

Caractérisation et simulation du flux radiatif d'un arc électrique de court-circuit dans les réseaux aéronautiques.

C. Tocaben^{1,2}, F. Valensi¹, Y. Cressault¹, N. Pelletier³, M. El Khaïter², R. Caussé², H. Mercadal², P. Teulet¹

¹Université de Toulouse, LAPLACE - UMR CNRS 5213, 118 route de Narbonne, F-31062 Toulouse Cedex 9, France

²Airbus, Saint Martin - 316 Route de Bayonne - 31300 Toulouse - France

³Nextherm Sensing, 6 Impasse Louis Bentajou, Chemin de Carbonne, 31410 Longages, France

28 mai 2025

RESUME – Cette étude aborde les problématiques liées aux court-circuits dans les réseaux électriques aéronautiques en courant continu, en se concentrant sur les phénomènes physiques générés par ces incidents, tels que les ondes de pression, le flux thermique et l'ablation des électrodes. Un dispositif expérimental a été mis en place pour étudier ces phénomènes, avec des capteurs adaptés pour mesurer le flux thermique et radiatif. Une alimentation impulsivonnelle a été développée pour simuler les profils de court-circuit. Une étude théorique a également été menée pour prédire le flux radiatif calculé à partir du coefficient d'émission nette (CEN), en tenant compte de la composition du plasma, de sa température et de sa géométrie. L'objectif à court terme est de comparer le CEN aux mesures et de déterminer si le CEN peut prédire l'émissivité totale du plasma lors de l'occurrence d'un court-circuit.

Court-circuit, réseau électrique aéronautique, courant continu, flux thermique, flux radiatif, coefficient d'émission nette (CEN), plasma, ablation des électrodes.

1. INTRODUCTION

De nos jours, les fabricants d'avions sont confrontés à de nouvelles problématiques environnementales et technologiques. Leur objectif est de réduire la masse des avions tout en augmentant la puissance électrique pour alimenter les équipements embarqués ou même les systèmes de propulsion.

Par conséquent, un changement significatif du réseau électrique s'avère nécessaire afin de fournir davantage de puissance aux équipements. Ces nouveaux réseaux électriques fonctionnent en courant continu, avec des tensions comprises entre 540 V et 1000 V. En général, un réseau électrique présente des risques de court-circuit lorsque le courant trouve un chemin alternatif vers la terre ou une autre polarité, contournant ainsi la charge normale. Par ailleurs, ces arcs de défaut peuvent persister plus longtemps que les arcs en courant alternatif, étant plus assujéti à une condition d'extinction à chaque passage par zéro de l'onde sinusoïdale du courant. Les causes de défaillance conduisant à l'arc peuvent être variées, allant de l'opérations d'assemblage et d'intégration lors de l'installation ou de la maintenance au vieillissement des équipements.

Les bénéfices attendus de ce travail sont la compréhension de la physique des plasmas thermiques initiés par un court-circuit, l'amélioration de la maîtrise des marges de robustesse des futures installations électriques embarquées et la réduction du coût des essais en laboratoire.

2. PHÉNOMÉNOLOGIE ÉTUDIÉE

Dans cette étude, le court-circuit se produit entre deux câbles de polarité opposée. Nous analysons les phénomènes physiques générés par ces court-circuits susceptibles de provoquer des dégâts à l'environnement des câbles : les ondes de pression, le flux thermique et l'ablation des électrodes. Ces phénomènes font l'objet d'une investigation approfondie, car ils peuvent provoquer des dommages considérables aux structures environnantes. Pendant un court instant, les événements se succèdent rapidement, parfois simultanément, entraînant une détérioration de l'environnement qu'on cherche à prévenir. Il a été convenu qu'un dispositif de coupure du courant devrait alors se déclencher en un temps inférieur à la centaine de millisecondes pour arrêter le court-circuit.

Pendant le court-circuit, plusieurs phases peuvent se produire. La première phase, l'amorçage, se caractérise par un fort passage de courant dans un canal conducteur très étroit. Ce canal peut être constitué d'un solide ou d'un fluide conducteur. L'effet Joule lié au passage du courant chauffe le canal jusqu'à provoquer un changement brusque d'état de la matière, entraînant une expansion rapide du canal [1]. Ensuite, se produit la phase plasma que nous considérons, dans ce travail, à l'équilibre thermodynamique local [2]. L'interaction entre le plasma et les électrodes conduit à l'ablation de ces dernières, éjectant localement des gouttes en fusion de divers matériaux composant les câbles. Du début de l'amorçage au déclenchement du disjoncteur, la décharge électrique transfère une quantité significative de chaleur. Ce flux thermique peut être transmis sous forme de radiations, par conduction et convection. Pour quantifier ces phénomènes, un dispositif expérimental a été mis en place.

