RÉPUBLIQUE ALGÉRIENNE DÉMOCRATIQUE ET POPULAIRE MINISTÈRE DE L'ENSEIGNEMENT SUPÉRIEUR ET DE LA RECHERCHE SCIENTIFIQUE

UNIVERSITÈ DES SCIENCES ET DE LA TECHNOLOGIE HOUARI BOUMEDIENE

Faculté d'Electronique et d'Informatique



## THÈSE

Présentée en Vue de l'obtention du diplôme de DOCTORAT EN : ELECTRONIQUE Spécialité : Electrotechnique

Par: Abderrahmane ZIANI

Sujet

# Etude de l'arc électrique dans les appareils de coupure de haute et moyenne tension

Soutenue le 01/07/09, devant la commission d'examen composée de :

A. BOUBAKEUR	Professeur, E.N.S.P	Président
H. MOULAI	Maître de Conférences, USTHB	Rapporteur
A. MEKHALDI	Professeur, E.N.S.P	Examinateur
M. TEGUAR	Maître de Conférences, E.N.S.P	Examinateur
M. SAIDI	Maître de Conférences, USTHB	Examinateur
S. BOUAZABIA	Maître de Conférences, USTHB	Examinateur



Il est inconcevable de commencer ce mémoire sans adresser quelques mots à mon directeur de thèse Monsieur H. Moulai, Maître de conférence à l'Université des Sciences et de la Technologie Houari Boumediene (USTHB). Qu'il retrouve en ces lignes, l'expression de mes sincères remerciements d'abord pour son encadrement et son soutien, ensuite pour m'avoir accueilli au sein de son équipe de recherche et en fin pour me permettre de soutenir. Ses compétences scientifiques et ses conseils avisés ont permis l'accomplissement de ce travail dans d'excellentes conditions.

Je remercie chaleureusement Monsieur A. Boubakeur, Professeur à l'école Nationale Polytechnique d'Alger (ENP), pour l'honneur qu'il me fait en acceptant de présider le Jury de ma thèse et pour l'intérêt qu'il a manifesté pour mon travail. Que le Professeur A. Boubakeur veuille bien trouver l'expression de ma gratitude.

Je remercie vivement Monsieur A. Mekhaldi, Professeur à l'école Nationale Polytechnique d'Alger (ENP), pour m'avoir fait l'honneur d'examiner minutieusement mon travail.

J'exprime aussi toute ma reconnaissance à Monsieur M. Teguar, Maître de Conférence à l'école Nationale Polytechnique d'Alger (ENP), pour l'honneur qu'il me fait en acceptant de s'associer à la commission d'examen.

Ma reconnaissance va également à Monsieur M. Saidi, Maître de Conférence à l'Université des Sciences et de la Technologie Houari Boumediene (USTHB), pour avoir accepté expertiser cette thèse.

Qu'il me soit permis de remercier aussi Monsieur S. Bouazabia, Maître de Conférence à l'Université des Sciences et de la Technologie Houari Boumediene (USTHB) non seulement en me faisant l'honneur d'accepter d'être membre de la commission d'examen mais aussi pour l'intérêt accordé à mon travail.

Je remercie également tous les membres de notre équipe de recherches et plus particulièrement Monsieur A. Nacer pour le soutien r qu'il m'a apporté tout au long de cette thèse.

Un grand merci à ma femme Nadia, mes enfants adorés, Manel et Hakim et ma famille.

Je dédie ce mémoire à ma mère que Dieu nous la garde et à la mémoire de mon défunt père bien aimé que Dieu le garde dans sa miséricorde.

### SOMMAIRE

### Page

Introduction	
Chapitre I- Ar Int	re électrique et disjoncteur haute tension
I.1.	Arc électrique9
I.2.	Caractéristiques de l'arc électrique10
I.3 I.4. P	Amorçage de l'arc électrique10I.3.1. Transition continue11I.3.2.Contact11I.3.3. Surtension11lasma thermique11
I.5. I	Espace inter électrode.13I.5.1. Zone cathodique.13I.5.2 Colonne positive.14
	I.5.3.Zone anodique14
I.6. A	Applications industrielles des arcs électriques.  15    I.6.1. Torche à plasma  15    I.6.2. Arc libre  16
	1.6.3 Les appareillages de coupure1/
I.7.	Rôle de l'arc électrique17
I.8.	Coupure par l'arc électrique
I.9.	Mécanisme de la coupure  .20    I.9.1. Période d'attente  .20

I.9.2. Période d'extinction		
I.9.3. Période post arc		
I.10. Extinction de l'arc		
I.11. Comportement diélectrique des gaz22		
I.12. Disjoncteur haute tension		
I.13. Classification des disjoncteurs		
I.13.2. Les disjoncteurs moyenne tension (MT)		
I.13.3. Les disjoncteurs basse tension (BT)		
I.14. Constitution d'un disjoncteur 26		
I.15. Fonctionnement d'un disjoncteur HT		
I.16. Disjoncteur étudié 29		
I.17. Milieu de coupure.		
I. 17. 2. Coupure dans l'huile		
I.17.3 Coupure dans le vide		
I.17.4. Coupure dans le $SF_{6}$		
I.17.4.1. Propriétés chimiques		
I.17.4.2. Propriétés physiques		
Conclusion		
Bibliographie		
Chapitre II. Modèles de l'arc dans un disjoncteur		
II.2. Classification des modèles d'arc42		
II.2.1. Modèle 0D42		
II.2.2. Modèle 1D		
II.2.3. Modèle 2D et 3D44		
II.3. Equations de base44		
II.3.1. Equations de Maxwell45		
II.3.2. Equations de Navier – Stokes 46		
II.3.2.1. Loi de conservation de la masse		

II.3.2.2. Loi de conservation de l'énergie
II.3.3. Equations de Elenbass-Heller
II.4. Transfert thermique dans les arcs électriques
II.4.1.Transfert de chaleur par conduction
II.4.2. Transfert de chaleur par convection
II.4.3. Rayonnement thermique dans les plasmas
II.5. Modes de rayonnement
II.5.1. La transition lié-lié51
II.5.2. La transition lié- libre51
II.5.3. La transition libre- libre
II.6. Corps noir
II.7. corps gris
II.8. Loi de Stefan-Boltzman53
II.9. Méthode des coefficients d'émission nette
II10. Etude bibliographique de l'arc électrique
II.10.1 Modélisation des arcs de coupure
II.10.2. Modélisation du rayonnement thermique
II.11. Modèle de Cassie et modèle de Mayr57
II.11.1 Modèle de Cassie
II.11.2. Modèle d'Otto Mayr59
II.12. Constante de temps de désionisation60
II.13. Méthodes numériques appliquées
II.13.1 Méthode d'Euler63
II.13.1.1.Présentation de la Méthode63
II.13.1.2. Principe de la méthode d'Euler
II.13.2. Méthode de Runge Kutta65
II.14 PDE Toolbox de Matlab
Conclusion
Bibliographie
Chapitre III. Modélisation et résultats74
Introduction74
III.1. Bilan général d'un arc électrique
III.1.2. Bilan d'énergie à l'anode75

III.2. Courant dans la colonne de l'arc	76
III.3. Modélisation de l'extinction de l'arc en OD	77
III.3.1 Algorithme de résolution par Euler	78
III.3.2 Algorithme de résolution par Runge-Kutta	79
III.3.3. Modèle de Cassie	81
III.3.4. Modèle de Mayr	85
III.4. Modélisation 0D de l'extinction de l'arc par rayonnement thermique.	89
III.5. Couplage du modèle d'arc avec l'équation de la chaleur	92
III.6. Simulation et résultats	94
III.6.1. Evolution de la tension	99
III.6.3 Evolution de la conductance	99
III.6.3. Evolution de la température	99
III.7. Champ de température	100
III.8. Modèles hybrides	103
III. 8.1 Principe de couplage des modèles Cassie-Mayr	104
III.8.2. Modèle hybride proposé	106
III.9. Couplage énergie –équations de modélisation	.109
Conclusion	113
Bibliographie	.114
Conclusion générale	116

## Introduction

**énergie** électrique produite dans les centrales électriques est transportée vers les consommateurs par le biais de plusieurs réseaux électriques (réseau d'interconnexion, réseau de répartition, réseau de distribution) .On passe alors d'une tension de l'ordre de 220000V (THT) prés de la centrale de production à une tension de 400V (BT) utilisable par les consommateurs sans discontinuité de service. C'est pourquoi des appareils de coupure tels que fusibles, interrupteurs et disjoncteurs sont placées dans des points névralgiques des réseaux pour des raisons d'exploitation et de maintenance ou pour la protection en éliminant tout courant de défaut.

Parmi les dispositifs de coupure et de protection, le disjoncteur est devenu un appareil essentiel de contrôle et de sécurité en assurant l'interruption du courant à la fois dans les conditions normales ou dans les cas des courts-circuits.

Bien que le principe mis en œuvre pour interrompre le courant dans les appareils électromécaniques paraisse simple, puisqu'il suffit de séparer les contacts, la coupure des courants est en réalité un phénomène très complexe qui fait intervenir plusieurs types de paramètres.

En plus, dés l'ouverture des contacts, ces appareils sont soumis à divers types de contraintes : diélectriques, thermiques, et électrodynamiques. Parmi toutes ces contraintes, les plus importantes

sont celles qui sont liées aux phénomènes transitoires et qui font intervenir un arc électrique lors des manœuvres de coupure.

Seul l'arc électrique permet, à l'heure actuelle, de dominer l'interruption des courants de court-circuit considérables des grands réseaux d'interconnexion, comme ceux des plus modestes installations domestiques. Les subtiles raisons de cette suprématie résident dans ses propriétés physiques et thermoélectroniques qui lui confèrent une incomparable aptitude à passer rapidement de l'état conducteur à l'état isolant. Dans ces conditions d'extinction, l'arc est violemment soufflé lorsque l'intensité du courant passe au voisinage du zéro de courant.

Dans des conditions de défaut de court-circuit, le courant à couper peut atteindre plusieurs dizaines, voire quelques centaines de kilo ampères [2,3-10], et c'est grâce aux propriétés remarquables de l'arc électrique que l'énergie électromagnétique stockée dans les circuits selfiques peut être dissipée. L'arc dans les disjoncteurs a principalement pour vocation de renforcer l'échange thermique avec l'environnement et de limiter les surtensions induites lors de la coupure.

On sait que l'arc s'initie très rapidement dans le disjoncteur mais son comportement durant les toutes premières millisecondes de la coupure est encore actuellement mal connu, malgré les nombreux travaux de recherche accumulées [8-19].

En revanche, ce phénomène physique, dont l'existence exige des températures tout à fait inhabituelles qui peuvent atteindre les 20000K [5-7], échappe de ce fait aux modélisations mathématiques qui permettraient d'en prévoir le comportement avec une faible marge d'incertitude. Il en découle que sa maîtrise reste, pour une grande part, soumise à l'imagination des chercheurs et que la mise au point des appareils de coupure demeure grandement dépendante de l'expérimentation et du savoir-faire. Il n'est donc pas étonnant de voir coexister, en matière de techniques de coupure, une diversité de solutions dont aucune n'a pu supplanter toutes les autres dans tous les domaines d'emploi.

La fabrication et l'industrialisation du disjoncteur nécessitent d'intégrer tous ces phénomènes complexes pour mieux étudier le comportement de l'arc dans son environnement .Les faibles temps caractéristiques et les fortes énergies dégagées rendent les mesures délicates et très coûteuses. Dans ce contexte la modélisation constitue aux cotés des essais, un moyen efficace pour orienter la conception des disjoncteurs et aller dans le sens de l'optimisation en limitant le nombre d'expérimentations.

En effet, la modélisation de l'évolution de la température et de la conductance du milieu de coupure à l'intérieur du disjoncteur a permis de prévoir sa tenue diélectrique.

Cependant, la modélisation ne peut en aucun cas remplacer les essais, du fait de la non prise en compte de tous les processus réels (usure de l'appareil, défaut des pièces, ...). Par contre, elle réduit leur nombre engendrant ainsi une réduction des coûts de développement.

La coupure dans la haute et la moyenne tension a fait l'objet de plusieurs travaux de recherche [4-7,19-24] et de développement technologique, et actuellement, plusieurs équipes de recherche travaillent sur les arcs de coupure dans les disjoncteurs aussi bien dans le domaine théorique (Gonzalez et al. [3], Delalondre et al.[4,26], Lindmayer et al. [25]) qu'au niveau expérimental (équipe de Fiévet à Schneider Electric [21], groupe de recherches sur l'énergétique des milieux ionisés d'Orléans [23], équipe de Schavemaker en Finlande [27, 28], laboratoire d'électrotechnique de Montluçon [29]).

Les résultats sur l'étude de la coupure des arcs dans les disjoncteurs HT ont permis, entre autres, de donner des explications sur les phénomènes de reclaquage des milieux diélectriques et sur l'échec thermiques de l'extinction, et de permettre ainsi la réalisation de disjoncteurs avec des pouvoirs de coupure allant jusqu'à 100kA [1-6].

Parmi les phénomènes énergétiques survenant durant la phase d'opération du disjoncteur, le phénomène de rayonnement thermique demeure l'un des plus difficiles à modéliser, compte tenu de son aspect ondulatoire et sa dépendance en température. Les modèles fondés uniquement sur les transferts thermiques par conduction et par convection ne rendent pas bien compte de l'ensemble des échanges thermiques régissant l'extinction.

