

JOURNAL INTERNATIONAL DE TECHNOLOGIE, DE L'INNOVATION,
DE LA PHYSIQUE, DE L'ENERGIE ET DE L'ENVIRONNEMENT

**Mise en place d'un modèle
en vue de la caractérisation du déplacement
d'un arc électrique dans un éclateur**

O. M. D. Razafindrasata, P. Freton, J. J. Gonzalez, C. D. Pham,
V. Crevenat, Y. Gannac



ISSN : 2428-8500

DOI : 10.52497/jitipee.v9i2.385

Mise en place d'un modèle en vue de la caractérisation du déplacement d'un arc électrique dans un éclateur

Olivero M. D. Razafindrasata⁽¹⁾, Pierre Freton⁽¹⁾, Jean-Jacques Gonzalez⁽¹⁾, Cong Duc Pham⁽²⁾, Vincent Crévenat⁽²⁾, Yves Gannac⁽²⁾

⁽¹⁾ Laboratoire plasma et conversion d'énergie (Laplace) UMR 5213 - CNRS - Toulouse INP - UT3 Université Toulouse 3 - Paul Sabatier 118, route de Narbonne - bât 3R3 – 31062 Toulouse cedex 9, France

⁽²⁾ Département R&D, CITEL, 3 impasse de la blanchisserie, 51100 REIMS, France

razafindrasata@laplace.univ-tlse.fr

Résumé – Un modèle numérique tridimensionnel (3D) a été développé afin de décrire le comportement d'un arc électrique soumis à des courants caractéristiques des technologies d'éclateurs. Ce modèle repose sur l'hypothèse de l'Équilibre Thermodynamique Local (ETL) et est simulé en régime transitoire. L'air pur a été considéré comme gaz plasmagène. La géométrie modélisée comprend une préchambre, une chambre et une sortie ouverte. Un premier cas a été étudié afin d'analyser le comportement de l'arc lors de l'application d'un courant de suite, sans onde impulsionale de courant. Le courant injecté correspond à une demi-alternance de 250 A. Cela a permis de réaliser une première validation du modèle en comparant l'allure et les valeurs de la tension obtenues numériquement à celles mesurées expérimentalement. Une correspondance satisfaisante a été trouvée. Un second cas a ensuite été présenté pour évaluer l'influence d'une onde de courant 8/20 ms de 5 kA, appliquée au début de la demi-alternance de courant. La comparaison des deux cas permet de mettre en évidence le rôle de l'onde impulsionale sur le préchauffage de la chambre et sur le déplacement de l'arc.

Mots clés : éclateur, arc électrique, modèle.
DOI : 10.52497/jitipee.v9i2.385

Introduction

En raison de l'utilisation croissante de composants électroniques, les équipements électriques, qu'ils soient domestiques ou industriels, deviennent de plus en plus sensibles aux surtensions. L'utilisation de parafoudres s'avère donc indispensable pour assurer la protection des installations basse tension contre les surtensions d'origine foudre ou industrielles. Les parafoudres se composent d'un ou de plusieurs composants non linéaires dont l'éclateur. Les éclateurs sont généralement constitués de deux électrodes séparées par une faible distance (de l'ordre du millimètre). Lorsqu'une tension électrique suffisamment élevée est appliquée aux électrodes, une étincelle se produit conduisant à la création d'un arc électrique. Cet arc, de faible résistance (environ 0.1Ω), établit un court-circuit entre les électrodes, permettant le passage du courant de choc à travers l'éclateur. Une fois l'arc éteint, le gaz entre les électrodes retrouve ses propriétés isolantes. Dans la réalité, après le passage de l'onde impulsionale de courant de foudre, l'arc ne s'éteint pas instantanément. Il existe en effet une connexion à faible impédance entre les phases actives et la liaison équipotentielle, qui permet au courant du réseau d'exister après le processus de décharge. Ce courant, que l'on appelle courant de suite [1], continue de circuler à travers l'éclateur. Ce courant peut atteindre des kilos ampères et peut devenir problématique car les dispositifs de protection contre les surintensités (exemple : fusible) en amont peuvent se déclencher et conduire à une déconnexion du système d'alimentation.

Au fil des années, plusieurs configurations ont été utilisées pour s'affranchir de ce problème. Ainsi des éclateurs à gaz [2][3] sont couplés avec des varistances. Les éclateurs déchargent les surtensions vers la terre, tandis que les varistances sont utilisées pour limiter le courant. Le problème avec ce type de configuration (éclateur + varistance) provient de la tension résiduelle aux bornes de la varistance, qui est souvent trop élevée (nettement supérieure à la tension du réseau), ce qui peut entraîner une surtension. D'autres configurations [4-7] utilisent des éclateurs à air incluant une chambre de fractionnement d'arc ou chambre d'extinction. La distance entre les électrodes augmente de manière asymétrique [4-7]. La chambre comporte de nombreuses plaques séparatrices dans lesquelles l'arc va être divisé augmentant ainsi sa tension et limitant le courant de suite. Le point faible de ce type d'éclateur vient de sa tension d'amorçage. La norme [8] impose une tension d'amorçage inférieure à 1.5 kV pour ces dispositifs. Sans l'utilisation d'une unité de déclenchement, la tension de claquage de l'air peut facilement dépasser cette limite autorisée. L'objectif est donc de concevoir un éclateur à gaz intégrant une chambre de fractionnement d'arc, afin de s'affranchir de ces faiblesses. L'utilisation d'un éclateur à gaz implique l'encapsulation du dispositif, ce qui permet alors de jouer sur le type de gaz et sur la pression pour ajuster la tension d'amorçage. Par ailleurs, l'ajout d'une chambre de fractionnement d'arc permet de contrôler la tension de limitation du courant de suite grâce aux plaques séparatrices.

Pour réussir la limitation du courant dans un tel dispositif, l'arc doit se déplacer de la zone d'amorçage jusqu'à la chambre de fractionnement pour être segmenté et cela le plus rapidement possible. Dans le but d'optimiser ce déplacement de l'arc, un modèle a été développé, sans inclure pour l'instant l'étude du fractionnement.

Dans une première partie nous présenterons le modèle utilisé, puis les résultats obtenus lorsque seul le courant de suite est appliqué. Ces résultats seront comparés à des résultats expérimentaux dans une deuxième partie. Enfin dans une troisième partie, une onde de courant 8/20 ms est imposée en amont du courant de suite afin d'en étudier son influence.