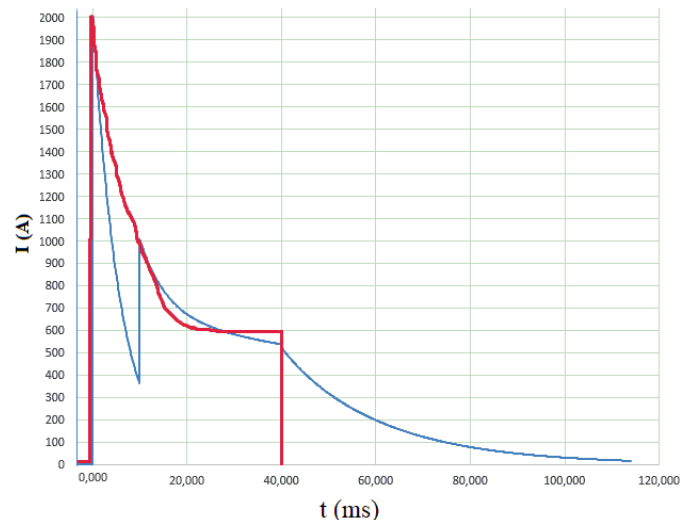


FIG. 1. Impulsion de courant : profil souhaité (rouge) et généré par l'alimentation (bleu)

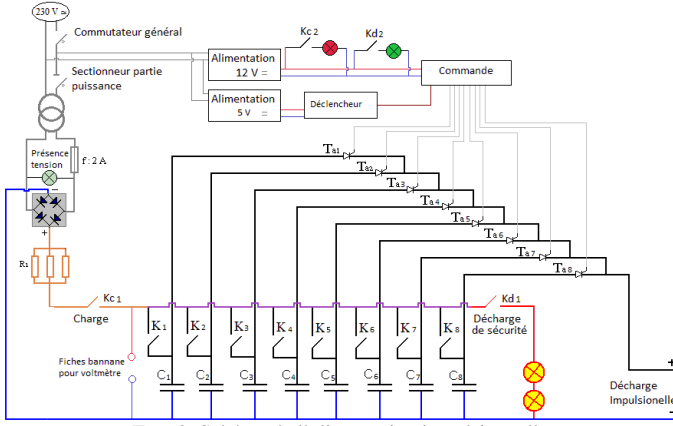


FIG. 2. Schéma de l'alimentation impulsionnelle

3. INVESTIGATION EXPÉRIMENTALE

3.1. Alimentation impulsionnelle

Les essais sont réalisés à l'aide d'une alimentation impulsionnelle, de capteurs, de caméras haute vitesse et d'une chambre hermétique permettant de contrôler la pression.

Cette alimentation, présentée sur la figure 2, a été développée au laboratoire Laplace. Elle permet de charger des condensateurs via un transformateur d'isolement et un pont de diodes, sous une tension maximale de 325 V. Le courant de charge est limité à 2 A par des résistances. La décharge impulsionnelle est commandée par une carte électronique, un relais permettant également de décharger totalement les condensateurs dans une charge de plus forte impédance (lampes), pour des raisons de sécurité. Il est possible de charger et décharger indépendamment jusqu'à huit groupes de condensateurs pour une capacité totale de 360 mF. Pour chaque groupe, la résistance peut être choisie afin d'obtenir le courant maximal et la constante de temps souhaités. L'objectif est de générer un fort courant pendant 10 ms, suivi d'un plateau à courant modéré pendant 30 ms, comme illustré sur la figure 1. Dans la configuration de référence, un premier groupe de condensateurs permet d'obtenir un courant maximal de 2000 A, et un second groupe génère un plateau à 600 A.

3.2. Capteur de flux thermique

Les fluxmètres dynamiques (DHF, Dynamic Heat Flux) conçus par Nextherm Sensing sont basés sur une mesure de température de surface d'un élément calorimétrique (substrat). La température de surface est d'autant plus élevée que le matériau du substrat possède une faible conductivité thermique. On emploie en général pour cela une céramique technique permettant la fabrication de pièces de formes par usinage ou par moulage-frittage.

Comme le montre la figure 3, la température de surface est mesurée par le biais d'une jonction thermocouple type K (chromel-alumel) indirecte : les fils conducteurs thermocouples affluent à la surface de mesure et sont revêtus d'une couche mince électriquement conductrice, tel que le tungstène ou l'argent. La couche mince conductrice permet de créer une jonction chaude indirecte (chromel-couche mince-alumel) qui ne modifie pas la réponse thermoélectrique du couple. Pour augmenter la réactivité du capteur, un second revêtement absorbant est déposé sur la couche conductrice (émissivité supérieure à 0.90). Il peut s'agir de noir de nickel ou de noir de fumée. On veille à déposer une couche aussi fine que possible afin de ne pas nuire à la réactivité du capteur. Le flux thermique est déduit de la température de surface par la résolution de l'équation de la chaleur unidimensionnelle dans l'axe longitudinal du substrat, équation 1 :

$$\frac{\partial T}{\partial t} - \frac{\lambda(T)}{\rho(T) \cdot C_p(T)} \cdot \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} = 0 \quad (1)$$

Pour cela, on considère le milieu de propagation thermique comme semi-infini : la température au culot (en face arrière) du substrat est supposée constante et égale à la température ambiante. Cette hypothèse est parfaitement valable pour les phénomènes brefs, la propagation thermique n'ayant pas le temps d'atteindre le fond arrière. On peut estimer la durée de validité de l'hypothèse de milieu semi-infini en calculant l'épaisseur de peau. Selon le matériau constituant le substrat, une épaisseur de peau de 3 à 5 mm est obtenue au bout de 100 millisecondes. Un substrat d'épaisseur 10mm permet en général d'appliquer le post-traitement semi-infini pendant 200 à 400 ms. La résolution par méthode itérative de l'équation de la chaleur 1D considère le signal de température surfacique comme la condition aux limites de la face supérieure. La variation des propriétés thermiques avec la température est prise en compte.