L'objectif principal de cette thèse est d'aboutir à un modèle prédictif 0D permettant de modéliser l'extinction de l'arc dans un disjoncteur haute tension tout en intégrant le rayonnement thermique. Comme nous le verrons plus en détail, le rayonnement thermique d'un plasma d'arc n'est pas un phénomène négligeable et peut constituer une partie importante du bilan thermique. L'idée de base a été de revoir le bilan énergétique général d'une colonne à l'ouverture du disjoncteur pour pouvoir intégrer le rayonnement thermique du plasma au cours de la coupure. Compte tenu de la nature intégro-différentielle du modèle obtenu, une méthode numérique a été utilisée pour la résolution des équations d'arc.

Nous avons choisi de travailler avec un disjoncteur de lignes 245kV/50kA/50Hz, utilisé dans les postes HT et qui a fait l'objet de plusieurs études expérimentables [8, 20, 27,28].

Le premier chapitre est consacré à la physique de l'arc : modes d'amorçage, structure, ses différents types, principaux phénomènes qui contrôlent l'extinction de l'arc. Nous donnons également une vue

globale sur les disjoncteurs afin d'aider à la compréhension des chapitres suivants.

Dans la deuxième partie du travail, nous présentons les formulations mathématiques utilisées dans la modélisation de l'arc électrique, les méthodes numériques de résolution des équations d'arc, et les divers modèles établis ainsi que leurs hypothèses. Ainsi pour contribuer à la compréhension des phénomènes thermiques ayant lieu dans les disjoncteurs, nous proposons de présenter les mécanismes du rayonnement thermique.

Dans le troisième chapitre nous modélisons d'abord l'arc en zéro dimension en intégrant la puissance thermique du plasma, pour ensuite étudier l'influence des grandeurs caractéristiques du plasma thermique sur la coupure de l'arc. Ce chapitre a été complété par une étude détaillée d'un modèle hybride.

#### **Bibliographie**

- [1] Bauchire J.M Modélisation numérique d'une torche de projection à plasma : influence de la géométrie et de la turbulence sur les propriétés du plasma, Thèse de doctorat de l'université Paul Sabatier, pp184, 1997
- [2] Croguennoc A, Protection des réseaux à basse tension de distribution publique, Techniques de l'ingénieur, Vol. DAC, D4815, 1991.
- [3] Gonzalès M, Simulation tridimensionnelle instationnaire de l'interaction entre un arc électrique et un écoulement environnant, Thèse de l'université Paul Sabatier n°3401, Toulouse, 1999.
- [4] Delalondre A, Kaddani A, Zahri C, Three-dimensional modelling of unsteady highpressure arcs in argon, Journal of physics D: Appl. Phys.28 2294-2305, 1995.
- [5] Théoleyre S, Techniques de coupure en moyenne tension, Techniques de l'ingénieur, D4705, 1991.
- [6] Vacquié S, L'arc électrique, Eyrolles collection, Sciences et technique de l'ingénieur, 2000.
- [7] Cigre Working Group 13.01 "Applications of Black Box Modeling to Circuit Breakers" *Electra*, No. 149, August 1993
- [8] Robin-Jouan P Simulation bidimensionnelle du comportement d'un arc électrique dans un appareil de coupure, PhD thesis, Ecole Centrale de Lyon, 1992.
- [9] Lowke J.J and Ludwing H.C, A simple model for high-current arcs stabilized by forced convection, Journal of physics D: Appl. Phys 46 (8) 3352-3360, 1975.
- [10] Gleizes A, Phénomènes élémentaires, Session de formation sur l'arc électrique et plasma thermiques, CPAT, 2002
- [11] Badareu E, Popescu I, Gaz ionisés . Décharges électriques dans les gaz, p 334, Dunod, 1965.
- [12] Drouet M.G, The physics of the retrograde motion, Japanese J.Appl. Physics 20 n°6, pp 1027-36, 1981.

- [13] Bakken J.A, Larsen H. L, Numerical modeling of electric arcs, J. of Engineering Physics and Thermophysics, 70 (4) p 530-43, 1997
- [14] Cassie A. Theorie Nouvelle des Arcs de Rupture et de la Rigidité des Circuits, Cigre Report 102, pp. 588-608, 1939.

[15] Mayr O.Beiträge zur theorie des statischen und des dynamischen lichtbogens Archiv. Elektrotechnik 37, p 508-608, 1943.

- [16] Bonin E.V, Bruggemann G, Thiel H.G, Quenching Processes of Axially Flow in Homogeneous Arcs in SF<sub>6</sub> Circuit Breakers, Plasma Chemistry and plasma processing, vol 16, N°1, p 211S-227S, 1996.
- [17] Marty. Ph. Cours de transferts thermiques conduction et rayonnement, IUP génie des systèmes industriels, Grenoble 2001.
- [18] Laboratoire Décharges dans les Gaz, Coefficient d'absorption par bande du Sf6 entre 300 et 30000K. Communication privée. Université Paul Sabatier de Toulouse, 2000.
- [19] Chévrier P, Barrault M, Fiévet C, Maftoul J, and Millon-Frémillon J Industrial applications of high-medium and low-voltage arc modelling, J Phys D Appl Phys 30:1346-1355, 1997.
- [20] Ushio T, Ito T, The behavior of air blastcircuit breakers around current zero, Mitsubishi Denki Laboratory Reports, p. 121-142, avril, 1961.
- [21] Fiévet C, Fleurier C and Hong D, Température measurement in moving wall confined Arcs. Bchum, , ICPIG XXI, 1995.
- [22] Liebermann RW, Lowke JJ, Radiation emission coefficients for sulphur hexafluoride arc plasmas, JQSRT 16 :253-264, 1976.
- [23] Reynard L, Modélisation tridimensionnelle de l'arc électrique dans un disjoncteur basse tension, Thèse de *Doctorat*, (Ecole centrale de Lyon) France, 2006.

- [24] Morrow R., Lowke J.J, A one-dimensional theory for the electrode Sheaths of electric arcs, Journal of physics D. : Applied Physics 26, p 634-642 ,1993.
- [25] Lindmayer M. Simulation of switching devices based on the general transport equation. Zurich, 21nd International Conference on Electrical Contacts, 2002
- [26] Delalondre C, Simonin O, Modelling of High Intensity Arcs Including a Non-Equilibium Description of the Cathode, SheathColloque de Physique C5, Supp. N°18, Tome 51, 1990.
- [27] Schavemaker .P, and Sluis. L, "An Improved Mayr-Type Arc Model Based on Current-Zero Measurements", *IEEE Trans. Power delivery*, Vol. 15, pp.580-584, 2000.
- [28] Guardado J L, Maximov S G, Megoza E, Naredo J L and Moreno P An improved arc model before current zero based on the combined Mayr and Cassie arc models *IEEE Trans. Power Delivery* 20 No.1 138-42, 2005.
- [29] Bryds C, Touzamet J.P Laurent A, and Ponthenier J.L. Optical and magnetic disgnotics of the electric arc dynamics in a low voltage circuit breaker. Meas. Sci. Technol.. 13 : 1146-1153, 2002.

## Chapitre I

## Arc électrique et disjoncteur haute tension

#### **INTRODUCTION**

e présent chapitre est consacré à la théorie de l'arc électrique et aux disjoncteurs haute tension. L'arc électrique, découvert dès le début du XIX<sup>e</sup> siècle, fait encore aujourd'hui l'objet de nombreuses recherches. Les progrès réalisés dans la compréhension des phénomènes qui gouvernent ce type de décharge électrique très complexe ont récemment conduit à des améliorations spectaculaires dans de nombreuses applications notamment dans les appareils de coupure et la métallurgie.

Dans ce chapitre, nous présentons l'essentiel de la physique de l'arc, ses différents modes d'amorçage, sa structure ainsi que les différentes techniques de coupures.

#### I.1. Arc électrique

L'arc électrique a été étudié pour la première fois par Benjamin Franklin en 1752 lors de ses essais

pour prouver que la foudre était composée d'électricité. Vers 1813 le physicien Humphrey Davy a découvert l'arc électrique artificiel, (par opposition à l'éclair de la foudre), lors de ses expériences sur les décharges lumineuses à travers différents types de gaz. A partir de cette découverte, les ingénieurs ont très vite compris l'importance qu'ils pouvaient tirer de ce phénomène capable de transformer la puissance électrique en puissance lumineuse très intense et d'être un catalyseur pour certaines réactions chimiques.

Ainsi, en 1862, Marcellin Berthelot réalisait la première synthèse de l'acétylène en appliquant une différence de potentiel convenable dans une atmosphère d'hydrogène.

En 1880, Louis Clerc utilise l'arc électrique pour des applications de soudages.

En 1855 Nicolas de Bernados obtint un arc électrique entre une pièce métallique et une électrode de charbon, et de là va naître l'utilisation de l'arc électrique dans la soudure des métaux. En 1893 Hertha Ayrton établit l'équation de la tension d'arc.

Toutes ces découvertes et ces inventions ont permis de tracer la voie à l'utilisation de l'arc électrique dans plusieurs applications pratiques industrielles, notamment la soudure et la découpe des pièces métalliques vers 1910.

Ainsi, dés 1880 les trois propriétés fondamentales de l'arc électrique à savoir un échange thermique élevé, catalyseur des réactions chimiques, flux radiatif intense avaient reçu des applications pratiques.

Empirisme qui était la caractéristique de l'arc électrique à la fin du 19<sup>ème</sup> siècle va être remplacé par des démarches scientifiques aboutissant à une connaissance toujours meilleure des propriétés fondamentales de l'arc. Les progrès considérables accomplis et accumulés dans le domaine de la physique de l'arc ont permis l'étude des phénomènes très complexes : modes d'amorçage, stabilité, structure, et érosion des contacts.

On trouve dans la littérature, des définitions nombreuses et différentes de l'arc électrique. Généralement l'arc électrique est associé à une forte densité de courant pour laquelle les processus thermiques sont dominants. Les auteurs scientifiques l'ont généralement défini à partir d'une propriété qu'ils jugeaient caractéristique :

- Densité de courant très élevée entre 0.1 à 100 kA/cm<sup>2</sup> [1];
- Prédominance des phénomènes thermiques;
- Existence d'un spot cathodique.

IL existe principalement trois types de génération de l'arc électrique : les arcs libres, les arcs soufflés et les décharges RF [2, 3]. Les arcs libres sont créés entre une cathode pointue ou plate et une anode [1, 3]. Aucun mécanisme extérieur ne vient stabiliser l'arc. Les arcs soufflés sont basés sur le même principe que les arcs libres. La seule différence est l'injection d'un gaz qui stabilise la colonne de plasma. Cette injection se fait le plus souvent au proche voisinage de la cathode [1,6] et peut s'effectuer axialement ou en vortex. On obtient ainsi un arc stable.

Enfin, les arcs RF sont maintenus par un système extérieur de type inductif ou capacitif qui par son effet électromagnétique stabilise l'arc.

#### I.2. Caractéristiques de l'arc électrique :

Le fonctionnement d'un arc électrique peut dépendre de plusieurs paramètres ; notamment de sa longueur, sa nature, la pression du gaz plasmagène, la nature et la forme des électrodes.

La tension d'arc  $U_{arc}$  entre deux électrodes fixes, décroît en fonction du courant et elle est proportionnelle à la longueur d'arc. La formule de Herta Ayrton [1] donne une expression de la tension d'arc en fonction de la longueur de l'arc l et du courant I tel que :

$$U_{arc} = a + bl + \frac{c + dl}{I} \tag{I.1}$$

Les coefficients : a, b, c et d dépendent de la pression et du milieu considéré.

#### I.3. Amorçage de l'arc électrique

L'arc électrique peut s'établir dans un gaz suite à la présence d'une haute tension supérieure à la tension disruptive de Paschen (claquage HT, foudre) ou suite à l'éloignement d'électrodes mises en contacts (interrupteurs, disjoncteurs) [2, 3, 13, 14]. On distingue trois grandes méthodes pour amorcer un arc électrique:

- Transition continue
- Contact
- Surtension

#### I.3.1. Transition continue

Le système est au départ dans un état de décharge luminescente. La cathode est recouverte par le plasma de décharge. Si on augmente l'intensité, la tension d'extraction des électrons augmente et la température s'élève. L'émission thermo-électronique devient majoritaire. On arrive ainsi, d'une manière continue, à passer d'une décharge luminescente à un arc électrique [1].

#### I.3.2. Contact

Il est possible (c'est une méthode fréquente), de déclencher l'arc par contact. On considère deux pastilles de métal traversées par un courant suffisant. Lorsqu'on les sépare, grâce aux irrégularités de la surface, le courant passe par un contact très fin; la température s'élève par effet joule jusqu'à la fusion du métal. On a donc un filet de métal fondu très fin par lequel passe tout le courant. Lors de la rupture du pont fondu, on est dans les conditions de formation d'un arc électrique [1]

#### I.3.3. Surtension

• Lorsque la tension dépasse la tension de claquage du diélectrique assurant l'isolation, une étincelle apparaît. On obtient alors un arc par phénomène d'avalanche (éclair de la foudre, phénomène de contournement d'isolateurs ...).

#### I.4. Plasma thermique

Les plasmas sont considérés comme le quatrième état de la matière. Ils viennent compléter les autres états que sont les solides, les liquides et les gaz. Le plasma se distingue par rapport à un gaz ordinaire par sa capacité à conduire le courant électrique.

Tout arc électrique est un plasma thermique formé d'un gaz ionisé et globalement neutre, composé d'un mélange d'ions, d'électrons et de particules neutres. Les plasmas peuvent se trouver naturellement. La flamme est un plasma chimique. La foudre génère un plasma. L'éclairage fluorescent utilise le plasma. L'arc électrique ne s'amorce et ne se perpétue qu'a

travers le plasma auquel il a donné naissance. Les particules neutres peuvent se trouver dans différents états d'excitation. Les particules à l'état excité pourront se désexciter par l'émission d'un photon en revenant à leur état fondamental.