1. Présentation du modèle

1.1. Préambule

Les travaux que l'on a réalisés sont axés sur la mise en place d'un modèle pour simuler le déplacement d'un arc électrique. Pour que le problème soit traité numériquement, il est nécessaire de discréteriser le milieu continu que l'on souhaite simuler afin de linéariser les équations différentielles qui le décrivent. Pour cela, nous utilisons le logiciel commercial Ansys Fluent qui est basé sur la Méthode des Volumes Finis (FVM). Cette méthode repose sur la discréétisation du domaine de calcul en volumes de contrôle, où sont définis les centres des mailles et les différentes faces. Le choix de ce logiciel se justifie par les travaux antérieurs menés par l'équipe sur des configurations de disjoncteurs basse tension qui présentent une certaine analogie avec les parafoudres mais aussi par l'aptitude de la méthode FVM à conserver les flux qui peuvent s'avérer élevés dans le domaine des plasmas thermiques. Les logiciels commerciaux sont aussi souvent « préférés » dans le cadre de partenariats industriels car ils permettent un suivi à long terme des développements, une maintenance et un support technique qui dépasse le cadre de la durée de l'étude.

Dans le cas d'un plasma thermique, il est essentiel d'intégrer dans le modèle les propriétés thermodynamiques et de transport du gaz, qui dépendent fortement de la température et de la pression. Ces propriétés sont introduites dans ANSYS Fluent à l'aide de fonctions définies par l'utilisateur (UDF - User Defined Functions) [9]. Le modèle est basé sur l'approche magnétohydrodynamique (MHD), qui couple les équations fluides (conservation de la masse, quantité de mouvement et énergie) avec les équations électromagnétiques. Pour réaliser ce couplage, il est nécessaire d'introduire dans le solveur des grandeurs électromagnétiques spécifiques telles que le potentiel électrique ou le champ magnétique au travers de scalaires (Figure 1.) définis par l'utilisateur (User Defined Scalars).

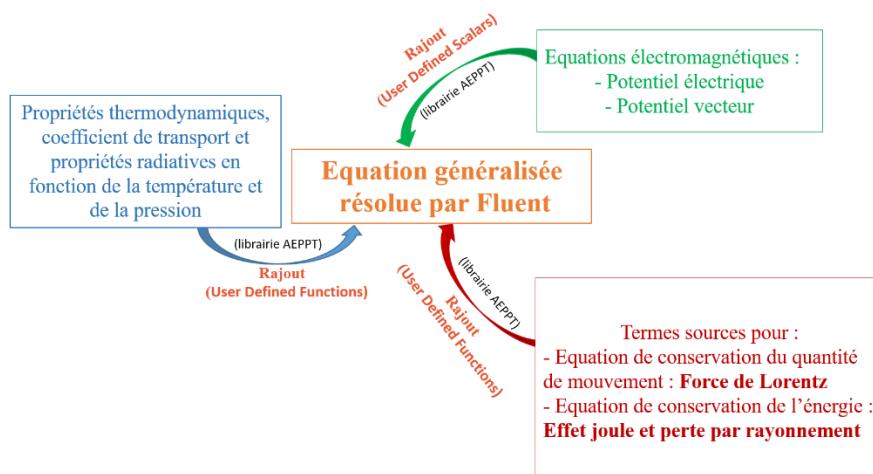


Figure 1 : Utilisation des UDF (User Define Function)

L'utilisation des UDF permet également d'intégrer les phénomènes liés au plasma, tels que l'effet Joule, le rayonnement ou encore les forces électromagnétiques, à travers l'ajout de termes sources dans les équations de conservation.

1.2 Hypothèses, géométrie et équations

1.2.1 Hypothèses

Le plasma est assimilé à un fluide à l'équilibre thermodynamique local (ETL) et donc représenté par une seule température. Cette dernière hypothèse a aussi été utilisée pour le calcul des propriétés thermodynamiques et radiatives et des coefficients de transport. Ces données proviennent de calculs internes réalisés dans notre équipe [10]. Nous donnons ci-dessous les espèces considérées pour le calcul de la composition permettant par la suite de calculer les coefficients de transport et les propriétés thermodynamiques.

Air	N, N ⁺ , N ⁺² , O, O ⁺ , O ⁺² , O ⁻ , C, C ⁺ , C ⁺² , C ⁻ , Ar, Ar ⁺ , Ar ⁺² , N ₂ , N ₂ ⁺ , NO, NO ⁺ , O ₂ , O ₂ ⁺ , C ₂ , CO, N ₂ O, NO ₂ , CO ₂ , e ⁻ .
-----	--

Le fluide que l'on considérera en régime laminaire sera décrit dans une configuration tridimensionnelle (3D) et en régime transitoire. Pour le rayonnement nous utiliserons le coefficient d'émission nette qui est une propriété tabulée en fonction de la température et de la pression considérant une sphère homogène de rayon 5 mm. Bien que l'ETL soit considéré pour la modélisation du milieu plasma, des zones, notamment proches des électrodes ou bien en périphérie de l'arc, peuvent présenter des écarts à l'équilibre. Les zones périphériques même si elles ne sont pas aussi bien décrites ne jouent pas considérablement dans la description et le comportement du milieu, cependant, les zones proches de l'accrochage des pieds d'arc nécessitent un traitement spécial. Ces zones appelées « gaines » comportent des chutes de tension importantes qui dans le cadre de la description d'une limitation de courant sont prépondérantes. Leur prise en compte est donc indispensable pour décrire la montée de la tension (Cela sera d'autant plus vrai lors de la représentation de la chambre de segmentation). Cependant la modélisation rigoureuse de ces zones fait intervenir une physique particulière pour décrire le plasma en déséquilibre et il n'existe pas à notre connaissance de travaux permettant leur description en 3D. Nous contournons donc le problème en mettant en place un modèle de résistivité basé sur les travaux de Mutzke et al [11]. Cette méthode consiste à imposer une conductivité effective sur les zones proches des électrodes, définie par l'équation :

$$\sigma_{eff} = J \frac{\Delta y}{\Delta U} \quad (1)$$

Où J est la densité de courant, Δy l'épaisseur de la gaine, ΔU une chute de tension issue de mesures expérimentales réalisées sur des séparateurs en cuivre en fonction de la densité de courant [11]. Cette méthode permet, lors du passage du courant dans le matériau, de considérer une chute de tension supplémentaire qui se rajoutera à la tension de la colonne de l'arc.