Une fois le profil 1D de température résolu à chaque pas de temps, la densité de flux est déduite en appliquant la loi de Fourier en $z = 0$ (surface), équations 2 et 3 :

$$\Phi(t)_{\text{surf}} = -\lambda(T(z = 0^+)) \cdot \left. \frac{dT}{dz} \right|_{z=0} \quad (2)$$

$$\Phi(t)_{\text{surf}} = -\lambda(T(z = 0^+)) \cdot \frac{T(z = 0^+) - T(z = 0^-)}{\delta z} \quad (3)$$

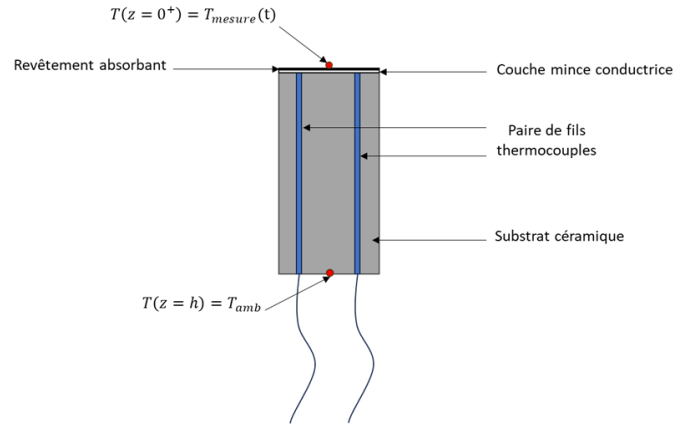


FIG. 3. Structure simplifiée d'un capteur surface DHF

3.3. Dispositif expérimental et métrologie

Le dispositif expérimental a été conçu pour mesurer le flux thermique issu de la décharge électrique. Les mesures ont été effectuées à l'aide d'un oscilloscope numérique Tektronix MSO44 pour l'acquisition des données. Pour mesurer la température, nous avons utilisé un DHF-10 branché à un amplificateur MicroTC, permettant de linéariser la réponse du capteur. Le signal d'entrée est alors amplifié à 5 mV/°C. Dans notre configuration, le capteur est placé à 3,5 cm de l'arc électrique. Pour observer l'évolution de l'arc au cours du temps, une caméra Phantom V9.1 est placée à 60 cm de l'arc électrique. Une sonde différentielle haute tension PINTEK DP-25, avec une bande passante de 25 MHz et des options d'atténuation de 200x, 20x et 50x, est également branchée sur les deux polarités des câbles, permettant la mesure de la tension de maintien de l'arc. Une sonde de courant est branchée sur la voie 1 de l'oscilloscope pour quantifier le passage de courant dans le court-circuit. Toute la métrologie est alors synchronisée, par l'intermédiaire du système d'acquisition, sur le front montant du pic de courant mesuré par la sonde de courant.

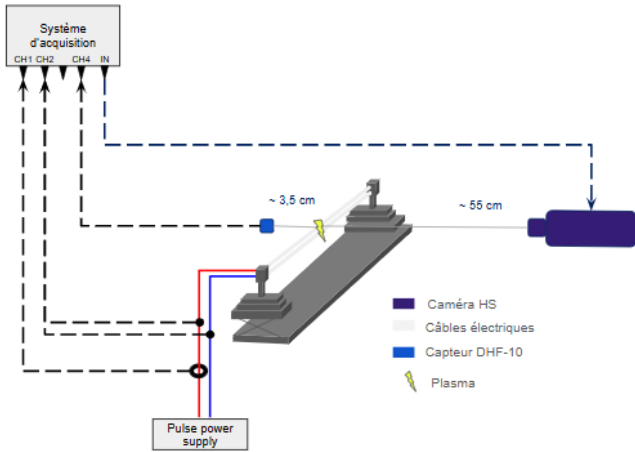


FIG. 4. Dispositif expérimental

Les premières mesures sont réalisées en connectant trois condensateurs en parallèle (capacité totale : 30 mF), servant de source d'impulsion. Cette configuration isole la composante d'amorçage de la décharge. Les condensateurs sont chargés à 225 volts. La résistivité des câbles électriques et du plasma équivaut à 0,05 ohm. On ajoute une résistance de 0,1 ohms pour atteindre un pic de courant de 1500 A, pour une durée totale de décharge supérieure à 10 millisecondes. L'amorçage, dans ce cas, est assuré par un fil fusible placé entre deux câbles, réalisant un court-circuit forcé. Sur la figure 5, la tension de l'arc (courbe bleue) se maintient pendant 13 millisecondes, jusqu'à ce que le courant s'estompe. Les deux courbes montrent également le temps d'évaporation du fil fusible par une chute abrupte de la courbe de courant et un maximum local de la courbe de tension. Ces extremums se trouvent à 1 milliseconde. Ces extremums marquent le début du plasma.