En général, dans un plasma, on peut identifier six différents types de particules (figure I.1) :

- Les électrons
- Atomes à l'état fondamental ou excité.
- Molécules à l'état fondamental ou excité.
- Les ions positifs.
- Les ions négatifs.
- Les photons.

Globalement, la charge totale du plasma est nulle, car le nombre de charges positives est égal au nombre de charges négatives. Les plasmas des décharges électriques sont des milieux ionisés dans lesquels la température des particules ne dépasse pas les 40000 K [1,22].

Lorsque toutes les espèces de particules ont des températures voisines, on parle de plasma thermique en équilibre thermodynamique. Si par contre la température des particules est différente, le plasma se trouve alors en état hors d'équilibre [3, 6, 7].

L'arc qui se crée dans la chambre de coupure d'un disjoncteur est dans sa globalité un plasma thermique proche de l'état d'équilibre thermodynamique local, et sa température peut atteindre les 20000K [22].

Suivant les types d'application, plusieurs gaz plasmogènes sont utilisés pour la coupe et la soudure. L'argon est le plus souvent employé car il est inerte par rapport au métal à traiter. Dans le cas des disjoncteurs moyenne et haute tension, le gaz plasmogène le plus utilisé est le  $SF_6$  de par son pouvoir de coupure très élevé [19].



Figure I.1. Composition d'un Arc électrique [1].

#### I.5. Espace inter électrodes

Dans l'espace inter électrodes, la cathode et l'anode sont reliées à la colonne d'arc par deux zones appelées respectivement zones cathodique et anodique.

Cette espace est donc constitué par trois parties [1, 2, 3, 8, 9] :

- La zone cathodique
- La colonne positive
- La zone anodique

#### I.5.1 Zone cathodique

Plusieurs travaux ont été publiés sur l'étude des mécanismes d'ionisation de la zone cathodique, Delalondre et al [7], Zhou et Heberlein [8] et Hsu et Pfender [9].

On distingue deux modes d'émission d'électrons indispensable à la continuité du courant :

1. l'émission thermoélectronique ou ionique : caractéristique des arcs dont le matériau cathodique a un point de fusion élevé (graphite, tungstène). Elle a lieu pour une gamme de température élevée et des champs électriques inférieurs à  $10^9$  V/m [14].

2. L'émission par effet de champ : pour des cas à fort champ électrique et de faibles températures

[9]. Cette émission est caractéristique des matériaux cathodiques à bas point de fusion (cuivre, aluminium).

Zhou [8] a montré que la taille de la tache cathodique croit avec la valeur du courant d'arc. Son rayon est ainsi multiplié par un facteur 7 lorsque le courant passe de 5 à 500 A. A cette valeur, il est égal à 1,4 mm pour une cathode en tungstène fonctionnant sous argon à une atmosphère.

La température T de la cathode peut être estimée par l'emploi de la formule de Richardson-Dushmann [14] qui donne la densité de courant  $J(T, \varphi)$  au niveau de la cathode :

$$J(T,\varphi) = \frac{4\pi . e.m_e}{h^3} (K_B T)^2 . \exp\left(\frac{-\varphi}{K_B T}\right)$$
(I.2)

Où  $K_B$  est la constante de Boltzmann, avec e la charge de l'électron, m<sub>e</sub> la masse de l'électron, h la constante de Planck et  $\varphi$  l'énergie d'extraction des électrons.

#### I.5.2 Colonne positive

La colonne positive est composée d'un plasma. La densité électronique, supérieure à 10<sup>20</sup>/m<sup>3</sup> [4], est maintenue par la haute température régnant dans cette région qui est supérieure à 10kK [1]. La répartition du potentiel dans cette zone est quasi-linéaire, ce qui impose au champ électrique d'être pratiquement constant. Les électrons acquièrent rapidement une grande énergie sous l'effet du champ électrique. Ils communiquent par la suite cette énergie aux ions et aux molécules par collision [13, 14] .L'homogénéisation de la température est obtenue par le nombre élevé des collisions [9, 13, 14].

La colonne est supposée macroscopiquement neutre. Enfin, dans cette zone, les transferts d'énergie se font par conduction, convection et rayonnement [1, 2, 3].

#### I.5.3. Zone anodique

Cette zone réalise la transition entre l'électrode positive et la zone positive. L'anode est un collecteur d'électrons, ce qui contribue à l'essentiel de l'énergie qui lui est transférée. De ce fait, pour les arcs à pression atmosphérique, la tache anodique est toujours présente et très lumineuse [1,14], ce qui va provoquer l'érosion du matériaux. La surface de l'anode est généralement plus grande que celle de la cathode et donc la densité de courant sur celle-ci est plus faible [7, 9]. Parmi les modèles proposés pour modéliser la zone anodique, on peut citer le modèle de Lowke et al [12], qui permet de déterminer la densité électronique et la conductivité électrique dans cette zone.

#### I.6. Applications industrielles des arcs électriques

L'utilisation de l'arc électrique dans l'industrie fait aujourd'hui l'objet de nombreuses utilisations, notamment dans le domaine de la métallurgie et de la sidérurgie. En effet, les arcs permettent d'atteindre des températures et des densités de courant très élevées favorisant ainsi diverses applications. Nous allons citer les plus employées.

#### I.6.1. Torche à plasma [19] :

Le but de cette technique est de former un dépôt protecteur sur un substrat par projection de particules métalliques (Figure I.2). Les poudres projetées peuvent être des métaux purs (tel que le tungstène) ou des alliages. Pour générer le plasma, on met en contact le gaz avec un arc électrique. Cet arc est amorcé entre deux électrodes, l'une appelée cathode et l'autre anode : c'est le principe de l'arc soufflé.



Figure I.2. Principe d'un arc soufflé

Avec l'arc soufflé, le transfert de chaleur s'effectue essentiellement par le gaz, alors qu'avec l'arc transféré, le transfert de chaleur se fait également par l'arc.

#### I.6.2. Arc libre

L'arc libre (Figure I.3) est surtout utilisé pour la soudure des pièces métalliques. Cette technique consiste à produire un dégagement de chaleur très intense pour faire fondre localement la pièce à traiter ainsi que le métal d'apport, formant ainsi le joint soudé après refroidissement.

Pour cela, à l'aide d'un courant électrique approprié dont la nature varie avec celle du métal de base, on fait jaillir dans une veine de gaz inerte (argon, hélium, ...etc.) un arc électrique entre une électrode de tungstène et la pièce à souder.



Figure I.3. Arc libre

#### I.6.3 Les appareillages de coupure

Les appareils de commutation présents dans les réseaux de production, de transport et de distribution utilisent l'arc électrique pour couper les courants électriques. La coupure est alors réalisée sans surtension [1,19].



Figure I.4. L'arc électrique dans un disjoncteur haute tension

#### I.7. Rôle de l'arc électrique

L'existence de l'arc électrique est indispensable dans les appareils de coupure. En effet, pour permettre la coupure d'un courant électrique, il suffit que la résistance de l'interrupteur, initialement nulle, augmente et devienne infinie. Ceci est un des principes fondamentaux qui régissent l'interruption des courants électriques. Lorsque cette condition est réalisée, l'appareil devient isolant.

En théorie, pour couper instantanément un courant électrique à l'aide d'un interrupteur idéal, il faudra passer directement d'un état conducteur à un état isolant. Dans ce cas, l'appareil devra être capable :

- De supporter la surtension infinie  $(L\frac{di}{dt})$  qui apparaît à ses extrémités. Ce phénomène conduirait au claquage diélectrique.

- Absorber toute l'énergie électromagnétique accumulée dans le réseau avant la coupure, du fait de la nature selfique du réseau.

Pour couper les courants de court circuit, de charge ou de défaut, les constructeurs ont développé et perfectionné les appareils et les techniques de coupure en utilisant divers milieux tels que : l'air, l'huile, le vide et le SF6. De plus amples renseignements sur les techniques de coupure peuvent être trouvées dans [1,19].

#### I.8. Coupure par l'arc électrique

Dans le circuit de la figure I..5 on a une représentation simplifiée d'un réseau électrique composé d'une résistance R, d'une inductance L et d'un disjoncteur A. On note e(t) la tension du réseau,  $u_a$  la tension d'arc qui apparaît dés l'ouverture du disjoncteur et i(t) le courant traversant le circuit.



Figure I.5. Schéma simplifié d'un réseau électrique

On a :

$$e(t) - u_a = R.i(t) + L\frac{di}{dt}$$
(I.3)

En négligeant la résistance du circuit :

$$e(t) - u_a = L\frac{di}{dt} \tag{I.4}$$

On peut remarquer que la chute de tension  $u_a$  limite la croissance du courant  $\frac{di}{dt}$ ; ce qui explique que nous devons augmenter la tension d'arc pendant la phase de coupure par allongement de la longueur de l'arc. La Figure I.5 représente l'évolution en fonction du temps :

- Du courant présumé,
- De la tension du réseau,
- De la tension d'arc



Figure I.6. Tension du réseau et courant et tension d'arc [19].

On remarque à travers (I.4) que la limitation de courant est plus facile à réaliser lorsque la tension du réseau est faible. En pratique, dans des réseaux de plus de 1000V, il est difficile d'obtenir des tensions d'arc suffisantes. C'est pourquoi l'utilisation de l'arc comme résistance de limitation est un procédé utilisé uniquement en basse tension.

#### I.9. Mécanisme de la coupure

Le mécanisme de coupure par l'arc électrique est constitué par trois parties :

- Période d'attente
- Période d'extinction
- Période post arc

#### I.9.1. Période d'attente (Figure I.4)

Avant le zéro du courant, les deux pôles du disjoncteur se séparent, provoquant ainsi la rupture diélectrique du milieu inter contacts.

Pendant cette séparation, la totalité du courant passe d'un pôle à un autre par des micro-contacts dont la surface est de l'ordre de  $10^{-6}$ m<sup>2</sup>. L'effet joule est alors très intense et produit une élévation considérable de la température locale. Le point de fusion des électrodes est alors atteint, et il se forme des ponts fondus métalliques entres les électrodes.

Les zones d'ancrage des ponts sur les contacts sont à une température proche de la température de fusion du métal ; ainsi, l'émission thermo-ionique est possible. L'atmosphère des ponts fondus est alors un mélange de gaz ionisé et de vapeurs métalliques.

Quand les deux pôles s'éloignent d'avantage, on assiste à la rupture des ponts fondus, qui sont soumis à des fortes instabilités thermiques. Ces ruptures prennent la forme d'explosions, il y a éjection de microgouttelettes de métal fondu à une vitesse de 100 à 300 m/s, permettent ainsi l'ionisation de l'air puis l'apparition de l'arc électrique [1, 7, 14]. L'arc ainsi créé va être entretenu par l'énergie thermique qu'il dégage par effet joule, et il est conducteur tant que sa température est suffisamment élevée.

La tension d'arc qui apparaît entre les électrodes dépend de la nature de l'arc et de l'intensité du courant ainsi que des transferts thermiques avec le milieu extérieur [6, 3].

En haute tension, la tension de l'arc reste toujours inférieure à la tension du réseau et donc n'a pas de rôle de limiteur de courant [2,17,19].

#### I.9.2. Période d'extinction

La coupure de l'arc électrique en haute tension se fait toujours au voisinage du zéro de courant et l'extinction se fait grâce à une augmentation de la résistance de l'arc.

Si la puissance dégagée par effet joule est supérieure à la puissance de refroidissent caractéristique de l'appareil, l'arc ne refroidit plus ; c'est l'emballement thermique suivi d'une rupture diélectrique [1].

#### I.9.3. Période post arc

La difficulté que l'on rencontre pour obtenir l'interruption d'un courant dans un réseau à haute tension est due au fait que lorsque le courant est interrompu, la tension appliquée à une borne du disjoncteur va rejoindre celle du réseau d'alimentation, alors que la tension sur l'autre borne reste nulle. La différence de tension qui apparaît donc aux bornes de l'appareil augmente rapidement en quelques centaines de microsecondes jusqu'à atteindre une valeur maximale. Elle continue ensuite son régime transitoire oscillant jusqu'à ce que la tension du réseau soit rejointe.

Cette tension de rétablissement, qui est appliquée aux bornes d'un disjoncteur, est extrêmement importante dans le processus de coupure. L'intensité du soufflage qui doit être exercé sur l'arc pour réussir la coupure, est d'autant plus intense que la vitesse d'accroissement de la tension de rétablissement est plus élevée [17]; on conçoit aisément que la coupure est d'autant plus difficile à obtenir que la valeur maximale de la tension de rétablissement est plus élevée.

Pour éviter un claquage diélectrique du disjoncteur, il faut que la vitesse de régénération diélectrique soit plus rapide que celle de la Tension Transitoire de Rétablissement (TTR). La norme CEI 60056 définit pour chaque tension assignée d'un disjoncteur une valeur de la TTR et un temps d'établissement de cette tension.

L'importance de la TTR n'a été mise en évidence que dans les années 1950. Elle a donné lieu à de nombreuses études et mesures dans les réseaux européens, avant que ses caractéristiques soient normalisées dans les années 1960, permettant ainsi de définir les conditions des essais de type de coupure de courants de court-circuit.

#### I.10. Extinction de l'arc

En Basse Tension (BT) pour l'arc électrique, il faut que la tension nécessaire à son entretien devienne

supérieure à la tension fournie par le réseau d'alimentation. Il en un principe d'action pratique qui est : l'allongement de l'arc.