Nous ne modélisons pas l'amorçage de l'arc, supposant que l'arc est déjà établi. Ainsi, pour initier la décharge, un canal conducteur a été créé avec une température arbitraire de 15 kK à pression atmosphérique. Différents tests ont permis de montrer que le choix de cette température n'avait aucune influence sur les résultats. Elle doit cependant être assez élevée pour avoir une conductivité électrique suffisante pour maintenir la décharge ($\sigma \approx 8\ 156.4\ S/m$ à $T = 15\ kK$ et $P=1\ atm.$).

Le gaz plasmagène utilisé dans le modèle est de l'air pur à pression atmosphérique. Nous négligeons donc la présence d'éventuelles vapeurs métalliques et plastiques. Les formes de courants observées lors des tests réalisés sur l'éclateur sont caractérisées par une onde de courant 8/20 μs , 10/350 μs , ou 10/1000 μs . Dans cette notation, les premiers chiffres respectivement 8, 10 μs représentent le temps de montée pour arriver à l'amplitude maximale et le second chiffre, respectivement 20, 350 et 1000 μs le temps de décroissance pour arriver à 50% du maximum.

Notre objectif est de comparer les résultats de la modélisation avec les mesures obtenues sur notre banc expérimental. Les résultats expérimentaux ont été réalisés pour une onde 8/20 μs . Cette onde conduit expérimentalement dans notre circuit à un courant de suite de 250 A. Ainsi dans la modélisation le courant de suite de 250 A sera appliqué en considérant (Figure 7) ou pas (Figure 5) l'onde 8/20 μs .

Lors de l'application de l'onde impulsionale, plutôt que d'interpoler les valeurs de l'intensité expérimentale suivant le temps afin d'en déduire l'intensité, l'onde 8/20 μs , en accord avec la littérature [12] sera représentée par :

$$I(t) = A \cdot I_p \cdot t^3 \cdot \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right) \quad (2)$$

Où t est le temps en μs , I_p : la valeur maximale du courant (dans notre cas : 5kA), $A = 0.01243\ (\mu s)^3$ et $\tau = 3.911\ \mu s$.

1.2.2. Géométrie et maillage

La figure 2 montre, respectivement côtés gauche et droite, la configuration et le maillage de notre géométrie, pour l'instant sans les séparateurs.

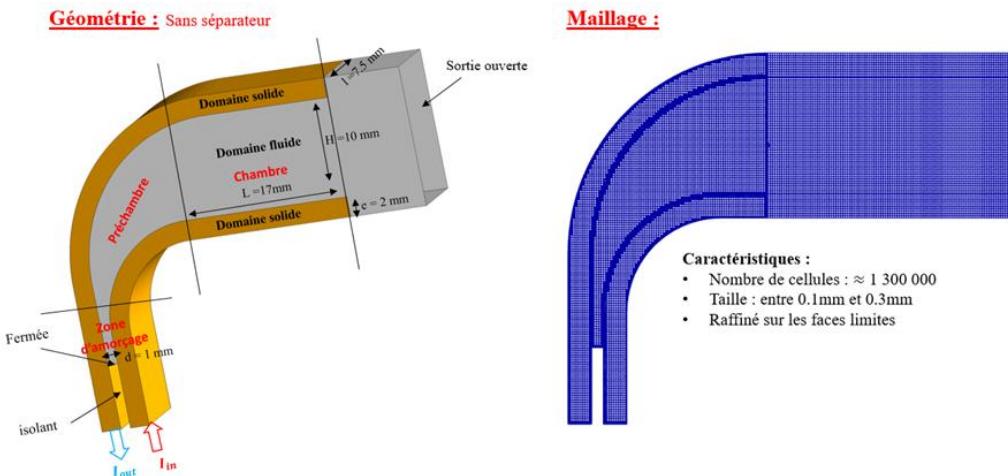


Figure 2 : Géométrie et maillage

On a défini une zone d'amorçage avec une distance inter électrodes $d = 1$ mm, s'ouvrant progressivement vers la sortie (préchambre) et une chambre de dimension $L = 17$ mm, $l = 7.5$ mm et $H = 10$ mm. L'épaisseur des électrodes est de 2 mm.

La construction du maillage, qui comprend deux électrodes (domaine solide) et un domaine fluide, a été faite à l'aide de l'outil ICEM CFD. Le maillage est constitué de 1.3 million de cellules. Une étude de sensibilité a permis de conforter le choix du maillage retenu et du pas de temps de calcul choisi pour l'étude temporelle. Typiquement les dimensions des mailles sont de $8 \cdot 10^{-3}$ mm³. La description des électrodes permet de modéliser la circulation du courant, de son entrée (I_{in}) jusqu'à sa sortie (I_{out}). La partie fluide comportera le gaz ambiant plus ou moins ionisé (plasma) par la présence de l'arc électrique. La figure 2 (droite) montre une coupe du maillage réalisé dans le plan milieu. Comme on peut le voir sur la géométrie, sur le fond de la zone d'amorçage, une portion de la géométrie n'est pas modélisée. Cette zone correspond à la position d'un isolant qui empêche les amorçages intempestifs trop près des conducteurs d'entrée.

1.2.3. Equations

Pour représenter l'évolution des grandeurs, le logiciel Ansys @Fluent résout des équations de conservation sous la forme généralisée donnée par l'équation (3). L'équation généralisée résolue par Fluent (Volumes finis) est donnée par :

$$\frac{\partial(\rho\phi)}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot (\rho\vec{v}\phi) = \vec{\nabla} \cdot (\Gamma_\phi \vec{\nabla}(\phi)) + S_\phi \quad (3)$$

Dans cette équation, on a respectivement un terme temporel, un terme convectif, un terme diffusif et le terme source, avec ϕ la grandeur à calculer, Γ_ϕ le coefficient de diffusion, ρ la densité de masse, \vec{v} le vecteur vitesse. Cette équation généralisée permet de décrire l'ensemble des équations ci-dessous après ajustement des différents termes :

- Equation de conservation de la masse :

$$\frac{\partial\rho}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot (\rho\vec{V}) = 0 \quad (4)$$

A titre d'exemple, mais cela ne sera pas décrit pour les autres équations, à partir de l'équation généralisée nous retrouvons l'équation de la masse (4) en considérant $\phi = 1$, pas de terme diffusif et pas de terme de source.

- Equation de conservation de la quantité de mouvement :

$$\frac{\partial(\rho\vec{V})}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot (\rho\vec{V}\vec{V}) = -\vec{\nabla} p + \vec{\nabla} \cdot \vec{\tau} + \vec{J} \times \vec{B} + \rho\vec{g} \quad (5)$$

Où $\vec{J} \times \vec{B}$ représente la force de Laplace (produit de la densité de courant par le champ magnétique), \vec{g} l'accélération de la pesanteur, le tenseur des contraintes visqueuses $\vec{\tau}$.