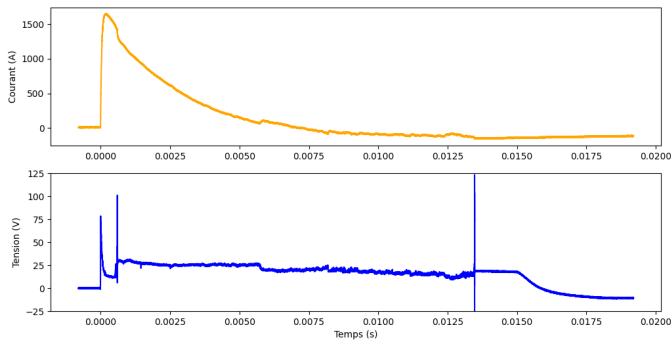


FIG. 5. Mesure de la tension (en bleu) et du courant (en jaune) de l'arc électrique

Concernant la réponse du capteur, le signal brut présente un bruit significatif, comme l'illustre la courbe bleue de la figure 6, ce qui complique l'identification précise de la valeur de température. Afin d'améliorer la qualité du signal, deux méthodes de filtrage ont été appliquées : un filtre de Savitzky-Golay (courbe verte), permettant de lisser les fluctuations tout en préservant les caractéristiques locales du signal, et un filtre passe-bas classique (courbe jaune), destiné à atténuer les composantes fréquentielles élevées. Sur la courbe jaune, après 6 millisecondes, le signal tend à se stabiliser. En considérant une portion temporelle stabilisée (entre 6 ms et la fin de la décharge), une moyenne est calculée afin d'estimer la valeur de la température, accompagnée du calcul de l'écart-type pour évaluer la dispersion résiduelle.

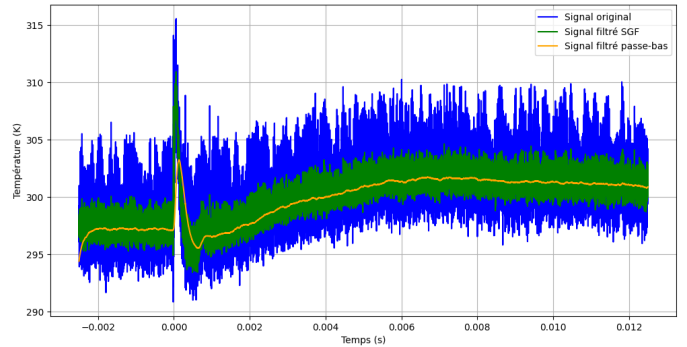


FIG. 6. En bleu, la réponse du capteur brut. En vert, la réponse filtrée par la méthode Savitzky-Golay. En jaune, la réponse filtrée par un filtre passe-bas.

3.4. Résultats

À l'aide de ce dispositif expérimental, la température enregistrée par le capteur, qu'elle résulte du rayonnement, de la convection ou de la conduction, a pu être caractérisée. Plusieurs configurations ont été testées afin d'évaluer différents paramètres. Dans un premier temps, les interférences électromagnétiques susceptibles d'affecter le capteur ont été quantifiées en plaçant ce dernier dans un coffrage calorifugé. Dans un second temps, un hublot en saphir a été positionné devant le capteur afin d'isoler et de mesurer uniquement la composante radiative de l'arc. Enfin, des mesures de température ont été réalisées sans accessoire en plaçant directement le capteur face à l'arc, de manière à évaluer la température résultant de l'ensemble des mécanismes de transfert thermique.

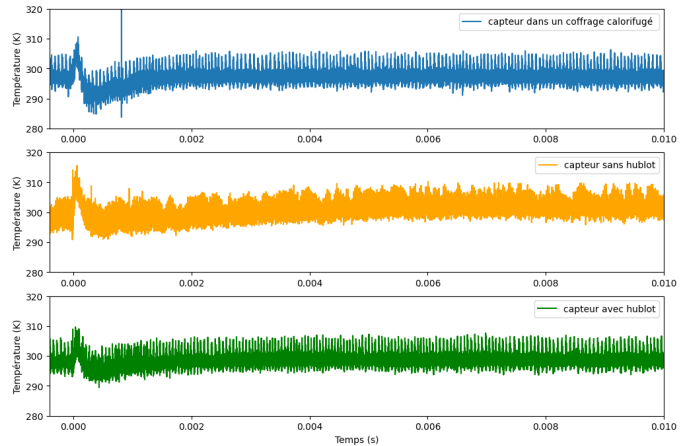


FIG. 7. En bleu, la perturbation due au courant dans le fil fusible. En jaune, l'évolution de la température dans une configuration sans hublot. En vert, l'évolution de la température dans une configuration avec hublot

Sur la figure 7, une forte variation de la réponse du capteur est présente au moment de l'amorçage de l'arc. La décharge des condensateurs libère un fort courant, ce qui interfère avec le capteur en raison du rayonnement électromagnétique généré. Ainsi, pour chaque mesure, une interférence est observable, peu importe la configuration de la mesure, comme le montrent les courbes jaune et verte. Une élévation de la température plus franche que dans les autres est observable dans la configuration sans hublot (courbe jaune). Nous pouvons remarquer une bonne reproductibilité de la réponse du capteur pour différents essais. La température, avant claquage, est d'environ 297 Kelvin, comme le montrent les tableaux 1 et 2.