L'allongement de l'arc est obtenu par l'effet simultané de la convection thermique et des efforts électrodynamiques qui sont régis par les forces de Lorentz [23].

En MT et HT, il y a extinction quand les échanges thermiques deviennent supérieurs à la puissance thermique cédée par l'arc sous forme d'effet joule [1].

La vitesse de récupération de la rigidité diélectrique dans l'espace inter contact dépend de la vitesse de suppression de l'arc. Les constructeurs utilisent plusieurs procédés de suppression de l'arc. Parmi les plus répandus, nous trouverons le soufflage de SF6 ou d'air comprimé.

#### I.11. Comportement diélectrique des gaz

Dans le cas d'un champ électrique uniforme entre les électrodes, le comportement diélectrique des gaz est représenté par la loi de Paschen qui donne la tension de claquage V en fonction du produit p.d ( p est la pression et d la distance entre les électrodes).

$$V = \frac{\sigma V_i}{KT} \cdot \frac{p.d}{\ln(pd) + c}$$
$$c = \ln\left(\frac{\sigma}{KT}\right) - \ln\left(\frac{\ln\left(\frac{1}{\gamma} + 1\right)}{\ln(2)}\right)$$

*p* : Pression du gaz ;

d : Distance entre les électrodes ;

- $V_i$ : Potentiel d'ionisation des molécules constituant le gaz ;
- $\sigma$  : Section efficace de collision électronique ;
- $\gamma$ : Probabilité d'extraction d'un électron secondaire de la cathode ;
- *K* : Constante de Boltzman ;
- T: Température.

La fonction V= f(p.d) est déterminée expérimentalement dans les gaz purs ou des mélanges de gaz, généralement à des faibles pressions et des distances de quelques millimètres ou centimètres.

La courbe de Paschen montre qu'aux pressions habituelles ( pression atmosphérique et au-delà), le comportement du gaz est régi par le mécanisme d'ionisation en chaîne [1]. Aux basses valeurs de pression, ce mécanisme ne fonctionne plus. En effet, les électrons peuvent acquérir beaucoup d'énergie pendant leur libre parcours moyen, mais la probabilité qu'ils rencontrent des molécules à ioniser avant d'atteindre l'électrode devient faible : le processus d'avalanche et de multiplication des porteurs de charges ne peut plus se produire et la tenue diélectrique s'améliore [1,13-16].

#### I.12. Disjoncteur haute tension

Depuis l'invention du générateur AC par Nicolas Tesla et la mise en service du premier réseau électrique, l'utilisation du courant électrique avait commencé à poser quelques problèmes. Tout d'abord le courant électrique doit être transporté jusqu'aux points de consommations, facteur qui donnera lieu à une croissance des réseaux et des appareils électriques.

En conséquence, apparurent des courts circuits et des surcharges. Pour sécuriser donc les réseaux et les consommateurs d'énergie, des éléments fusibles furent inventés et commercialisés. Par la suite, dans les années 20, les premiers disjoncteurs à l'huile ont été inventés.

La maîtrise de l'énergie électrique exige donc de placer des appareils de protection au niveau des trois grandes parties du réseau que sont : la basse tension, la moyenne et la haute tension.

Les différents modèles d'appareillages de coupure ont évolué au fil des années en fonction du réseau de distribution. Au cours de ces dernières années, les disjoncteurs haute tension ont reçu des avancées considérables en matière de technologie et de conception.

Le développement de nouvelles techniques de coupure a permis la réduction de la chambre de coupure, ce qui a permis la diminution de la longueur totale de l'appareil (fig. I.8). Le développement de méthodes numériques pour la modélisation de ces appareils ainsi que les nombreuses recherches sur les phénomènes liés à l'arc de coupure et sa nature, ont permis la diminution de l'encombrement et apporté des innovations technologiques concernant les matériaux, etc.

Le disjoncteur est un appareil qui permet d'établir ou de couper le courant qui circule entre deux portions du réseau de transport tant en régime normal qu'au en régime perturbé, tel que les courts circuits. De par ses caractéristiques, un disjoncteur est le seul appareil de protection d'un réseau à haute tension capable d'interrompre un courant de court-circuit et donc d'éviter que le matériel ne soit endommagé par ce court-circuit. On le caractérise par sa tension assignée qui est la valeur maximale du réseau dans laquelle le disjoncteur peut fonctionner. Dans notre travail, nous nous intéressons au disjoncteur haute tension. Dans ce qui suit nous allons présenter les différents types de disjoncteurs, ainsi que les différents modes de coupure.

Les valeurs de tension assignées normalisées sont [18] :

- Moyenne tension: 3,6 4,76 7,2 8,25 12 15 (1) 17,5 24 25,8 36 38 48,3 52 kV;
- Haute Tension : 72,5 100 123 145 170 245 300 362 420 550 800 kV.

	Niveau de courant	Niveau de tension
Basse tension	15A600A10à20foislecourantnominalpourlescourts-circuits	0 à 700V
Moyenne tension	12KA 50kA 10 à 20 fois pour les courts- circuits	1kV à 50kV
Haute tension	10kA 40kA et plus	50kV à 800kV

**Tableau I.1.** Domaines d'emploi des disjoncteurs [21]

#### I.13. Classification des disjoncteurs

Pour pouvoir couper le courant en tout point du réseau électrique, 3 branches de disjoncteurs ont été développées :

#### I.13.1. Les disjoncteurs à haute tension (HT)

Ces disjoncteurs sont fabriqués de telle manière qu'ils puissent avoir une durée de vie de l'ordre de 25 ans. L'évolution de nouvelles techniques de coupure a permis la réduction de l'énergie requise pour manœuvrer l'appareil et la diminution de la taille de la chambre de coupure.

#### I.13.2. Les disjoncteurs moyenne tension (MT)

Dans le domaine de la moyenne tension, les disjoncteurs sont conçus d'une manière similaire à ceux de haute tension. La seule différence principale réside dans le niveau de tension et le milieu de coupure.

#### I.13.3. Les disjoncteurs basse tension (BT)

Ces disjoncteurs se trouvent principalement dans les installations domestiques et les unités industrielles où le milieu de coupure est toujours l'air. Dans ce domaine de tension, la technologie des disjoncteurs c'est aussi développé en raison des contraintes de sécurité en raison de leur proximité de l'homme.

#### I.14. Constitution d'un disjoncteur :

Tout disjoncteur comporte (figure I.9) :

1– **les pôles principaux,** au nombre de 3 comportant chacun des contacts fixe et mobile avec un dispositif de coupure de l'arc (chambre de coupure).

#### 2 - Un mécanisme de commande qui comporte :

a) la fermeture des contacts et leur verrouillage en position fermée, et ceci par excitation des électrovannes ou des bobines d'enclenchement.

b) l'ouverture des contacts et leur verrouillage en position ouverte grâce à un ordre donné par les éléments de protection du réseau ( max de courant , protection différentielle, ... etc.)

3 – des pôles auxiliaires : signalisation contrôle et commande.

4 **un châssis** : supportant les colonnes polaires du disjoncteur au coté duquel est fixé un coffret de commande

#### I.15. Fonctionnement d'un disjoncteur HT :

Pour mieux comprendre le fonctionnement, on prend l'exemple d'un disjoncteur de type SF6.

Pendant longtemps les disjoncteurs auto pneumatiques SF6 ont été considérés comme étant le type d'appareillage de coupure le plus efficace et le plus fiable. Ces disjoncteurs utilisent le déplacement relatif d'un cylindre par rapport à un piston fixe pour comprimer le gaz contenu dans le cylindre. Cette source de haute pression est utilisée, après la séparation des contacts pour souffler et refroidir l'arc afin d'interrompre le courant. Cette technique a été introduite vers la fin des années 50 pour des applications moyenne tension puis généralisée dans les années 60 aux disjoncteurs haute tension. Depuis lors et jusqu'à la fin des années 80, elle fut la technique dominante dans le domaine de la haute tension. Dans un disjoncteur HT, le passage du courant s'effectue grâce au contact mécanique entre les deux contacts : le contact fixe et le contact mobile. (Fig. I.7)



Fig. I.7.a. Contact mobileFig. I.7.b. Contact fixeFig. (I.7) : Contacts d'arc d'un disjoncteur HT [ 19]

Lors de l'ouverture de la ligne, le contact mobile s'éloigne ; les contacts d'arc ne se touchent plus. Cependant, comme la tension entre les contacts est importante, le courant passe encore d'un contact à l'autre : il y a création d'un arc électrique (Fig I.8). Il faut alors éteindre cet arc pour assurer la coupure du courant et éviter de détériorer les différents composants du disjoncteur. On sait que l'instant le plus propice à cette extinction est l'instant où l'arc est le moins énergétique, c'est-à-dire lorsque l'intensité du courant est nulle [1]. A cet instant précis, on souffle l'arc grâce à une augmentation de pression dans la chambre du disjoncteur. Cette augmentation de pression peut par exemple être créée par le mouvement d'un piston ou bien, dans le cas d'un disjoncteur à auto-soufflage [17], par le rayonnement de l'arc et son ablation des parois.



Fig. I.8. Etapes de fonctionnement d'un disjoncteur SF6

- Position fermé : Le courant passe par le support de contact fixe (1), les contacts principaux (2), le contact mobile (3), le support de contact mobile (4).
- 2. Début d'ouverture : Lorsque le contact mobile (3) quitte les contacts principaux (2), le courant est commuté sur les contacts d'arc (5).

- Effet thermique : A la séparation des contacts (5), l'arc apparaît et son énergie provoque la montée en pression du volume d'expansion thermique (Vt), fermé par la tige du contact fixe (6) et la buse isolante (7).
- 4. Coupure et assistance à l'ouverture : Lorsque la buse (7) quitte la tige (6), la surpression thermique existante dans le volume (Vf) est libérée. Ceci provoque un soufflage énergique juste avant le passage du courant par zéro, assurant l'extinction finale de l'arc. Simultanément, l'augmentation de pression qui naît au voisinage de l'arc se propage jusqu'au piston (8) exerçant un effort moteur sur l'équipage mobile, réduisant ainsi l'énergie nécessaire aux manœuvres d'ouverture du disjoncteur.
- Position "ouvert" : L'arc est éteint. Les molécules de SF<sub>6</sub> dissociées par l'arc se reconstituent instantanément. Les produits secondaires de la coupure sont absorbés par le tamis moléculaire (9), donc sans effet pour le disjoncteur.

#### I.16. Disjoncteur étudié

Notre étude porte sur un disjoncteur de lignes 245kV/50kA/50Hz, qui a fait l'objet de plusieurs travaux expérimentaux [24-27]. Ce disjoncteur chargé de manœuvrer les lignes des réseaux à haute tension et, à ce titre, il doit posséder la plupart des performances pouvant être exigées d'un disjoncteur à haute tension. Dans des conditions normales de service, il est utilisé pour l'ouverture ou la fermeture des lignes. Il doit être capable d'effectuer ces manœuvres sans provoquer de surtensions excessives sur le réseau. En particulier, un disjoncteur de ligne doit posséder un pouvoir de coupure (PDC) et de fermeture de lignes à vide.

La figure Fig (I.9) présente une vue globale du disjoncteur ayant les caractéristiques suivantes :

- Hauteur : environ 3 m + 2,5 m de châssis.
- Longueur environ 2,5 m.
- Distance entre axes de phases : environ 4 mètres [2].



Figure I.9. Disjoncteur 245 kV au SF<sub>6</sub> [18]

#### I.17. Milieu de coupure

Les matériels d'électrotechnique sont à la base du développement du réseau électrique. En effet les

postes électriques seraient devenus encombrants si les progrès n'avaient pas permis d'augmenter sans cesse les performances spécifiques de ces matériels. L'appareillage de protection qu'il soit du domaine basse tension ou haute tension n'échappe pas à cette règle.

Le choix du milieu de coupure est très important dans la conception de l'appareil. Ce milieu doit avoir un certain nombre de propriétés (figure I.10) : être un bon conducteur électrique à température élevée pour réduire la résistance de l'arc, avoir une bonne conductivité thermique pour mieux évacuer l'énergie thermique de l'arc créée par effet joule et avoir une grande vitesse de recombinaison afin que le milieu retrouve ses propriétés diélectriques le plus vite possible. [20,21].

Chaque changement du fluide utilisé pour la coupure est motivé par l'amélioration des trois critères suivants :

- Performance
- Sécurité
- Fiabilité

L'histoire de l'appareillage de protection est de ce fait liée à celle des techniques de coupure et des milieux diélectriques utilisés.



Figure I.10. Milieux de coupure employés selon les tensions d'utilisation [17].

#### I.17.1. La coupure dans l'air

Malgré sa rigidité diélectrique relativement faible [14,15, 16] et sa constante de temps de désionisation élevée (10µs), l'air peut être utilisé jusqu'à 20kV [15]. Avec la montée en puissance des réseaux, cette coupure a fait successivement appel aux techniques suivantes :

- Soufflage de l'arc
- Contacts auxiliaires de l'arc
- Allongement de l'arc par effet magnétique SOLENARC

Dans ce dispositif SOLENARC, l'arc va passer par 3 phases (figure I.11) : dans la première phase il est tout d'abord allongé sur des cornes d'arc, ensuite dans la deuxième phase il est fixé sur des cavaliers disposés en quinconce, ce qui le fractionne. Et enfin, dans la troisième phase, par un effet de boucle avec chemin imposé entre des plaques, il va pouvoir "s'éteindre".