- Equation de conservation de l'énergie :

$$\frac{\partial(\rho h)}{\partial t} + \vec{V} \cdot (\rho \vec{V} h) = \vec{V} \cdot \left(\frac{K}{C_p} \vec{V} h \right) + \frac{\vec{J}^2}{\sigma} - S_{rad} + \frac{5}{2} \frac{k_b}{e} \vec{J} \cdot \vec{V} \left(\frac{T}{C_p} \right) \quad (6)$$

Où $\frac{\vec{J}^2}{\sigma}$ représente l'effet joule (rapport du carré de la densité de courant sur la conductivité électrique), K la conductivité thermique, C_p la chaleur spécifique à pression constante, h l'enthalpie, k_b la constante de Boltzmann, e la charge élémentaire, T la température, S_{rad} les pertes radiatives qui sont données par la méthode du coefficient d'émission nette :

$$S_{rad} = 4\pi\varepsilon_N \quad (7)$$

Où ε_N représente le coefficient d'émission nette calculé pour $R_p = 5\text{mm}$.

Pour la description des phénomènes électromagnétiques du plasma, il est nécessaire, en plus des équations du fluide, de résoudre l'équation du potentiel électrique et les équations du potentiel vecteur.

$$\vec{V} \cdot (\sigma \vec{V} V) = 0 \quad (8)$$

L'équation (8) est utilisée pour calculer le champ électrique donnée dans l'équation suivante (9), ici sans le terme temporel (pseudo stationnaire) :

$$E^\rightarrow = -\nabla^\rightarrow V \quad (9)$$

La loi d'Ohm généralisée (10) s'écrit :

$$\vec{E} + \vec{v} \wedge \vec{B} = \frac{\vec{J}}{\sigma} - \frac{\vec{J} \wedge \vec{B}}{n.e} - \frac{\vec{V} \cdot P_e}{n.e} + \frac{m_e}{n.e^2} \frac{\partial \vec{J}}{\partial t} \quad (10)$$

Nous avons comparé chacun des termes de l'expression (10) avec le terme résistif $\frac{\vec{J}}{\sigma}$. Les résultats ont montré que tous les termes étaient négligeables pour une amplitude de courant de 5 kA, dans le cadre d'une onde 8/20 μs . En revanche, il convient de rester vigilant au-delà de 5 kA, car le terme lié à l'effet Hall $\frac{\vec{J} \wedge \vec{B}}{n.e}$ devient non négligeable et doit être pris en compte. Finalement, une expression simplifiée de la loi d'Ohm a été utilisée, dont l'équation est la suivante :

$$\vec{J} = \sigma \vec{E} \quad (11)$$

Le champ magnétique est calculé à l'aide du potentiel vecteur \vec{A} :

$$\vec{B} = \vec{V} \times \vec{A} \quad (12)$$

Où \vec{A} est obtenu par l'équation :

$$\Delta \vec{A} = -\mu_0 \vec{J} \quad (13)$$

Cette formulation du potentiel vecteur permet d'obtenir localement la contribution du champ magnétique.

Cela demande néanmoins une équation de fermeture qui dans notre cas sera donnée en condition aux limites par la formulation de Biot et Savart [13-14] :

$$\vec{A}(\vec{r}) = \frac{\mu_0}{4\pi} \iiint \frac{\vec{J}(\vec{r}')}{|\vec{r}-\vec{r}'|} dr'^3 \quad (14)$$

Où μ_0 est la perméabilité magnétique du vide, \vec{r} la position du point où l'on veut calculer le champ magnétique et \vec{r}' la position de l'élément de courant contribuant à ce champ magnétique.

1.2.4. Conditions aux limites

Pour chacune des équations mentionnées précédemment, nous devons définir des conditions aux limites pour les fermer. Celles-ci sont reportées sur le tableau de la figure 3. Pour injecter le courant dans les rails, nous avons appliqué une condition limite de flux de densité de courant ($J = I/S$) sur la surface arrière de l'électrode du bas (In) et un potentiel électrique nul sur celle du haut (Out). Ainsi sur le tableau de la figure 3, la terminologie In/Out représente l'entrée et la sortie du courant.

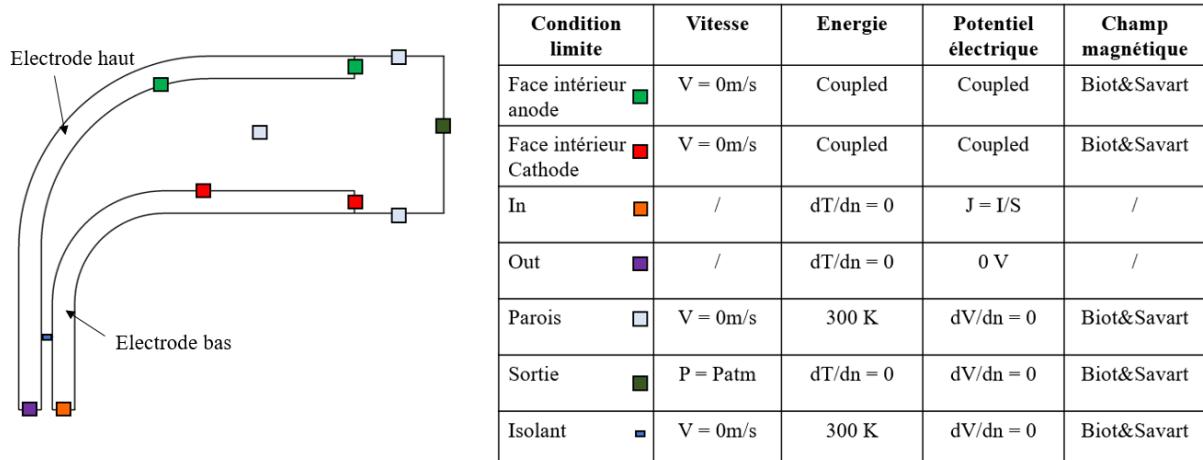


Figure 3 : Condition aux limites

Avec une sortie ouverte, et ne sachant présager de la direction de la convection, l'ouverture vers la pression atmosphérique mentionnée « Sortie » peut aussi bien être une entrée de fluide en cas de dépression qu'une sortie en cas de surpression. Avec le logiciel Ansys Fluent que nous utilisons, cette condition à la limite est nommée « Pressure Inlet ». L'ensemble des parois (Electrodes, isolant) sont imposées à une vitesse nulle. Finalement les conditions aux limites transcrisées ici en termes de température sont aussi rappelées.