Selon le tableau 1, les températures mesurées sont systématiquement plus élevées dans la configuration sans hublot. Les transferts thermiques totaux — incluant la conduction, la convection et le rayonnement — induisent des températures comprises entre 297,4 K et 301,3 K. En comparaison, dans

Câbles DR16 (en cuivre)			
Essais	Température avant claquage (K)	Température stabilisée après claquage (K)	Écart-type (K)
Capteur placé dans un coffrage céramique			
Essai 1	297,2	297,3	0,1
Capteur avec hublot en saphir			
Essai 1	296,8	297,6	0,1
Essai 2	297,9	298,7	0,1
Essai 3	297,4	297,8	0,1
Capteur sans hublot en saphir			
Essai 1	296,7	299,3	0,2
Essai 2	296,2	297,4	0,2
Essai 3	297,4	301,3	0,4

TABLEAU 1 – Réponse du DHF-10 moyennée selon plusieurs configurations pour des câbles DR16

la configuration avec hublot, les températures relevées varient entre 297,6 K et 298,7 K. Ces résultats indiquent que la chaleur transmise par l'arc électrique durant la phase d'amorçage induit une élévation de température de plusieurs kelvins, tandis que l'apport thermique dû au rayonnement seul est de l'ordre de 1 kelvin, ce qui confirme les hypothèses d'André [4].

Afin de valider cette observation, des essais complémentaires ont été réalisés avec des câbles en aluminium. Les résultats obtenus, présentés dans le tableau 2, confirment la tendance observée et renforcent la conclusion selon laquelle la contribution thermique de l'arc est significativement supérieure à celle du rayonnement seul.

Câbles AD14 (en aluminium)			
Essais	Température avant claquage (K)	Température stabilisée après claquage (K)	Écart-type (K)
Capteur placé dans un coffrage céramique			
Essai 1	296,8	297,3	1
Capteur avec hublot en saphir			
Essai 1	295,1	296,9	1,2
Essai 2	295,1	296,8	0,5
Essai 3	295,3	296,6	1,4
Capteur sans hublot en saphir			
Essai 1	295,4	299	0,6
Essai 2	295,5	298,8	1,1
Essai 3	296,4	316,5	2,4

TABLEAU 2 – Réponse du DHF-10 moyennée selon plusieurs configurations pour des câbles AD14

Les températures mesurées dans les configurations sans hublot, que ce soit pour les câbles en cuivre ou en aluminium, présentent de fortes disparités. La raison en est que l'arc électrique est très erratique et peut dégager de la chaleur dans des directions très restreintes et très variables. Si cette émission est dirigée vers le capteur, alors la température s'élèvera nettement. Les résultats montrant ce phénomène sont les essais 3 des tableaux 1 et 2.

De plus, sur la matrice d'images 9, l'arc rayonne avec plus ou moins d'intensité en fonction de l'évolution temporelle. L'arc peut s'éteindre, se déplacer entre les câbles sur leurs parties dé-

nudées. Sur cette même image, le cercle rouge symbolise le capteur. On voit que l'arc peut être plus ou moins centré sur le capteur. Tous ces aspects peuvent faire varier la réponse du capteur.

Il est également possible de mesurer le flux radiatif reçu par le capteur. Sur la figure 8, est représenté le flux radiatif reçu selon l'essai 1 du tableau 1, dans la configuration sans hublot. Le flux radiatif est d'environ 40 kW/m².

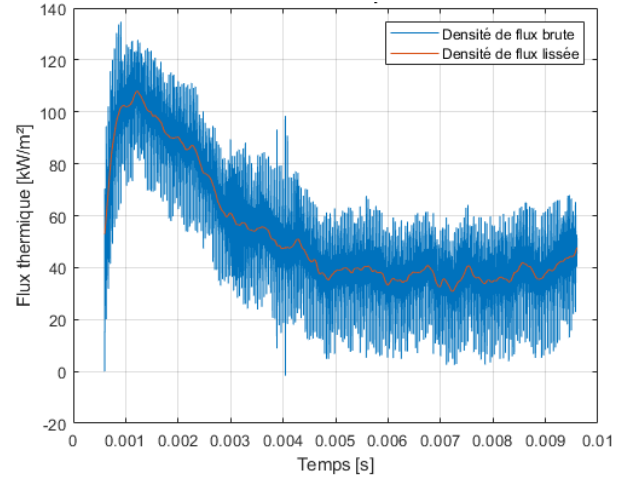


FIG. 8. Flux radiatif reçu par le capteur

4. INVESTIGATION NUMÉRIQUE

Nous avons développé une étude numérique permettant d'estimer le transfert d'énergie par rayonnement, allant de l'ultra-violet, autour de 50 nm, à l'infrarouge, autour de 10 μm.

Pour prédire certains aspects d'un plasma thermique, notre approche se base sur le coefficient d'émission nette (CEN) calculé selon l'équation 4 pour des plasmas sphériques isothermes ayant un rayon R_p [3].

$$\epsilon_N = \int_0^\infty B(\lambda) \cdot K'(\lambda) \cdot \exp(-K'(\lambda) \cdot R_p) d\lambda \quad (4)$$

Où :

- λ est la longueur d'onde (m),
- $B(\lambda)$ est la fonction de Planck, voir équation 5 ($\text{W} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{sr}^{-1}$),
- $K'(\lambda)$ est le coefficient d'absorption (m^{-1}).

$$B_\lambda(\lambda) = \frac{2hc^3}{\lambda^5} \left(\frac{1}{e^{\frac{hc}{kT\lambda}} - 1} \right) \quad (5)$$

Avec

- h : La constante de Planck (J·s),
- k : La constante de Boltzmann (J·K⁻¹).