Figure I. 11. Principe de la coupure Solenarc

L'utilisation de l'air comprimé a permis la réalisation des disjoncteurs pour la haute tension et cela jusqu'à 500kV [19, 20].

En effet, l'air comprimé ayant une densité moléculaire et une rigidité diélectrique supérieure à celle de l'air atmosphérique [15, 16, 17] et donc une capacité de coupure plus grande. Les disjoncteurs équipés de cette technique sont capables de couper plusieurs centaines de kA sous quelques dizaines de kV, leur entretien est assez réduit.

Cette technique consiste à maintenir l'air sous haute pression allant de 20 à 35bars. L'air ainsi comprimé va permettre la tenue diélectrique et de provoquer le soufflage de l'arc pour la coupure.

L'inconvénient des disjoncteurs à air comprimé est leur bruit très important à l'ouverture. De plus, ils nécessitent une maintenance périodique, en particulier de leurs compresseurs. Ceci explique qu'ils ont été progressivement supplantés par une autre génération de disjoncteurs, celle des disjoncteurs au SF6.

## I. 17. 2. Coupure dans l'huile

Ce mode de coupure est apparu au début du XX siècle. Il a permis les premières réalisations des disjoncteurs en HT, puis une diminution assez importante de l'encombrement. Le principe de cette technique est le suivant :

Sous l'action de l'énergie produite lors de la formation de l'arc électrique, l'huile est décomposée et plusieurs types de gaz sont ainsi produits, notamment l'hydrogène et l'acétylène. L'énergie de l'arc est utilisée pour décomposer et évaporer l'huile, ceci permet de refroidir le milieu entre les contacts et par suite d'interrompre le courant à son passage par zéro.

Les premiers disjoncteurs à huile avaient des contacts de coupure qui étaient plongés dans de l'huile contenue dans une cuve métallique. Ils sont appelés « disjoncteurs à gros volume d'huile ». Certains sont toujours en service actuellement.

Par la suite, dans les années 1950, les « disjoncteurs à faible volume d'huile » ont été conçus pour réduire la quantité d'huile nécessaire et surtout limiter le risque d'incendie inhérent aux disjoncteurs à gros volume d'huile. L'arc se développe dans un cylindre isolant afin de limiter sa longueur et de contrôler autant que possible l'énergie contenue dans l'arc. Cette énergie est utilisée pour générer le soufflage par évaporation de l'huile comme expliqué précédemment. Cette technique que l'on appelle par « auto-soufflage » sera reprise plus tard pour les disjoncteurs à SF<sub>6</sub>. Elle a été appliquée pour des tensions assignées atteignant 765 kV et des courants de défaut très élevés pouvant atteindre 50 kA.

Ces disjoncteurs avaient pour principaux inconvénients de nécessiter de nombreux éléments de coupure en série (pour tenir la tension), et de nécessiter un entretien important et délicat.

## I.17.3 Coupure dans le vide

En principe, le vide est un milieu diélectrique idéal : il n'y a pas de matière, donc pas de conduction électrique. Cependant, le vide n'est jamais parfait et de ce fait l'existence d'une limite de tenue diélectrique. Le mécanisme à l'origine de la rupture diélectrique dans le vide est lié aux phénomènes d'avalanche par ionisation [18]. C'est pourquoi la tenue diélectrique ne dépend plus de la pression dés que celle-ci est inférieure à 10<sup>-6</sup> Bars. Elle dépend alors de la nature des matériaux et de la forme des électrodes ainsi que de la distance inter électrodes [20,21].

La colonne d'arc dans le vide est composée par des vapeurs métalliques et d'électrons provenant des électrodes [17,18]. L'arc peut avoir deux aspect, concentré ou diffus (figure I.12), selon l'intensité du courant qui le traverse.



Figure I.12. : Aspects de l'arc dans le vide[1]

## I.17.4. Coupure dans le SF<sub>6</sub>

La première réalisation d'un disjoncteur SF6 haute tension a été faite en 1956, mais le pouvoir de coupure était alors limité à 5 kA sous 115 kV, et cet appareil devait avoir de nombreux éléments de coupure en série par pôle pour assurer les performances (six chambres de coupure en série). Il faut attendre1959 pour voir la production du premier disjoncteur SF6 à grand pouvoir de coupure : 41.8 kA sous 138 kV et 37,6 kA sous 230 kV. Ce disjoncteur tripolaire comprenait trois chambres de coupure en série par pôle. Il fonctionnait avec une pression de SF<sub>6</sub> de 13,5 bars pour le soufflage et de 3 bars relatifs pour assurer la tenue diélectrique. Des performances étaient obtenues grâce aux hautes pressions utilisées. Cependant, ces appareils présentaient le risque de liquéfaction du SF6 pour des températures inférieures à 5°C. Il fallait donc prévoir un maintien en température du réservoir haute pression. Les très bonnes propriétés diélectriques du SF6 ont permis l'extension de l'emploi du SF6 au cours des années1960 et son utilisation pour le développement de disjoncteurs à fort pouvoir de coupure sous des tensions de plus en plus élevées allant jusqu'à 800 kV.

## I.17.4.1. Propriétés chimiques

Le SF<sub>6</sub> est un gaz chimiquement inerte. Il a une énergie de dissociation élevée de l'ordre de 1096 kJ/mole et sa molécule a toutes ses liaisons chimiques saturées. Pendant la formation de l'arc, la température atteint les 15000K [1,19] et le SF6 se décompose. Cette décomposition est quasi réversible : quand la température diminue, les ions et les électrons se recombinent pour reconstituer la molécule.

# I.17.4.2. Propriétés physiques

Le SF6 a rigidité diélectrique très élevée est due à l'électronégativité du fluor pour les électrons. Deux mécanismes d'ionisations sont possibles : La capture d'électron et la dissociation par électron [13, 20].



Figure I.13 Conductivité thermique du Sf6.

# Conclusion

Nous avons constaté que l'arc électrique qui se forme à l'ouverture d'un disjoncteur haute tension n'est pas un phénomène quand cherche toujours à éliminer, mais au contraire il est utilisé par les constructeurs pour limiter les effets des surtensions induites par les variations très importantes de courant ; néfastes pour les circuits inductifs .Ce problème a été rencontré au niveau des disjoncteurs à vide dans lesquels l'arc n'existe pas.

Pour mieux comprendre le comportement de l'arc électrique qui se crée à l'ouverture des disjoncteurs haute tension, nous allons présenté dans le chapitre suivant les bases théoriques de la modélisation des arcs de coupure.

#### Bibliographie du chapitre I

- Vacquié S, L'arc électrique, Eyrolles collection, Sciences et Technique de l'Ingénieur, 2000.
- [2] Gleizes A, Phénomènes élémentaires, Session de formation sur l'arc électrique et plasma thermiques, CPAT, 2002
- [3] Badareu E, Popescu I, Gaz ionisés . Décharges électriques dans les gaz, p 334, Dunod, 1965.
- [4] Drouet M.G, The physics of the retrograde motion, Japanese J.Appl. Physics 20 n°6, pp 1027-36, 1981.
- [5] Bakken J.A, Larsen H. L, Numerical modeling of electric arcs, J. of Engineering Physics and Thermophysics, 70 (4) pp 530-43, 1997.
- [6] Chévrier P, Barrault M, Fiévet C, Maftoul J, and Millon-Frémillon, J., Industrial applications of high medium and low voltage are modelling, Phys. D : Appl. Phys. 30:1346-55, 1997.
- [7] Delalondre C, Simonin O, Modelling of High Intensity Arcs Including a Non-Equilibium Description of the Cathode, SheathColloque de Physique C5, Supp. N°18, Tome 51, 1990.
- [8] Zhou X., Heberlein J, Analysis of the arc-cathode interaction of free-burning arcs Plasma Sources Sci. Technol. 3, pp 564-574, 1994.
- [9] Hsu K.C, Pfender E, Analysis of the Cathode Region of a free-burning high Intensity Argon Arc, Journal of Applied Physics 54 (3), pp 3818-3824, 1983.
- [10]. Kaddani A, Delalondre C, Simonin O, Minoo H, Thermal and Electrical Coupling of

Arc Electrodes High Temp, Chem. Processes 3, pp 441-448, 1994.

- [11].Kaddan A, Delalondre C., Minoo H, Couplage du modèle de transition continue de phases avec le modèle de couche cathodique d'un arc électrique, Rapport EDF HE-44/92.17, 1992.
- [12] Lowke J.J, Kovitya P, Schmidt H.P, Theory of Free-burning Arc Columns Including the Influence of the Cathode, J Phys D : Appl Phys. 25, pp 1600-1606, 1992.
- [13] Rossignol J, Abbaoui M, Clain S, Numerical Modelling of Thermal AblationPhenomena due to a Cathodic Spot, J Phys D: Appl Phys., 33, p 2079-2086, 2000.
- [14] Gonzalez J.J., Freton P., Gleizes A, Comparison between a Two- and a Threedimensional Models: Gas Injection and Arc Attachment, J Phys D : Appl Phys 35, 3181-3191, 2002.
- [15] Kingdon K.H, The arc cathode spotand its relation to the diffusion of ions within the cathode metal, J of Appl Phy. (USA), 36,1351-60, 1965.
- [16] Coulombe S, Meunier J.L, A comparison of the Electron-emission Equation used in Arccathode Interaction Calculations, J. Phys. D : Appl. Phys. 30, p 2905-2910 1997.
- [17] PASTEAU J., Introduction à l'appareillage très haute tension Cahier Technique n°
   127, Edition Schneider Electric, juin 1984.
- [18] Eugène Maury, Évolution des disjoncteurs des réseaux de transport, Revue Générale de l'électricité, Septembre, 1971.
- [19] Theoleyre S, Les techniques de coupure en MT, Collection technique Schneider Electric CT N° 193, 1998.
- [20] ColomboE., Marco V. et Manganaro S, Considérations sur les caractéristiques diélectriques d'un disjoncteur moyenne tension à vide, CIGRE, Rapport no 13-13 1986.

- [21] Westhoff R., Szekely J, Model of Fluid, Heat Flow, and Electromagnetic Pheomena in a Nontransferred Arc Plasma Torch, J. Appl. Phys. 70, pp3455-3466, 1991
- [22] Reynard L Modélisation tridimensionnelle de l'arc électrique dans un disjoncteur basse tension Thèse de *Doctorat*, Ecole centrale de Lyon, France, 2006.
- [23] Planche M.P,Contribution à l'étude des fluctuations dans une torche à plasma.Application à la dynamique de l'arc et aux mesures de vitesse d'écoulement.

Thèse de doctorat de l'Université de Limoges - N° d'ordre 37-1995,1995.

[24] Mayr O.Beiträge zur theorie des statischen und des dynamischen lichtbogens Archiv.Elektrotechnik 37, p 508-608 ,1943.

- [25] Bonin E.V, Bruggemann G, Thiel H.G, "Quenching Processes of Axially Flow in Homogeneous Arcs in SF<sub>6</sub> Circuit Breakers", Plasma Chemistry and plasma processing, vol 16, N°1, p 211S-227S, 1996.
- [26] Schavemaker .P, and Sluis. L, "An Improved Mayr-Type Arc Model Based on Current-Zero Measurements", *IEEE Trans. Power delivery*, Vol. 15, pp.580-584, 2000.
- [27] ] Guardado J L, Maximov S G, Megoza E, Naredo J L and Moreno P An improved arc model before current zero based on the combined Mayr and Cassie arc models *IEEE Trans. Power Delivery* 20 No.1 138-42, 2005.



# Modèles de l'arc dans un disjoncteur

## **INTRODUCTION :**

e chapitre est consacré à la modélisation de l'arc électrique dans les disjoncteurs haute tension. On peut appeler modélisation toute représentation de l'évolution des paramètres d'un phénomène par un système d'équations n'admettant généralement pas de solution analytique, mais pouvant être résolues numériquement. Le grand intérêt d'un modèle est qu'il permet de simuler le fonctionnement d'un système dans une très vaste plage de conditions expérimentales. L'objectif principal de ce chapitre est de fournir les informations nécessaires sur les modèles et les recherches réalisées dans le domaine de l'arc électrique, pour trouver une orientation à notre travail. Dans la première partie de ce chapitre, on donne d'abord un aperçu des principaux travaux effectués depuis une quarantaine d'années sur le sujet de la modélisation de l'arc électrique dans les disjoncteurs. Un état des lieux plus précis de la modélisation de l'arc de coupure haute tension permet de situer notre travail dans ce contexte. Ensuite, grâce à cette bibliographie, nous avons établi les hypothèses de travail et écrit les équations mathématiques régissant notre modèle d'arc. Dans une seconde partie, nous décrivons les équations mathématiques qui sont utilisées pour la modélisation des arcs. En dernière partie, nous exposerons les méthodes de résolution numérique des équations de modélisation.

#### II.1. Modélisation de l'arc

La modélisation des arcs de disjoncteur est un problème encore très actuel, car l'évolution de l'arc dans un milieu ionisé, à une température dépassant souvent 10000K [6, 8, 11, 15] fait que les mesures physiques précises sont très souvent délicates sinon impossibles à réaliser, surtout si on tient compte du fait que chaque grandeur évolue à des vitesses impressionnantes [22]. A l'heure actuelle, seuls quelques laboratoires sont capables de tester les disjoncteurs HT, et cela jusqu'au voisinage de leurs performances maximales (le laboratoire KEMA) [4, 7]. Il en résulte que la modélisation est une solution satisfaisante pour les ingénieurs afin de compenser le manque de laboratoires d'essais et pour juger si un disjoncteur est capable de respecter un cahier de charges donné.