2. Résultats

Nous étudions successivement deux cas le premier courant concerne le courant de suite sans l'onde de courant impulsionale et le second une onde de courant (8/20 μs – 5kA) et le courant de suite.

2.1. Cas 1 : Courant de suite sans l'onde de courant impulsionale

2.1.1 Résultats du cas 1

Pour ces calculs temporels, le pas de temps a été pris à 10^{-5} s en effectuant 1000 sous itération par pas de temps. Initialement en nous basant sur des modélisations antérieures de description de déplacement d'arc dans différentes configurations nous avons pris un pas de temps de 5.10^{-4} s. Cependant nous n'avions pas d'onde impulsionale avec des montées de courant aussi « rapide », nous avons donc fait une étude de sensibilité en décrivant la même modélisation avec des pas de temps de 5.10^{-4} s, 10^{-5} s, 5.10^{-6} s. Il s'est avéré que la description du déplacement de l'arc avec 5.10^{-4} s présentait certains « légers » mouvement non pris en compte par comparaison avec 10^{-5} s et que par contre ces derniers résultats étaient en parfaite adéquation avec ceux obtenus avec 5.10^{-6} s. Nous avons donc retenu pour l'onde de courant impulsionale $8/10 \mu\text{s}$ un pas de temps pour la description des phénomènes de 10^{-5} s.

La figure 4 montre le comportement de l'arc lors de l'application dans le modèle d'une demi-alternance de courant de suite. Cette allure du courant issue de l'expérience est représentée sur la figure 5. Expérimentalement, un ressort placé entre les électrodes a été utilisé pour faciliter l'amorçage de l'arc. La position initiale du canal conducteur dans le modèle correspond à la position de ce ressort. Afin de décrire le mouvement du plasma, sur la figure 4 nous avons illustré une iso-surface de température de 10 kK, colorée selon le contour de la densité de courant.

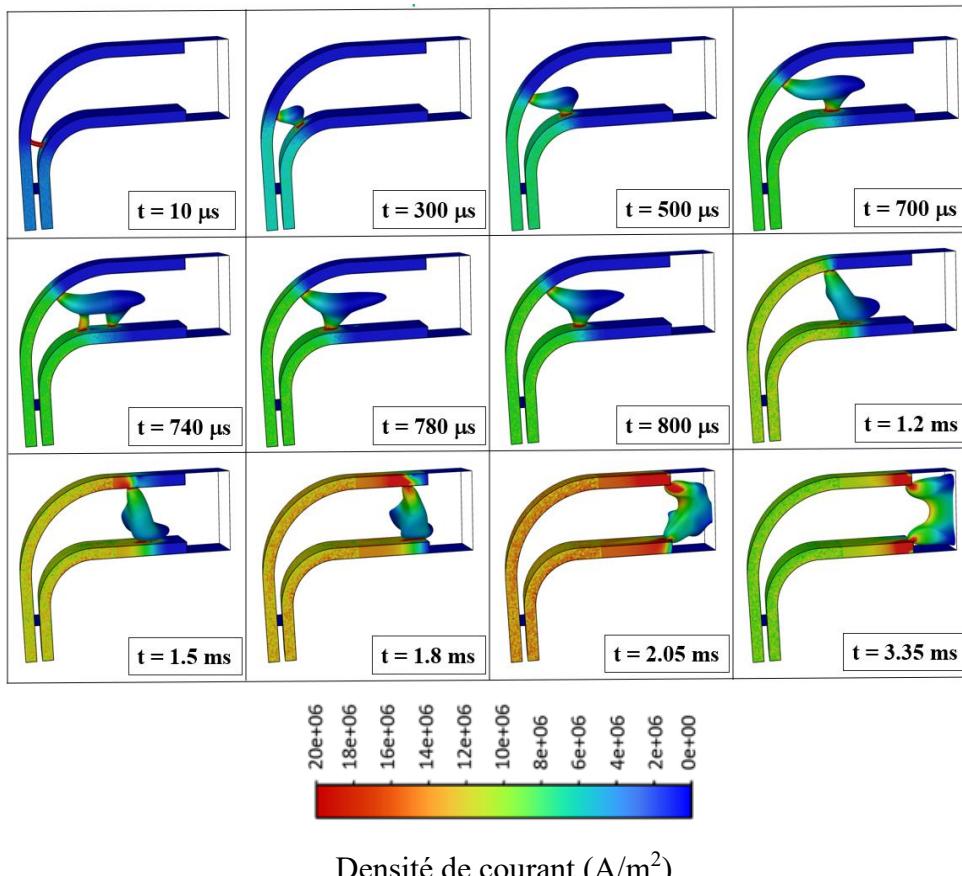


Figure 4 : Déplacement de l'arc lors du courant de suite

De 10 µs à 800 µs, l'arc se déplace dans la préchambre en s'allongeant. Cela est dû aux forces de Laplace et de pression qui s'exercent sur la colonne d'arc. Les valeurs les plus élevées de densité de courant se situent au niveau des zones proches des électrodes là où la section de passage est la plus étroite.

À $t = 700$ µs, on observe que le pied d'arc sur l'électrode du bas est en avance par rapport à celui de l'électrode du haut. La colonne d'arc va chauffer une partie du voisinage de l'électrode du bas, augmentant ainsi la conductivité électrique de cette zone. Par conséquent, un nouveau pied d'arc apparaît à $t = 740$ µs. Ce phénomène provoque un réamorçage vers l'arrière, comme on peut le voir à $t = 780$ µs, où le pied d'arc revient vers l'entrée de la chambre.

Entre 800 µs et 2 ms, l'arc se déplace dans la chambre avec un mouvement relativement uniforme. Puis, vers $t = 2.05$ ms, les pieds d'arc s'accrochent à l'extrémité des électrodes et l'arc commence à se galber vers l'extérieur.

Sur la figure 5, on retrouve côté gauche les résultats du modèle avec la variation de l'intensité du courant issue de l'expérience (en rouge) qui est appliquée au modèle ainsi que la tension résultante (en bleu), et côté droit la variation de tension mesurée expérimentalement.

