum to atmospheric pressure arcs », 1974 *Journal of Applied Physics* **45**, 5235
- [89] M. W. Chase, NIST-JANAF Thermochemical Tables. Washington, DC : New York : American Chemical Society ; American Institute of Physics for the National Institute of Standards and Technology, 1998
- [90] D. Godin, J. Y. Trépanier, M. Reggio, X. D. Zhang and R. Camarero 2000, « Modelling and simulation of nozzle ablation in high-voltage circuit-breakers », *J. Phys. D : Appl. Phys.* **33** pp 2583-2590
- [91] P. Teulet, T. Billoux, Y. Cressault, M. Masquère, A. Gleizes, I. Revel, B. Lepetit, G. Peres, "Energy balance and assessment of the pressure build-up around a bolt fastener due to sparking during a lightning impact", 2017 *Eur. Phys. J. Appl. Phys.* **77** (2) 20801

Bibliographie

- [92] A. Feingold, and K.G. Gupta, "New analytical approach to the evaluation of configuration factors in radiation from spheres and infinitely long cylinders", 1970 *J. Heat Transfer*, vol. **92**, no. 1, pp. 69-76
- [93] R. Hajosy and I. Morva, « Cathode and anode falls of arcs with fusible electrodes », 1994 *J. Phys. D : Appl. Phys.* **27** 2095
- [94] F. Lago, Ph.D. Thesis, University Paul Sabatier Toulouse 3, 2004
- [95] R. Holm, « The Vaporization of the Cathode in the Electric Arc », 1949 *Journal of Applied Physics* **20**, 715
- [96] A. Kramida, Yu. Ralchenko, J. Reader, and NIST ASD Team (2019), NIST Atomic Spectra Database (ver. 5.7.1), [Online]. Available : <https://physics.nist.gov/asd> [2020, March 30], National Institute of Standards and Technology, Gaithersburg, MD. DOI : <https://doi.org/10.18434/T4W30F>
- [97] F. Wang, Y. Cressault, P. Teulet, F. Valensi, H. Li, K. Yang, and F. Yu, « Spectroscopic investigation of partial LTE assumption and plasma temperature field in pulsed MAG arcs », 2018 *J. Phys. D : Appl. Phys.* **51** 255203
- [98] N. K. Joshi, S. N. Sahasrabudhe, K. P. Sreekumar and N. Venkatramani, "Variation of axial temperature in thermal plasma jets", 1997 *Meas. Sci. Technol.* **8** 1146
- [99] R. Kozakov, M. Kettlitz, K-D. Weltmann, A. Steffens and C. M. Franck, "Temperature profiles of an ablation controlled arc in PTFE : I. Spectroscopic measurements", 2007 *J. Phys. D : Appl. Phys.* **40** 2499
- [100] X. Hao and G. Song, "Spectral Analysis of the Plasma in Low-Power Laser/Arc Hybrid Welding of Magnesium Alloy", 2008 *IEEE Transactions on Plasma Science*, vol. **37**, no. 1, pp. 76-82
- [101] J. Zalach and St. Franke, "Iterative Boltzmann plot method for temperature and pressure determination in a xenon high pressure discharge lamp", 2013 *Journal of Applied Physics* **113** 043303
- [102] R. Sousa Martins, C. Zaepffel, L. Chemartin, P. Lalande and A. Soufiani, "Characterization of a high current pulsed arc using optical emission spectroscopy", 2016 *J. Phys. D : Appl. Phys.* **49** 415205
- [103] F. Mécuson, T. Czerwiec, T. Belmonte, L. Dujardin, A. Viola, G. Henrion, « Diagnostics of an electrolytic microarc process for aluminium alloy oxidation », 2005 *Surface and Coatings Technology*, Volume **200**, Issues 1–4, Pages 804-808
- [104] D. M. Surmick, C.G. Parigger, « Aluminum Monoxide Emission Measurements in a Laser-Induced Plasma », 2014 *Applied Spectroscopy*, **68**, issue 9

- [105] C. G. Parigger, A. C. Woods, D. M. Surmick, G. Gautam, M. J. Witte, J. O. Hornkohl, « Computation of diatomic molecular spectra for selected transitions of aluminum monoxide, cyanide, diatomic carbon, and titanium monoxide », 2015 *Spectrochimica Acta Part B : Atomic Spectroscopy*, Volume **107**
- [106] S. S. Harilal, J. Yeak, B. E. Brumfield, and M. C. Phillips, "Consequences of femtosecond laser filament generation conditions in standoff laser induced breakdown spectroscopy," *Opt. Express* **24**, 17941-17949 (2016)
- [107] S. Reuter, J. Santos Sousa, G. D. Stancu and J-P. Hubertus van Helden, « Review on VUV to MIR absorption spectroscopy of atmospheric pressure plasma jets », 2015 *Plasma Sources Sci. Technol.* **24** 054001
- [108] J. J. Lowke, "Simple theory of free-burning arcs", 1979 *J. Phys. D : Appl. Phys.* **12** 1873
- [109] J. Bohlmark and J. Alami, « Ionization of sputtered metals in high power pulsed magnetron sputtering », 2005 *Journal of Vacuum Science & Technology A* **23**, 18
- [110] Gordon W F Drake, Springer Handbook of Atomic, Molecular, and Optical Physics, Springer-Verlag New York, 2006
- [111] J.-M. Mermet et J.-P Robin, « Étude de l'inversion d'Abel en vue de la mesure de la répartition de la température dans un plasma inductif », *Revue Internationale des Hautes Températures et Réfractaires*, 1973
- [112] V. Gonzalez-Fernandez, P. David, R. Baude, *et al.*, « Spatially resolved determination of the electronic density and temperature by a visible spectro-tomography diagnostic in a linear magnetized plasma », *Sci Rep* **10**, 5389 (2020)
- [113] K. Gazeli, T. Vazquez, S. Al-Homsi, *et al.*, « Ar(1s₅) absolute radial densities in a ns-pulsed argon plasma jet impinging on dielectric targets at floating potential – plasma action on organic molecules », *Plasma Process Polym.* **15**:e1800080, 2018
- [114] S. Zielinska, « Propriétés physiques du plasma MIG-MAG », Thèse de doctorat, Université d'Orléans (France) et Université Jagiellonne de Cracovie (Pologne), 2005