De plus, malgré le volume considérable de travaux scientifiques réalisés dans le domaine de l'arc électrique, beaucoup de mécanismes fondamentaux restent obscurs. Il n'existe à l'heure aucun modèle mathématique capable de représenter l'évolution de l'arc électrique avec une précision suffisante [15, 30, 32]. Néanmoins, malgré les très nombreuses difficultés que pose la description mathématique réaliste des phénomènes, de nombreux modèles ont été établis et donnent des résultats satisfaisants dans la plupart des cas [5, 6, 7].

La modélisation et l'étude numérique des arcs électriques ont connu un grand développement ces dernières années grâce, d'une part, à l'augmentation de la puissance des calculateurs et, d'autre part, à une meilleure connaissance des mécanismes qui régissent le comportement de l'arc depuis sa formation jusqu'à son extinction.

## II.2. Classification des modèles d'arc

Pour présenter les modèles d'arc électrique, nous avons choisi une classification selon le nombre de dimensions spatiales comme cela a été proposé dans l'ouvrage : L'arc électrique et ses applications [15].

La plupart de ces modèles supposent que :

- Le plasma est régi par les équations de la mécanique des fluides et donc son comportement peut être décrit à partir des équations de conservation.
- Les fonctions de distribution des vitesses ou d'énergie des particules sont maxwelliennes, ce qui permet de définir une énergie cinétique moyenne, et donc une température cinétique. La plupart des modèles supposent que l'équilibre thermique prévaut dans le fluide et utilise l'hypothèse de l'Equilibre Thermodynamique Local (E.T.L).

Dans cette classification, les modèles d'arc sont généralement groupés en fonction du nombre de dimensions spatiales du système(x, y, z) intervenant dans les équations de modélisation. Aux représentations globales de l'arc (modèles 0D) succèdent celles des arcs stabilisés par parois (modèles 1D de type Elenbaas-Heller) puis les modèles 2D ou 3D.

## II.2.1. Modèle 0D

Ces modèles permettent d'obtenir une représentation macroscopique des arcs qui sont alors considérés comme une résistance variable dans un circuit électrique. Ces modèles apportent des informations très importantes sur les propriétés instantanées du plasma, comme par exemple la conductance et la tension d'arc. Ils sont essentiellement utilisés pour les arcs des disjoncteurs [1, 2, 3, 4, 7].

La conductance est une grandeur très utile pour l'étude des disjoncteurs à gaz, car elle permet d'estimer le pouvoir de coupure d'un gaz, c'est-à-dire sa capacité à transiter rapidement lors de son extinction entre un milieu bon conducteur et un milieu relativement diélectrique [11] lorsque l'intensité du courant alternatif passe au voisinage du zéro de courant. Pour ces modèles, les propriétés locales sont moyennées et les équations qui régissent le modèle ne font pas apparaître de termes différentiels sur les variables d'espace. C'est pourquoi on parle de modèle 0D. On peut citer les modèles de Mayr [2], de Cassie [1] et de Bonin [3].

Les hypothèses de ces modèles physiquement acceptables sont : Plasma à ELT Symétrie cylindrique Champ électrique constant Densité de courant constante Conductivité du plasma constante. Pertes par rayonnement thermiques négligeables.

## II.2.2. Modèle 1D

Les modèles 1-D permettent de calculer, dans le cas stationnaire, le champ de température de l'arc sous un certain nombre d'hypothèses :

- Plasma à l'ETL ;
- Régime stationnaire ;
- Symétrie cylindrique du plasma ;
- Pression uniforme ;
- Champ électrique uniforme ;
- Ecoulement et diffusion des particules élémentaires négligeables.

Les modèles 1D représentent de façon assez réaliste les conditions de la colonne d'un arc stabilisé par parois [34, 26]. Le courant I et le rayon de stabilisation R étant connus et imposés, ce modèle consiste à calculer la valeur du champ électrique et le profil radial de température T(r) en résolvant la loi d'Ohm et l'équation de conservation de l'énergie. En coordonnées cylindriques, ces deux lois s'écrivent :

$$\begin{cases} I = 2\pi . E \int_{0}^{R} \mu . dr & (II.1) \\ \mu E^{2} - S_{rad} + \frac{1}{r} \left( r . K_{T} \frac{dT}{dr} \right) = 0 & (II.2) \end{cases}$$

Où  $\mu$  est la conductivité électrique,  $K_T$  la conductivité thermique et  $\mathcal{E}_{\mathbf{M}}$  représente les pertes radiatives.

Si la puissance rayonnée est négligée, on arrive à l'équation d'Elenbass-Heller pour un arc stabilisé par paroi, sans vitesse moyenne et gradient de pression. Le système d'équations est difficile à résoudre dans la mesure où  $K_T$  et  $k_{T}$  et  $k_{T}$  ne sont pas des fonctions linéaires de la température. La résolution de ce système d'équations a donné lieu à de nombreuses études analytiques et numériques [11]. D'une façon générale, ce type de modèle se limite à des géométries simples, et il permet d'étudier l'influence de certains phénomènes comme la distribution de température dans l'arc et en particulier l'étude des phénomènes de conduction, d'ionisation et de rayonnement.

#### II.2.3. Modèles 2D et 3D :

En général, l'objectif de ces modèles est d'étudier à travers une représentation simplifiée la vitesse, la pression et la composition du plasma. Ces modèles utilisent les mêmes hypothèses que le modèle 1D. On peut citer les modèles de Delalondre [5], Kaddani [6] et Gonzalez et al [13]. La validité des modèles d'arc repose essentiellement sur la comparaison des résultats avec les travaux expérimentaux réalisés par les chercheurs sur les disjoncteurs pendant l'ouverture des contacts .Dans le cas de notre travail, la validation de nos résultats sera faite par comparaison avec les travaux du laboratoire KEMA [4].

#### **II.3.** Equations de base

Les modèles des arcs de coupure rencontrés dans la bibliographie [4, 5, 6,18-23, 34] sont toujours fondés sur les équations de Maxwell, la loi d'Ohm, les équations de conservation de la masse et de l'énergie. L'arc électrique est alors considéré comme un fluide qui obéit aux lois de la mécanique des fluides et son comportement est décrit par les lois de conservation de l'énergie. L'élaboration d'un modèle consiste en général à résoudre numériquement le couplage des équations de l'électromagnétisme avec les équations de conservation après que ces équations soient réécrites sous une forme simplifiée en adéquation avec les hypothèses des modèles considérés. La masse volumique, la conductivité thermique et le rayonnement sont pris en compte dans les équations de conservation.

## II.3.1. Equations de Maxwell

Les bases de l'électromagnétisme sont regroupées dans quatre équations appelées équations de Maxwell, qui s'appuient en partie sur les bases de l'électrostatique et de la magnétostatique.

#### • Théorème de Gauss

$$\nabla . \vec{D} = \rho \tag{II.3}$$

Où  $\vec{D}$  est le vecteur déplacement et  $\rho$  la densité des charges volumiques

$$\vec{D} = \varepsilon_0 \varepsilon_r \vec{E} \tag{II.4}$$

Le champ électrique est la grandeur principale à la création de l'arc électrique. Il peut être calculé par l'utilisation :

$$div\tilde{E} = \rho/\varepsilon \tag{II.5}$$

• Loi de Farady

$$\vec{\nabla} \wedge \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \tag{II.6}$$

• Conservation du flux magnétique

$$\vec{\nabla}.\vec{B} = 0 \tag{11.7}$$

• Théorème d'Ampère

$$\vec{\nabla} \wedge \vec{B} = \mu_0 . \vec{j} \tag{II.8}$$

Où  $\mu_0$  est la perméabilité du vide

#### • Loi d'Ohm

La loi d'Ohm sert à introduire la conductance dans les équations du plasma. La densité de courant  $\vec{j}$  est reliée directement au champ électrique et à la conductivité  $\mu$  de l'arc par :

$$\vec{j} = \mu . \vec{E} \tag{II.9}$$

Le flux total de la densité de courant à une surface fermée quelconque (S) s'appuyant sur un contour (C), représente le courant I :



Figure II.1. Courant à travers la surface dS

La conductance peut s'exprimer dans une symétrie cylindrique par la relation :

$$g = 2.\pi \int_{0}^{R} \mu r dr \tag{II.11}$$

Avec r la distance radiale et R le rayon du cylindre

## II.3.2. Equations de Navier – Stokes :

Le plasma d'arc est considéré comme un gaz parfait compressible régi par les équations de Navier – Stokes (conservation de la masse et de l'énergie) pour un gaz où la neutralité électrique est vérifiée, et en négligeant la force gravitationnelle.

#### II.3.2.1. Loi de conservation de la masse :

Dans le cas où il n'y a pas de terme source correspondant à la création ou l'annihilation de la masse, on obtient :

$$\frac{\partial \rho_{v}}{\partial t} + \nabla (\rho_{v} \vec{v}) = 0 \tag{II.12}$$

Où  $\rho_v$  est la masse volumique du fluide,  $\vec{v}$  la vitesse et *t* le temps.

Cette loi de conservation impose qu'il n'y a ni apparition ni dissipation de matière dans la partie du fluide considéré.

#### II.3.2.2. Loi de conservation de l'énergie

L'équation générale du bilan d'énergie s'écrit :

$$\rho_{v}c_{p}\frac{\partial T}{\partial t} + \rho_{v}c_{p}v\frac{\partial}{\partial r}T = j^{2}/\mu - S_{r} + \nabla(\vec{Q})$$
(II.13)

Les sources de chaleur correspondent à l'effet joule  $j^2/\mu$  et les phénomènes de conduction de la chaleur sont traduits par le terme  $\vec{Q}$ , avec *T* la température. Les pertes par rayonnement sont pris en compte à l'aide d'un cœfficient d'émission nette S<sub>r</sub>.

Le flux de la conduction thermique est donné par la loi de Fourier :

$$\vec{Q} = -K_T \cdot \vec{\nabla} \cdot T \tag{II.14}$$

 $K_T$  est la conductivité thermique

## II.3.3. Equations d'Elenbass-Heller

Généralement, pour décrire les comportements de l'arc, on utilise l'équation de la conservation de l'énergie totale en régime stationnaire couplée avec la loi d'Ohm pour un champ électrique E constant et un courant I constant, qui aboutit à l'équation d'Elenbass-Heller [15] dans le cas où la puissance rayonnée par le plasma est négligée :



Figure II.2. Arc stabilisé par paroi

$$\mu E^{2} + \frac{1}{r} \left( r.K_{T} \frac{dT}{dr} \right) = 0 \tag{II.15}$$

$$I = 2\pi . E \int_{0}^{R} \mu . dr \tag{II.16}$$

Avec  $\mu$  la conductivité électrique, T la température,  $K_T$  la conductivité thermique et r la distance entre l'axe du cylindre et le point considéré. La résolution sera faite sur un cylindre de rayon R.

Notons que ce système d'équation est difficile à résoudre dans le cas où  $K_T$  et  $\mu$  sont des fonctions non linéaires de T. Toutefois, la résolution numérique de ces équations conduit à des champs de température proches de la réalité dans les plasmas d'arc [11].

## II.4. Transfert thermique dans les arcs électriques.

Lorsque deux systèmes sont à des températures différentes, le système le plus chaud cède de la chaleur au plus froid. Il y a échange thermique ou encore transfert thermique entre deux systèmes. Cette situation se rencontre lors de l'extinction de l'arc de coupure [32, 17].

Dans un arc électrique, les mécanismes de transfert thermique dépendent fortement de la température du plasma. On distingue trois principaux modes de transfert de chaleur :

- La conduction
- La convection
- Le rayonnement

#### II.4.1.Transfert de chaleur par conduction

On sait que la température est fonction croissante de l'agitation moléculaire dans un corps, qu'il soit solide liquide ou gazeux. Considérons un corps au sein duquel la température varie. L'agitation moléculaire élevée de la zone chaude communiquera de l'énergie cinétique aux zones plus froides par un phénomène appelé : conduction de la chaleur [17, 21]. Notons que la conduction n'est pas possible dans le vide, puisqu'il n'y a pas de support moléculaire.

La puissance transmisse par conduction est donné par :

$$P_{cond} = div. \left(K_T.gra\vec{d}T\right) \tag{II.17}$$

Le transfert de chaleur par conduction est le résultat d'un gradient de température dans le milieu. Pour les liquides et les gaz, la chaleur est transportée d'une molécule à une autre par collision moléculaire.

**II.4.2**. Transfert de chaleur par convection

La convection est un mode de transport de la chaleur par l'action combinée de la conduction, de l'accumulation de l'énergie et du mouvement du milieu [32, 17]. D'abord, la chaleur s'écoule par conduction de la surface aux molécules du fluide adjacent. L'énergie ainsi transmise sert à augmenter la température et l'énergie interne des molécules situées dans une région à basse température et transférer une partie de leur énergie. Dans ce cas, l'écoulement transporte le fluide et l'énergie.

L'énergie est à présent emmagasinée dans les molécules du fluide et elle est transportée sous l'effet de leur mouvement [17].

Le transfert de chaleur par convection est désigné, selon le mode d'écoulement du fluide, par convection libre et convection forcée. Lorsqu'il se produit au sein du fluide, des courants dus simplement aux différences de température, on dit que la convection est naturelle ou libre.

Par contre, si le mouvement du fluide est provoqué par une action externe, le processus est appelé convection forcée.

La puissance thermique  $P_c$  transmise par convection est donnée par :

$$P_c = h.s.(T_1 - T_2)$$
(II.18)

Le cœfficient h peut dépendre de la température, mais cette dépendance est faible [17]. s représente la surface latérale de la colonne de l'arc.