La température est alors considérée comme constante, tout comme le rayon du plasma et la pression. D'autres paramètres sont pris en compte, tels que la composition du plasma. Les espèces chimiques comprennent des particules neutres, des ions positifs et négatifs, des électrons et des molécules. Dans cette étude, nous ne considérons que le cuivre comme espèces composant le plasma. Chaque espèce possède des niveaux d'énergie définis. La température, la composition, la géométrie et la pression sont des paramètres qui influencent le CEN et qui pourront varier dans de futurs travaux.

La méthodologie consiste d'abord à calculer le coefficient d'absorption total ($K'(\lambda)$), constitué du continuum, des raies atomiques et des bandes moléculaires (non considérées dans

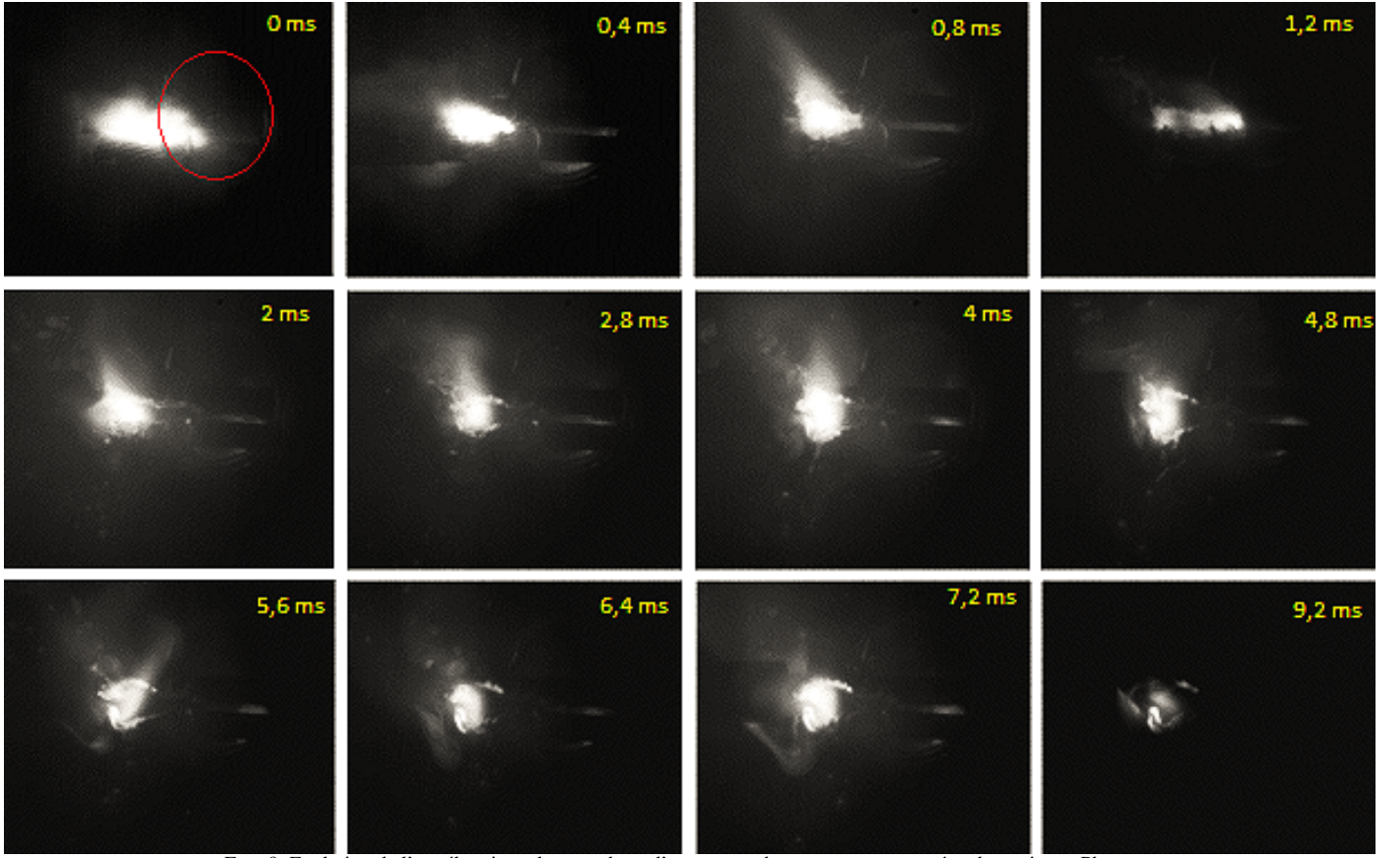


FIG. 9. Evolution de l'arc électrique dans sa phase d'amorçage obtenue avec une caméra haute vitesse Phantom

le cas du cuivre pur mais qui le seront pour des mélanges air-cuivre). Ce coefficient joue un rôle important sur le rayonnement sortant du plasma; par exemple, une raie émise au centre du plasma peut être absorbée de manière plus ou moins importante en fonction de la distance parcourue.