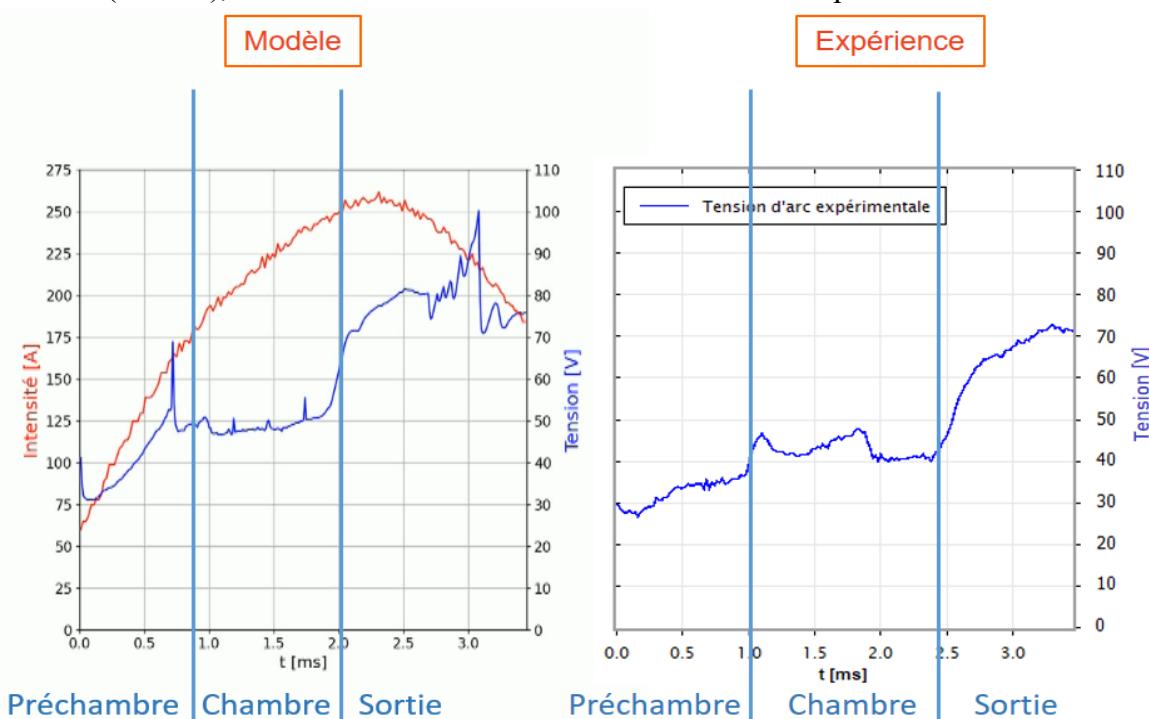


Figure 5 : Comparaison de la tension obtenue par le modèle et celle issue de l'expérience

Dans la préchambre, on peut observer que la tension de l'arc augmente progressivement à mesure que l'arc se déplace vers la chambre en raison de son allongement. Sur la figure 5 (modèle), le phénomène de réamorçage observé entre 700 µs et 780 µs se traduit par une chute de tension allant de 70 V à 48 V. En comparant les tensions d'arc obtenues par notre modèle avec celles de l'expérience, on retrouve des variations similaires : une augmentation progressive dans la préchambre, une faible variation dans la chambre, puis une hausse marquée à la sortie de celle-ci. Au niveau de la préchambre la tension décrite par le modèle varie de 30 V à 50 V contre 30 à 40 V expérimentalement. La tension étant le « reflet » des pertes, il semblerait que

celles-ci soient légèrement surestimées par le modèle. Dans la chambre la tension reste pratiquement constante dans les deux cas et conserve la valeur de sortie de préchambre. Enfin dans la dernière zone dite de « sortie », le modèle indique une tension maximale de 60 V contre 70 V dans le cas expérimental. Le différentiel de 10 V est donc conservé dans l'ensemble du déplacement.

Concernant la durée du déplacement de l'arc, la figure 5 montre les temps caractéristiques de transition d'une zone à l'autre. L'arc met 800 µs (modèle) contre 1 ms (expérience) pour traverser la préchambre. Dans la chambre, la durée de déplacement est de 1.2 ms (modèle) contre 1.4 ms (expérience) pour aller de l'entrée à la sortie.