On peut dire que dans le cas de la convection, la puissance thermique et le gradient de température sont linéaires. La difficulté de la modélisation de la convection vient du fait qu'il est difficile d'estimer le facteur d'échange h.

#### II.4.3. Rayonnement thermique dans les plasmas

Le plasma est un milieu qui peut émettre ou absorber du rayonnement. Tous les atomes et les molécules transportent une quantité d'énergie constituée par l'énergie cinétique et l'énergie interne de chaque molécule [21, 30]. Cette énergie interne moléculaire provient de la contribution des niveaux électroniques, vibratoires et de rotation. Une molécule peut donc absorber un photon et augmenter ainsi son énergie. Le mécanisme de ce rayonnement a été élucidé par la mécanique quantique qui postule que seul un nombre discret de niveaux d'énergie est possible [30]. Les changements d'énergie d'une molécule peuvent seulement absorber ou produire des photons de fréquence v et d'énergie hv, où h est la constante de Planck.

Le rayonnement dans les plasmas présente un comportement plus complexe que les autres gaz ordinaires du fait que c'est un gaz fortement ionisé [18] .Dans le plasma, les phénomènes de rayonnement sont dus principalement aux phénomènes de collisions à divers niveaux. Trois modes sont responsables de l'émission et de l'absorption : la transition lié-lié, la transition lié-libre et la transition libre-libre [30].

Le rayonnement est un mode de transfert thermique particulièrement important dans les plasmas [15,18].

Le rayonnement thermique est le transfert de chaleur par ondes électromagnétiques en raison de l'agitation de la matière sous l'effet de la température [30,32]. A une température supérieure au zéro absolu, tout corps absorbe ou rayonne des ondes électromagnétiques sous forme de photons par élévation ou abaissement des niveaux d'énergie moléculaires internes. Les longueurs d'ondes et la puissance de l'émission dépendent de la température du corps émetteur [15,18, 32].

Le mécanisme du rayonnement thermique a été étudie pour la première fois par le physicien Max Planck en 1900 [32] et cela en introduisant la théorie quantique sur un corps chauffé qui obéit à la loi de rayonnement de Stefan. Ce rayonnement thermique n'est pas une onde monochromatique. Il est composé de radiations de longueurs d'onde différentes, comprises entre 0,1 mm et 100 mm [32] donnant des spectres continus dans le cas des solides, ou des spectres de bandes dans le cas de certains gaz. Cette gamme de 0,1 mm à 100 mm ne représente qu'une toute petite portion du spectre des ondes électromagnétiques, qui s'étend de 8-10 mm pour les rayons cosmiques jusqu'à plusieurs km pour les ondes hertziennes [32].

Une onde électromagnétique consiste en un champ électrique E, un champ magnétique B et un vecteur d'onde, tous trois perpendiculaires (figure II.4). L'onde se propage dans la direction du vecteur d'onde avec une vitesse v qui varie selon l'indice de réfraction n du milieu qu'elle traverse.

Cette vitesse vaut : 
$$v = \frac{c}{n}$$
 (II.19)

La fréquence *f* d'une onde électromagnétique ne varie pas avec le milieu qu'elle traverse. Elle est liée par la relation :



Figure II.3. Rayonnement électromagnétique classé en longueur d'onde

55



Figure II.4. Nature du rayonnement thermique

## II.5. Modes de rayonnement

Le mécanisme d'émission ou d'absorption du rayonnement thermique peut s'expliquer par 3 mécanismes :

- La transition lié- lié ou le rayonnement d'excitation.
- La transition lié- libre ou la recombinaison radiative et attachement radiatif.
- La transition libre- libre ou le rayonnement de freinage.

## II.5.1. La transition lié-lié

Un électron excité sur un niveau d'énergie peut revenir spontanément sur un niveau d'énergie inférieur en émettant un photon. La transition inverse est aussi possible et le photon est alors absorbé. Le spectre de ce type de rayonnement se présente sous la forme de raies, puisque les transitions se font à des longueurs d'ondes bien précises [32].

# II.5.2. La transition lié-libre

La recombinaison électron-ion est possible lorsqu'un ion capture un électron circulant dans son champ. L'énergie dégagée lors de cette formation est égale à la somme de l'énergie cinétique de l'électron libre et de son énergie de liaison. Le rayonnement résultant se présente sous forme de continuum.

Dans le cas d'attachement radiatif, l'électron est capté par un atome neutre, conduisant ainsi à la formation d'un ion négatif et l'émission de rayonnement sur un spectre continu.

#### **II.5.3.** La transition libre-libre

Suite à l'interaction avec le champ électrique d'un ion ou d'un atome, un électron libre modifie sa direction et sa vitesse. Ce changement brusque de vitesse produit une onde électromagnétique dont l'énergie est empruntée à l'énergie cinétique de la particule. Cela signifie qu'après collision, l'électron peut prendre une partie de son énergie qui sera alors transformée en rayonnement sous forme de photon. Il peut également être accéléré en absorbant un photon. Le spectre produit est dans les deux cas continu.



Figure II.5. Niveaux d'excitation

#### II.6. Corps noir

Le corps noir est un corps idéal qui absorberait, s'il existerait, tout rayonnement qu'il recevrait, quelle que soit sa longueur d'onde. Le corps noir est défini comme un corps émettant le maximum de rayonnement à une température donnée. Pour qu'un corps noir reste en équilibre thermique (sa température reste constante) il doit émettre également de l'énergie par rayonnement suivant la loi de Stéfan-Boltzman [34]. Son émissivité est donc égale à 1 [30].

#### **II.7.** Corps gris

L'évaluation de l'émission d'un corps réel se fera par rapport au corps noir placé dans les mêmes conditions.

 Cette émissivité peut dépendre de la direction [34]. On peut utiliser une émissivité constante pour toutes les longueurs d'onde. Cette approche permet la résolution des équations de rayonnement. L'émissivité des substances dépend de leur nature physico-chimique, de leur état de surface ; elle varie avec la longueur d'onde, la direction d'émission et la température de surface. Pour un corps gris diffusant, l'émissivité est indépendante de la longueur d'onde et de la direction.

#### II.8. Loi de Stefan-Boltzman

Soit  $P_{\lambda}$  de la puissance énergétique de chaque longueur d'onde monochromatique du rayonnement thermique dans l'émission du corps noir en fonction de la température T. Cette puissance thermique monochromatique est donnée par la loi de Planck qui s'écrit

$$P_{\lambda} = \frac{2hc^2}{\lambda^5} \frac{1}{\exp\left(\frac{hc}{k\lambda T}\right) - 1}$$
(II.21)

v = c/n est la vitesse du rayonnement électromagnétique dans le milieu d'indice de réfraction *n*, *c* la vitesse de la lumière, *h* la constante de Planck et *k* la constante de Boltzman.

Le calcul de la puissance émise par le plasma d'arc a été fait selon la loi de Stefan-Boltzman. Le plasma a été assimilé à un fluide en équilibre thermodynamique local rayonnant à la température T. Cette loi va être utilisée dans l'équation de la chaleur pour déterminer l'évolution de la température. Elle donne la puissance thermique P émise par rayonnement en intégrant les contributions de toutes les longueurs d'ondes comprises entre 0 et l'infini.

$$P = \int_{0}^{\infty} P_{\lambda} d\lambda \tag{II.22}$$

58

$$P = \int_{0}^{\infty} \frac{2hc^2}{\lambda^5} \frac{1}{\exp\left(\frac{hc}{k\lambda T}\right) - 1} d\lambda$$
(II.23)

En sortant les constantes

$$P = 2hc^{2} \int_{0}^{\infty} \frac{2hc^{2}}{\lambda^{5}} \frac{1}{\exp\left(\frac{hc}{k\lambda T}\right) - 1} d\lambda$$
(II.24)

On obtient après intégration :

$$P = \varepsilon.\sigma. T^4 \tag{II.25}$$

Cette loi indique que la puissance totale émise par un corps chauffé à une température T est proportionnelle à la température à la puissance quatre.  $\varepsilon$  représente l'émissivité du plasma et  $\sigma$  la constante de Stefan-Boltzman. Seul un corps noir émet un rayonnement qui satisfait exactement la loi de Planck. Les corps réels émettent avec une puissance inférieure à celle prévue par la loi de Stefan.

#### II.9. Méthode des coefficients d'émission nette

Les coefficients d'émission nette représentent la quantité nette de radiation sortant d'un arc cylindrique ou sphérique, isobare de rayon R. Elle a été introduite par Lieberman et Lowke en 1976 [18].

Cette méthode a été proposée principalement pour prendre en compte la dépendance spectrale du rayonnement dans les plasmas. Cette méthode a été utilisée avec succès pour les modèles de dimensions 1D, 2D et 3D [22, 23, 24]. Dans un plasma en électrotechnique, le coefficient d'absorption effectif  $k_{\lambda}$  est le coefficient réel corrigé par l'absorption induite :

$$k_{\lambda} = k_{\lambda}^{0} \left[ 1 - \exp\left(-\frac{h_{P}\nu}{k_{B}T}\right) \right]$$
(II.26)

où  $k_{\lambda}^{0}$  est le coefficient d'absorption réel,  $h_{p}$  et  $k_{B}$  sont les constantes de Planck et Boltzman, T la température et v la fréquence.

Le coefficient d'émission nette  $\varepsilon_v$  est défini pour chaque température dans le cas d'une géométrie sphérique de rayon R par:

$$\varepsilon_{\upsilon} = 4\pi \int_{0}^{\infty} I_{\upsilon} k_{\upsilon} \exp(-k_{\lambda} R) d\upsilon. \qquad (II.27)$$

Avec  $I_{\nu}$  l'intensité moyenne de rayonnement dans le volume du plasma.

La détermination des coefficients d'émission nette impose une bonne connaissance du coefficient d'absorption  $k_v$ . A haute température, le coefficient d'absorption peut varier de plusieurs ordres de grandeurs et on remarque la présence de raies de résonances.

La figure II.6 montre la variation du coefficient d'émission net du SF6 en fonction de la température à une pression de 0.5MPa et aux températures allant de 2.5kK à 30kK.



Figure II.6. Coefficient d'émission net du SF6 en fonction de la température

#### II.10. Etude bibliographique de l'arc électrique

Le but de cette étude est de fournir tout d'abord des informations sur la théorie et les mécanismes de la colonne d'arc et en particulier sur les recherches effectuées au niveau de la modélisation du rayonnement thermique et les méthodes numériques dans les disjoncteurs haute tension. Ceci, dans le

but de trouver une orientation à notre travail et établir les hypothèses de modélisation et avoir une idée claire sur les problèmes et les difficultés liées à cette modélisation.

Les modèles d'arc présentés dans la littérature couvrent plusieurs types d'arcs électriques : les arcs des appareillages de coupures, les arcs libres, les arcs transférés, et les arcs soufflés des torches à plasma.

Nous présentons dans cette partie un état des lieux assez exhaustif sur les travaux liés à la modélisation des arcs de coupure dans les disjoncteurs. Nous avons classé ces travaux en deux parties. La première partie porte sur les études théoriques ou expérimentales qui, dans leurs généralités, peuvent avoir un rapport avec l'arc de coupure. Au regard de la complexité des phénomènes physiques complexes à modéliser, il est intéressant de connaître les différentes approches utilisées. La deuxième partie concerne les études menées sur la modélisation du rayonnement thermique dans les disjoncteurs.

#### II.10.1Modélisations des arcs de coupure

En 1997 Bakken et al dressent un bilan général sur la modélisation des arcs électriques.

Delalondre et al [5] développement un code bidimensionnel pour simuler la coupure dans les disjoncteurs haute tension. Les auteurs obtiennent des champs de température et du potentiel proches de la réalité. Chévrier et al [26, 34] modélisent un arc de coupure dans un disjoncteur basse tension. Lindmayer et al [31] élaborent un modèle tridimensionnel pour un disjoncteur basse tension qui prédit le mouvement de l'arc en fonction de la température et de la pression. Gonzalez [24] adapte un code commercial (Fluent) aux plasmas thermiques dans un disjoncteur basse tension. Ushio et al [35] développent un modèle pour un disjoncteur haute tension à air comprimé pour suivre le comportement de la conductance de l'air autour du courant zéro. Tseng et al [36], et Habedank [9] proposent pour les disjoncteurs haute tension des modèles hybrides issus des modèles classique de Cassie et Mayr. Lowke et al [38, 39] modélisent en deux dimensions l'évolution de la température et de la conductance dans les arcs de coupure à l'air et à l'hexafluorure de soufre. Schavemaker et al [4] développent un modèle hybride OD issu du modèle de Mayr applicable aux disjoncteurs haute tension pour suivre l'évolution de la tension d'arc.

De leur coté, Guardado et al [7] démontrent qu'un modèle 0D est suffisant pour suivre l'évolution de la tension d'arc dans les disjoncteurs haute tension.

#### **II.10.2 Modélisation du rayonnement thermique**

Belhaouari J.B et al [37] modélisent la température et la conductance d'un arc de disjoncteur suivant une géométrie 1 D en se basant sur l'équation de Elenbass Heller. Le rayonnement thermique est pris sous forme d'émission nette.

Chevrier P [26], adopte un code industriel 2D et simule avec les équations de Navier Stokes l'écoulement de gaz avec arc électrique au moment d'une interruption du courant dans un disjoncteur haute ou moyenne tension. Le rayonnement thermique est pris en compte.

Gleizes A. et al [27] calculent les coefficients d'absorption pour un plasma de SF6 dans une gamme de température allant de 8000 à 24000K.