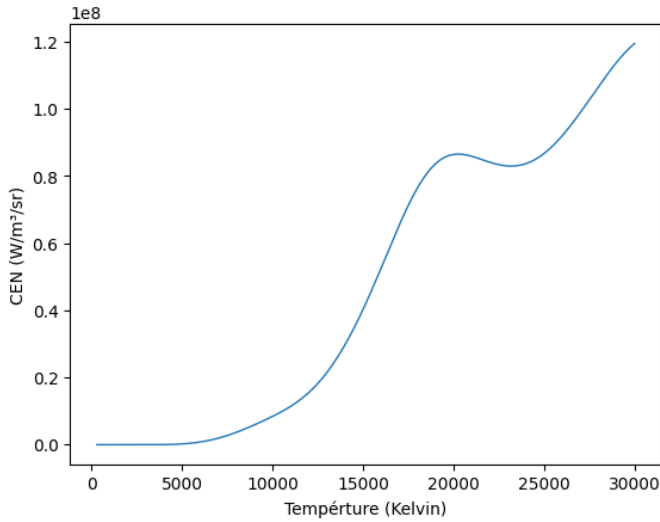


FIG. 10. Emissivité du plasma en fonction de la température

Ainsi, en intégrant l'ensemble des longueurs d'onde, il est possible d'obtenir l'émissivité totale du plasma pour un rayon donné. L'émissivité d'un plasma de cuivre d'un rayon de 1 mm et d'une pression de 1 bar est présentée sur la figure 10.

Au-delà de l'émissivité du plasma, une autre grandeur peut être calculée pour caractériser le flux radiatif : la luminance, voir équation 6. Celle-ci représente la puissance émise par unité de

surface apparente et par unité d'angle solide.

$$L_r(T, X) = \epsilon(T) \int_0^X \Lambda_r(T, x) dx \quad (6)$$

avec Λ_r , voir équation 7, le facteur de fuite compris entre 0 et 1, caractéristique de la raie d'émission dont l'intensité est réduite par l'absorption du milieu.

$$\Lambda_r = \int_0^\infty P(\nu) \exp\left(-\frac{\tau_0 P(\nu)}{P(\nu_0)}\right) d\nu \quad (7)$$

avec :

- τ_0 : épaisseur optique monochromatique au centre de la raie.
- $P(\nu_0)$: valeur du profil spectral au centre de la raie à la fréquence centrale de la raie spectrale
- $P_r(\nu)$: profil spectral normalisé de la raie, tel que $\int_0^\infty P_r(\nu) d\nu = 1$.

Ainsi, en considérant un plasma uniquement de cuivre, nous avons pu calculer la luminance du continuum, de la somme des raies absorbées par le milieu et de la somme des raies non absorbées. En fonction du chemin parcouru dans le plasma, les luminances sont tracées en figure 11 et 12. Sur la figure 11, Les raies absorbées sont celles qui contribuent le plus à la luminance totale. De plus, La luminance se combine à un second paramètre essentiel, la température du plasma : plus le plasma est chaud, plus il rayonne. Cela est démontré par la figure 12.

Cette luminance permet de calculer le flux radiatif reçu par le capteur, exprimé en watts par mètre carré (W/m^2). La courbe de la figure 13 représente l'éclairement du capteur en fonction de sa position par rapport au plasma. L'éclairement décroît selon une loi en $1/d^2$, ce qui est caractéristique d'une source ponctuelle. Cet éclairement est déterminé pour la configuration suivante : le

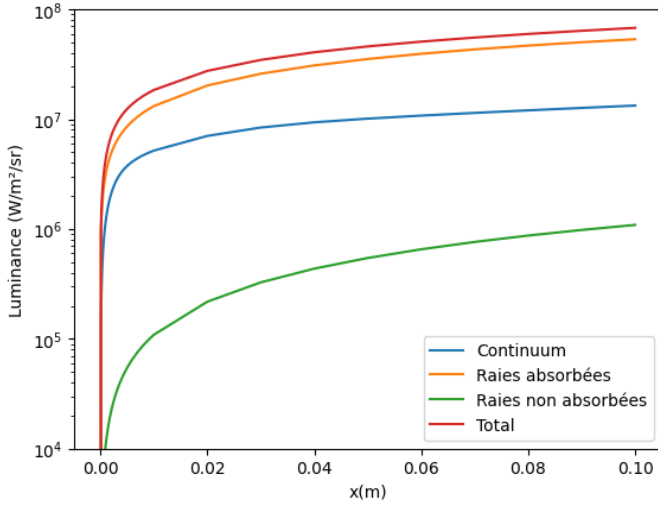


FIG. 11. Luminance du plasma en fonction des sources contributives et du chemin parcouru dans le plasma