2.2. Cas 2 : Onde de courant 8/20 µs – 5kA + courant de suite (demi-alternance de courant de 250A)

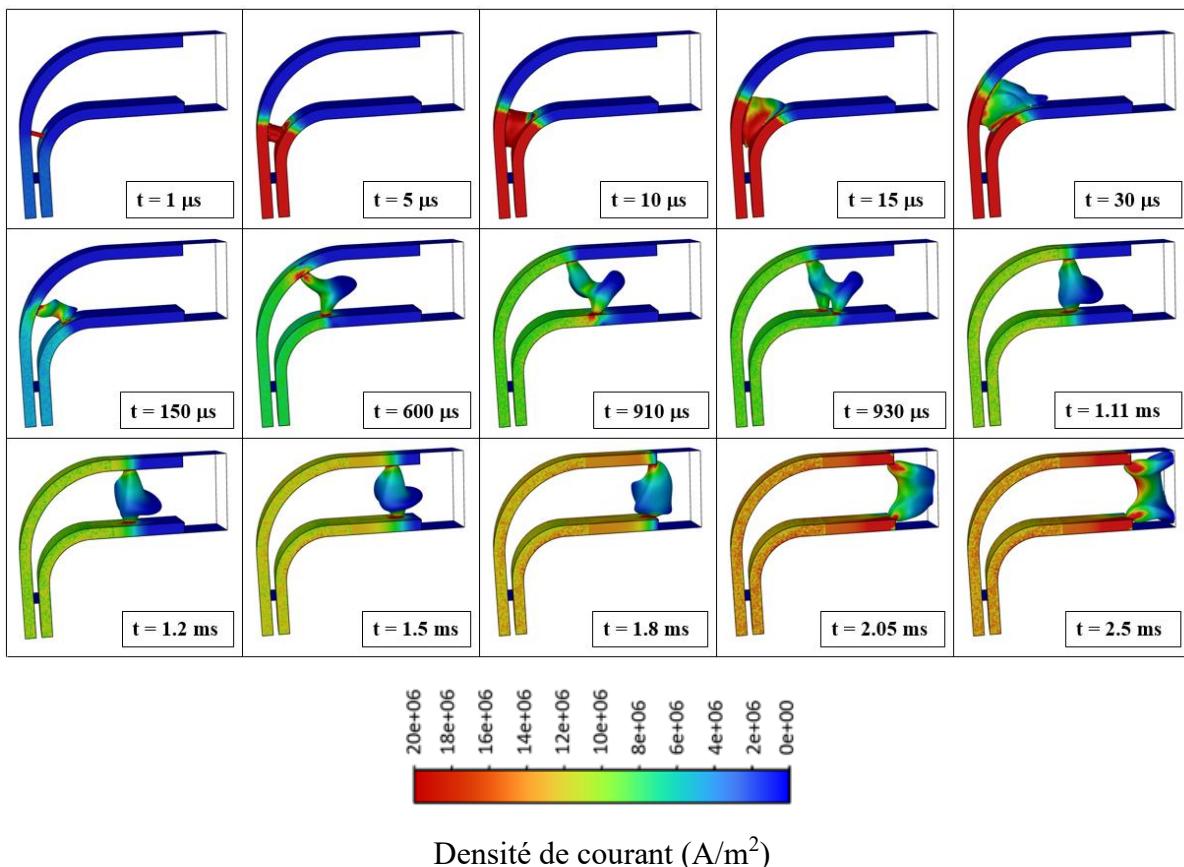


Figure 6 : Influence de l'onde 8/20 µs sur le déplacement de l'arc

Il existe différents mécanismes pour engendrer le déplacement de l'arc : les forces de pression et les forces de Lorentz. Les forces de pression agissent dans les premiers instants dans la phase de création de l'arc et viennent pousser l'arc vers la sortie. Dans la configuration que nous présentons, la sortie est ouverte, il n'y a donc pas de rebond de l'onde de pression sur la paroi arrière. Dans certaines géométries, notamment celles totalement fermées, la maîtrise de cette onde est prépondérante afin qu'elle ne vienne pas influer sur le déplacement de l'arc. La force

de Lorentz provient de la boucle de courant formée par la circulation du courant dans les électrodes et dans le plasma. Cette circulation du courant combinée au champ magnétique auto-induit produit la force qui contribue au déplacement de l'arc vers la sortie. Ainsi il existe une corrélation entre la valeur du courant et l'intensité de cette force qui engendre le mouvement de l'arc.

Dans cette section, nous utilisons le modèle afin de voir la conséquence de l'application de l'onde impulsionale sur le courant de suite. La procédure d'amorçage est identique à la précédente. En effet la phase de « claquage » ou « breakdown » qui correspond à une phase de transition entre le pré-claquage et la phase d'arc lors de l'application d'une onde impulsionale de courant ne dure que quelques nanosecondes [16]. Nous considérerons donc que cette phase est déjà passée et que les premiers instants correspondent à la « phase d'arc », là où le milieu est suffisamment chaud et conducteur.

Sur la figure 6, nous présentons l'influence de l'onde de courant impulsionale et du courant de suite sur le comportement du plasma. Comme pour le cas précédent, une iso-surface de température de 10 kK est représentée, colorée par le contour de la densité de courant, afin d'observer le déplacement de l'arc.

Les premiers instants sont marqués par le passage de l'onde de courant, avec un rayon de plasma qui augmente progressivement à mesure que le courant croît, comme on peut l'observer à $t = 5 \mu\text{s}$ et $t = 10 \mu\text{s}$. Vers $t = 10 \mu\text{s}$, l'amplitude maximale de l'onde de courant est atteinte. Durant cette période, l'énergie transférée est importante ($\sim 2.25 \text{ J}$), ce qui entraîne un échauffement du plasma qui s'étend dans toute la préchambre. La concentration de gaz chauds dans la préchambre augmente localement la température du milieu et donc sa conductivité électrique. Ces conditions favorisent la formation de plusieurs pieds d'arc, comme on peut le voir à $t = 30 \mu\text{s}$, où plusieurs d'entre eux s'accrochent à la surface des électrodes, malgré la diminution du courant. Vers $t = 150 \mu\text{s}$, après le passage de l'onde de courant, l'arc se positionne sur une partie de la courbure des électrodes, juste avant l'entrée de la chambre. Cette position peut être bénéfique, car elle réduit la distance que l'arc devra parcourir pour entrer dans la chambre.

En comparant le temps mis par l'arc pour traverser la préchambre, on constate qu'il y reste $800 \mu\text{s}$ sans l'onde de courant (Figure 6), contre seulement $600 \mu\text{s}$ avec l'onde impulsionale (Figure 7).

Lorsque l'arc commence à pénétrer dans la chambre vers $t = 600 \mu\text{s}$, son évolution est similaire à celle observée précédemment, avec des plages de tension comparables (Figure 7). Le déplacement de l'arc dans la chambre reste relativement uniforme, bien que l'on observe un phénomène de réamorçage entre $910 \mu\text{s}$ et 1 ms . Par la suite, la tension augmente lorsque l'arc commence à sortir de la chambre, aux alentours de 1.8 ms , passant de 50 V à 80 V .

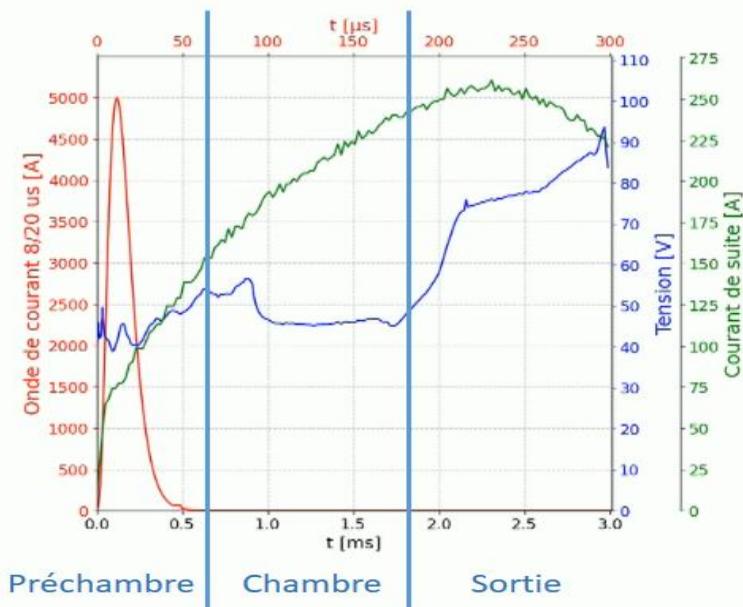


Figure 7 : Courbe de tension et de courant d'un cas onde de courant + courant de suite

Si on compare le temps de déplacement de l'arc dans la chambre, on ne trouve pas une différence notable. Sans l'onde de courant impulsionnelle 8/20 μ s, l'arc commence à entrer dans la chambre vers 800 μ s et sort vers 2 ms (soit un temps de séjour de 1.2 ms). Avec l'onde impulsionnelle, il parcourt la chambre de 600 μ s à 1.8 ms (soit 1.2 ms).

Finalement, le comportement de l'arc lors du courant de suite est plus ou moins le même avec ou sans l'onde de courant. On peut toutefois noter que l'onde de courant permet à l'arc de s'amorcer directement à l'entrée de la chambre ce qui donne une avance de 200 μ s sur le temps de déplacement de l'arc.

Conclusion

Dans cet article, la première partie a été consacrée à la présentation du modèle. Une attention particulière a été portée aux différents termes de la loi d'Ohm ainsi qu'au temps de passage vers la phase d'arc. Finalement l'étude des différents termes a montré qu'une loi d'Ohm « réduite » pouvait être utilisée et que la phase de passage à l'arc, qui ne dure que quelques nanosecondes, pouvait être négligée.

Concernant les résultats, deux cas ont été comparés. Le premier montre le comportement de l'arc lors de l'application d'une demi-alternance de courant de 250 A (courant de suite), sans l'onde impulsionnelle. L'arc se déplace en s'allongeant et parcourt la préchambre et la chambre pendant 2 ms. Les valeurs et la tendance des tensions obtenues à partir du modèle ont été comparées à celles issues de l'expérience. Les résultats du modèle ont montré une bonne concordance avec ceux de l'expérience. Le deuxième cas présente l'influence d'une onde de courant impulsionnelle de type 8/20 μ s suivie d'un courant de suite. Cette onde chauffe la préchambre et positionne l'arc directement à l'entrée de la chambre et lui permet de traverser la préchambre et la chambre plus rapidement.

Ici, bien que la présence de l'onde de courant facilite le déplacement de l'arc, il convient de souligner que la position de l'arc après le passage de l'onde reste très aléatoire. L'arc peut en effet se positionner directement à l'entrée de la chambre ou revenir vers sa position initiale, car toutes les zones de la préchambre deviennent favorables à son accrochage en raison du préchauffage. Si un tel phénomène se produit, le déplacement de l'arc pourrait être retardé. Afin d'éviter ce comportement, une optimisation du design devra être envisagée dans la poursuite de nos travaux.

Références

- [1] B. Schottel, T. Kopp, J. E. Schmutz, (2014), « Investigations on the influence of surge current on plasma in a model spark gap », Technische Universität Braunschweig, Institute for High Voltage Technology and Electrical Power Systems, 38106 Braunschweig, Germany.
<https://doi.org/10.1109/ICLP.2014.6973350>
- [2] Y. Gannac, G. Leduc, C. D. Pham, V. Crevenat, (2021), « 8/20 and 10/350 surges behaviour of a Gas Discharge Tube according to gas pressure », Electric Power Systems Research.
<https://doi.org/10.1016/j.epsr.2021.107302>
- [3] C. D. Pham, V. Crevenat, Y. Gannac, (2021), « Empirical Model of the Impulse Voltage-Time Characteristic of Gas Discharge Tube », 35th International Conference on Lightning Protection.
- [4] A. Ehrhardt, S. Schreiter, L. Huttner, (2012), « Basic problems and solution of the encapsulation of a low-voltage spark gap with arc splitter chamber », Journal of Electrical Engineering, Vol. 63, n° 2, 103–108.
<https://doi.org/10.2478/v10187-012-0015-9>
- [5] A. Ehrhardt, S. Beier, (2014) « New Deion Chamber for Encapsulated Switchgear », CEC, 27th International Conference on Electrical Contacts.
- [6] A. Ehrhardt, S. Olga, (2020), « Surge protection device digital prototyping », Conference ICEC 2020 - 30th International Conference on Electrical Contacts.
- [7] S. Ait-Amar, J. B. Ducourneau, G. Serrie, (2009), « Arc Extinguishing Method of SPD Type 1 », IEEE Transactions on Dielectrics and Electrical Insulation Vol. 16, No. 3.
<https://doi.org/10.1109/TDEI.2009.5128510>
- [8] IEC 61643-11: 2011-03: (2011) « Low-voltage SPDs - Part 1: SPDs connected to low-voltage power distribution systems - Requirements and tests ».
- [9] ANSYS, (2023), Ansys Fluent Theory Guide Release 2023 R2.
- [10] A. Harry Solo, P. Freton and J.J. Gonzalez « The Virial Effect -Applications for SF6 and CH4 Thermal Plasmas», Appl. Sci. 2019, 9, 929.
<https://doi/10.3390/app9050929>
- [11] A. Mutzke, T. Rüther, M. Lindmayer, and M. Kurrat, (2010), « Arc behavior in low-voltage arc chambers », EPJ Appl. Phys., vol. 49, no 2.
<https://doi/10.1051/epjap/2010001>.

[12] Mahesh Edirisinghe, (2014), « Nonlinear Load and RLC Pulse Shaping Surge Generator Models in Simulation Environment », International Letters of Chemistry, Physics and Astronomy Vol. 36 (2014) pp 334-347.

<https://doi/10.18052/www.scipress.com/ILCPA.36.334>

[13] L. Z. Schlitz, S. V. Garimella, S. H. Chan, (1999), « Gas dynamics and electromagnetic processes in high-current arc plasmas. Part I. Model formulation and steady-state solutions », J. Appl. Phys, pp2540-2546.

<https://doi.org/10.1063/1.369572>

[14] L. Z. Schlitz, S. V. Garimella, S. H. Chan, (1999), « Gas dynamics and electromagnetic processes in high-current arc plasmas. Part II. Effects of external magnetic fields and gassing materials », J. Appl. Phys, pp2540-2546.

<https://doi.org/10.1063/1.369573>

[15] P. Freton, J.J. Gonzalez, M. Masquère, Frank Reichert, (2011), « Magnetic field approaches in DC thermal plasma modelling », J. Phys. D. Appl. phys., 44, p 345202

<https://dx.doi.org/10.1088/0022-3727/44/34/345202>

[16] R. Maly et M. Vogel, (1979), « Initiation and propagation of flame fronts in lean CH₄-air mixtures by the three modes of the ignition spark », Symp. Int. Combust., vol. 17, no 1, p.821-831.

[https://doi.org/10.1016/S0082-0784\(79\)80079-X](https://doi.org/10.1016/S0082-0784(79)80079-X)