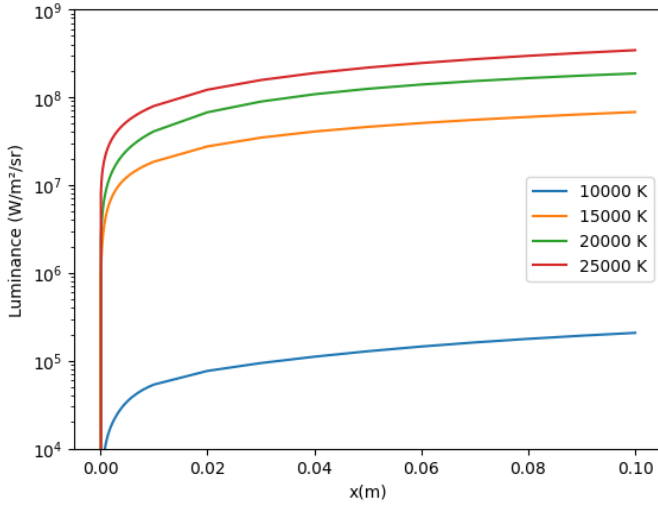


FIG. 12. Luminance du plasma en fonction de la température et du chemin parcouru dans le plasma

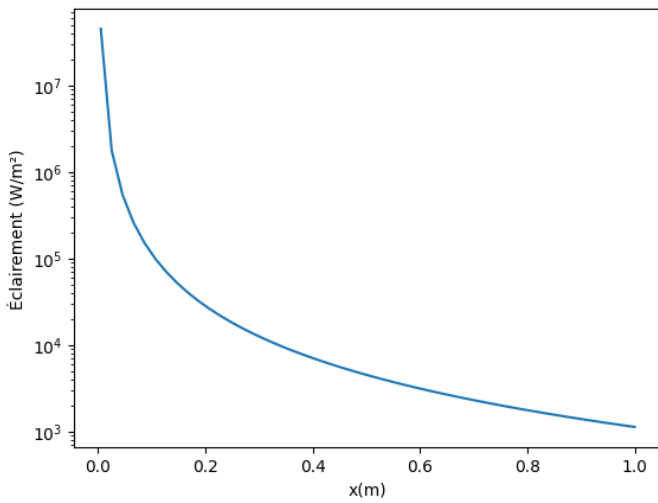


FIG. 13. Éclairement du plasma reçu par le capteur en fonction de la distance entre le plasma et le capteur

cas, la source peut être assimilée à une source ponctuelle, en raison du rapport important entre la taille du capteur et celle du plasma. L'éclairement E reçu par le capteur est donné par la relation 8 :

$$E = \pi L \sin^2(\theta) \quad (8)$$

où :

- L est la luminance du plasma,
- θ est l'angle sous-tendu par le rayon du plasma vu depuis le capteur, tel que $\theta = \arcsin(r/d)$,
- r est le rayon du plasma,
- d est la distance entre le plasma et le capteur.

L'éclairement du capteur calculé dans ce chapitre ne permet pas encore de prédire avec précision l'éclairement réellement mesuré expérimentalement. Cela est dû à plusieurs facteurs. Tout d'abord, la température de l'arc n'est pas connue avec exactitude, ce qui complique la caractérisation du flux radiatif par simulation. Ensuite, la composition chimique du plasma est supposée être constituée à 100 % de cuivre, ce qui ne reflète pas la réalité des conditions expérimentales. Par ailleurs, d'autres phénomènes, tels que la présence de vapeurs métalliques provenant des matériaux environnants, ne sont pas prises en compte dans le modèle actuel. Néanmoins, les ordres de grandeur restent sensiblement les mêmes, ce qui constitue un point positif pour le développement d'un outil de prédiction fiable.

5. CONCLUSIONS

D'un point de vue expérimental, les résultats sont en accord avec nos hypothèses. La température déterminée par transfert radiatif est plus faible que celle obtenue par un transfert thermique total. Les valeurs mesurées restent assez dispersées, ce qui est dû à la mobilité de l'arc. Les actions correctives envisagées sont les suivantes : tester plusieurs configurations afin d'identifier les points chauds dans une décharge électrique, et réduire la partie dénudée pour contenir l'arc dans une zone plus restreinte.

D'un point de vue numérique, les résultats sont satisfaisants compte tenu de la méthode appliquée, et la courbe de l'éclairement est cohérente. L'émissivité d'un plasma de cuivre est très importante à haute température.

La comparaison entre les valeurs expérimentales et numériques reste cependant incertaine. D'une part, le flux radiatif mesuré par le capteur est fortement bruité. D'autre part, le plasma composé à 100% de cuivre constitue un majorant, ce qui surestime l'éclairement simulé. On peut toutefois noter que les ordres de grandeur restent similaires. Parmi les actions correctives, il conviendra d'adapter la composition du plasma pour qu'elle reflète plus fidèlement les conditions expérimentales.

6. RÉFÉRENCES

- [1] R. Han, "Electrical Explosion in a Medium : Plasmas, Shock Waves, and Applications," in *Pulsed Discharge Plasmas : Characteristics and Applications*, S. Tao and C. Zhang, Eds., Springer Nature Singapore, Singapore, 2023, pp. 127–164.
- [2] S. Vacqu  , *Arc électrique*, 1^{re} édition, Eyrolles, 2000, ISBN : 978-2-212-05822-2, 312 pages.
- [3] Y. Cressault, A. Gleizes, and G. Riquel, « Properties of air–aluminum thermal plasmas », *Journal of Physics D : Applied Physics*, vol. 45, no. 26, p. 265202, juin 2012.
- [4] Thibault ANDRÉ, *  tude 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, Université de Toulouse, 2017.

rayon du plasma est de 1 mm, et sa température est de 25 000 K. La luminance associée est $L = 22\,447\,858\text{ W/m}^2/\text{sr}$. Dans ce