Lacombe J.G et al [28] développent un modèle spectral 3D du rayonnement thermique dans un arc de disjoncteur à air. Gleizes A et al [27] calculent en 3 D les puissances émises par rayonnement thermique en tenant compte des vapeurs métalliques venant des électrodes.

#### II.11. Modèle de Cassie et modèle de Mayr

Cassie 1939 [1] et Mayr 1943 [2] ont été les premiers à présenter la première description de la conductance de l'arc. Ainsi, nous présentons les deux modèles de base de l'arc électrique qui permettent de décrire son évolution ainsi que son extinction au niveau d'un disjoncteur haute tension. Ces deux modèles décrivent l'évolution de la conductance dynamique de l'arc sous une forme d'équation différentielle de premier ordre :

$$\frac{dg}{dt} = f(t, u, i, P)$$

Avec g la conductance, t le temps, u la tension d'arc, i le courant et P la puissance perdue par l'arc.

#### II.11.1 Modèle de Cassie

Cassie 1939 [1] a présenté les premières descriptions de l'évolution du plasma thermique à l'ouverture des contacts d'un disjoncteur haute tension. Le modèle de Cassie repose sur un nombre limité d'hypothèses simples et physiquement acceptables. Il constitue un prototype de toute une famille de modèles dits de conductance, car ils décrivent l'évolution de cette dernière en fonction des principaux paramètres qui définissent l'arc.

Ce modèle est basé sur le fait que la conductance g de l'arc est une fonction mathématique de l'énergie Q nécessaire à la création de l'arc. Elle peut s'écrire sous la forme :

$$g = f(Q)$$

Le bilan énergétique permet d'écrire que la puissance cédée par l'arc sous forme d'effet Joule sera transformée en une puissance thermique de convection P et une puissance de création de l'arc  $\frac{dQ}{dt}$ .

$$u.i = P + \frac{dQ}{dt} \tag{II.28}$$

Les hypothèses de ce modèle sont les suivantes:

- La colonne d'arc est de géométrie cylindrique ;
- L'augmentation de la résistance de l'arc est due à la diminution de la section de l'arc :
- La résistivité de l'arc est constante ;
- La densité de courant est constante ;
- Le champ électrique de l'arc est constant ;
- Le refroidissement de l'arc est seulement dû à la convection thermique

La forme générale de ce modèle peu être obtenue de la manière suivante :

$$\frac{dg}{dt} = f' \frac{dQ}{dt}$$

$$\frac{1}{g}\frac{dg}{dt} = \frac{f}{f}.(ui - P) \tag{II.29}$$

Le comportement de l'arc selon Cassie est décrit par l'équation suivante :

$$\frac{d\ln g}{dt} = \frac{1}{\tau} \left( \frac{u^2}{u^2_a} - 1 \right) \tag{II.30}$$

avec  $u_a$  la tension constante de l'arc;

*u* la tension de l'arc ;

 $\tau\,$  la constante de temps de désionisation du gaz.

## II.11.2. Modèle d'Otto Mayr :

Mayr, en1943, introduit un deuxième modèle qui repose sur 3 hypothèses :

• première hypothèse :

La conductance g de l'arc [15] est une fonction univoque de l'énergie *W* contenue dans cet arc. Cela signifie qu'à une valeur W de l'énergie, il ne correspond qu'une valeur de la conductance.

$$g = \frac{i}{u} = F(W) \tag{II.31}$$

Dérivant cette équation, on obtient :

$$\frac{1}{g}\frac{dg}{dt} = \frac{F'(W)}{F(W)}\frac{dW}{dt}$$
(II.32)

Si nous désignons par *P* la puissance de refroidissement, la différence entre la puissance Joule fournie à l'arc et celle qu'il cède au milieu environnant est :  $u^2g - P$ 

À chaque instant, l'une et l'autre peuvent varier. Mais, pendant l'intervalle de temps dt, (ui - P)dt correspond bien à la variation d'énergie dW, donc :

$$\frac{1}{g}\frac{dg}{dt} = \frac{F'(W)}{F(W)}\left(u^2g - P\right) \tag{II.33}$$

• Deuxième hypothèse :

Otto Mayr est parvenu, en partant de la loi de Saha [12] sur la thermo-ionisation des gaz, à proposer une loi en exponentielle de la conductance :

$$g = G \exp\left(\frac{w}{w_0}\right) \tag{II.34}$$

Le coefficient constant  $w_0$  représente la quantité qu'il faut apporter à l'arc pour que sa conductance s'accroisse dans le rapport e = 2.718. G exprime la valeur absolue de la conductance qui est une constante. La dérivé logarithmique donne :

$$\frac{F'(W)}{F(W)} = \frac{1}{W_0}$$
(II.35)

• Troisième hypothèse

Cette hypothèse assimile que la puissance de refroidissement P est supposée constante et égale à P<sub>0</sub>. Cette hypothèse, résolument simplificatrice, est tel que :

$$u = \frac{P_0}{i} \tag{II.36} \quad \text{Alors}$$

l'équation que Mayr a obtenue est de la forme suivante :

$$\frac{1}{g}\frac{dg}{dt} = \frac{1}{\tau} \left(\frac{ui}{P_0} - 1\right)$$
(II.37)

 $Où \tau$  est la constante du temps de désionisation, qui dépend de la nature du gaz dans lequel l'arc se trouve engendré [16]. Nous avons résumé les hypothèses des deux modèles dans le tableau II.1.

#### II.12. Constante de temps de désionisation

Les gaz diélectriques qui sont normalement isolants aux températures et pressions habituelles sont caractérisés par leur constante de temps de désionisation.

La constante de temps  $\tau$  représente le temps au bout duquel le milieu retrouve ses propriétés diélectriques [11]. Ce paramètre joue un rôle important dans les phénomènes de coupure et de reclaquage [11, 15,16]. En réalité, la constante de temps des arcs électriques ne possède pas une valeur fixe [15]. Dans les milieux d'extinction, ce paramètre évolue rapidement au voisinage du courant zéro [16]. La vitesse instantanée de variation de la résistance post arc s'écrit [15] :

$$\frac{dr}{dt} = \frac{r}{\tau} \left( 1 - \frac{ui}{P} \right) \tag{II.38}$$

Lorsque le courant s'annule, on trouve :

$$\frac{dr}{dt} = \frac{r_0}{\tau} \tag{II.39}$$

 $r_0$  est la résistance de l'arc pour un courant nul.

La diminution de la constante de temps entraîne donc une augmentation de la vitesse de variation de la résistance de l'arc et donc le disjoncteur pourra faire face à une plus grande vitesse de croissance de la tension transitoire de rétablissement (TTR). On mesure donc l'intérêt qu'il peut y avoir, en courant alternatif et en haute tension, à réduire le plus possible la constante de temps  $\tau$  de désionisation de l'arc. La figure II.7 montre les propriétés exceptionnelles du SF6 par rapport aux autres gaz.



Figure : II.7. Constante de temps de désionisation en fonction de la pression pour différents gaz [11].

Tableau II.1.	Comparaison	entre les 1	modèles de	Cassie et Mayr.

Nom du Modèle	Cassie	Mayr
Conductance de l'arc	Par diminution du diamètre	Par ionisation
Expression du modèle	$\frac{d\ln g}{dt} = \frac{1}{\tau} \left( \frac{u^2}{u_a^2} - 1 \right)$	$\frac{1}{g}\frac{dg}{dt} = \frac{1}{\tau}\left(\frac{ui}{P_0} - 1\right)$
Pertes thermiques	Par convection thermique	Par conduction thermique
Diagramme du modèle	convection	Conduction

# II.13. Méthodes numériques appliquées

Pour permettre la simulation de la coupure dans les disjoncteurs, la résolution numérique des équations de l'arc électrique est très souvent nécessaire, faute de l'existence de solutions analytiques.

Les méthodes les plus utilisées sont celles d'Euler et de Runge Kutta ; Celles ci se trouvent intégrées dans divers logiciels de calcul tels que Matlab, Maple et Scilab.

Dans notre travail, une programmation directe des méthodes d'Euler et de Runge Kutta a été faite dans le but de contrôler la convergence des solutions. La résolution de l'équation de la chaleur, qui est de type parabolique, a été faite par éléments finis.

#### II.13.1 Méthode d'Euler

#### II.13.1.1.Présentation de la Méthode :

La méthode d'Euler permet d'obtenir une grandeur approchée de la valeur d'une fonction en un point lorsque la fonction elle-même n'est pas connue explicitement. Mais en connaissant sa valeur en un autre point et sa dérivée, elle permet alors la construction d'une représentation graphique approchée de la fonction étudiée.

Concrètement, la méthode d'Euler repose sur l'utilisation des approximations finies. Si f est dérivable sur un intervalle I, a et b des réels de I et b proche de a, alors :

$$\begin{cases} I = [a, b] \\ f(b) \approx f(a) + (b - a) f'(a). \end{cases}$$
 (II.40)

Plus concrètement encore, plus b est proche de a, moins l'erreur commise sur f(b) est grande, ce qui, connaissant f(a), conduit à l'idée d'obtenir f(b), b étant fixé par une suite de valeurs intermédiaires de f entre f(a) et f(b).

#### II.13.1.2. Principe de la méthode d'Euler :

Soit l'équation différentielle du premier ordre dont la forme mathématique est :

$$\frac{dy}{dx} = f(x, y) \tag{II.41}$$

A partir de la connaissance de la valeur de  $y = y_0$  pour une valeur de  $x = x_0$ , on peut calculer la valeur de :

 $\frac{dy}{dx}$  en ce point, soit  $\left(\frac{dy}{dx}\right)_0$ . La valeur estimée de y pour  $x = x_0 + dx$  sera prise égale à  $y_0 + dy = y_0 + \left(\frac{dy}{dx}\right) dx$ 

Puisque la méthode est itérative, la valeur  $y_{i+1}$  est déterminée en ajoutant  $\Delta y_i$  à la valeur y<sub>i</sub>.

$$y_{i+1} = y_i + \Delta y_i = y_i + \Delta x f(x_i, y_i)$$

Si on note h le pas de discrétisation en x, la méthode d'Euler s'écrit :



II.8. Principe de la méthode d'Euler

Les équations de Cassie et Mayr sont d'orde 1 et elles peuvent être mises sous la forme :

$$\frac{dy}{dt} = f(y,t) \text{ avec } y = \ln g \text{ et}$$
$$f(y,t) = \frac{1}{\tau} \left( \frac{u^2}{u^2_a} - 1 \right) \text{ pour Cassie };$$

$$f(y,t) = \frac{1}{\tau} \left( \frac{ui}{P} - 1 \right)$$
 pour Mayr.

#### II.13.2. Méthode de Runge Kutta

La méthode de Runge Kutta permet d'obtenir une plus grande précision que la méthode d'Euler dans le sens où elle donne des solutions numériques plus proches des solutions analytiques que la méthode d'Euler [40].

Cette méthode de l'analyse numérique a été utilisée dans notre travail pour l'approximation des solutions d'équations différentielles de modélisation. Le principe de cette méthode itérative est qu'elle utilise plusieurs points intermédiaires pour calculer la valeur de  $y_{i+1}$  à partir de la valeur de  $y_i$ , selon l'équation :

$$\frac{dy}{dx} = f(x, y)$$

On considère un point intermédiaire A (Fig.II.9), d'abscisse  $x_i + h/2$  dont la valeur de l'ordonnée est donnée par :

$$y_{iA} = y_i + \left(\frac{dy}{dx}\right)_i$$

Soit :

$$y_{iA} - y_i = \left(\frac{dy}{dx}\right)_i \cdot \frac{h}{2} = \frac{K_1}{2}$$
 avec :

$$K_1 = h \cdot f(x_i, y_i)$$

Puis un point B d'ordonnée :

$$y_{iB} = y_i + \left(\frac{dy}{dx}\right)_{iA} \cdot \frac{h}{2}$$

Soit :

$$y_{iB} - y_i = \left(\frac{dy}{dx}\right)_{iA} \cdot \frac{h}{2} = \frac{K_2}{2}$$
$$K_2 = h \cdot f\left(x_i + \frac{h}{2}, y_i + \frac{K_1}{2}\right)$$

On calcule alors l'ordonnée d'un point C d'abscisse  $x_i + h$  à l'aide de la relation :

$$y_{iC} = y_i + \left(\frac{dy}{dx}\right)_{iB} \cdot h$$

Soit :

$$y_{iC} - y_i = \left(\frac{dy}{dx}\right)_{iB} \cdot h = K_3$$
$$K_3 = h \cdot f\left(x_i + \frac{h}{2}, y_i + \frac{K_2}{2}\right)$$

Soit :

$$\left(\frac{dy}{dx}\right)_{iC}$$
 la valeur de  $\left(\frac{dy}{dx}\right)$  au point C

On pose :

$$\left(\frac{dy}{dx}\right)_{iC} \cdot h = K_4$$
$$K_4 = h \cdot f(x_i + h, y_i + K_3)$$

L'ordonnée définitive  $y_{i+1}$  du point d'abscisse  $x_i + h$  est donnée par la relation :

$$y_{i+1} = y_i + \frac{1}{6} \left( \left( \frac{dy}{dx} \right)_i + 2 \cdot \left( \frac{dy}{dx} \right)_{iA} + 2 \cdot \left( \frac{dy}{dx} \right)_{iC} \right) \cdot h$$
  
$$y_{i+1} = y_i + \frac{1}{6} \left( K_1 + 2 \cdot K_2 + 2 \cdot K_3 + K_4 \right)$$
(II.43)



Figure II.9. Présentation géométrique de la méthode de Runge-Kutta.

La méthode de Runge-Kutta d'ordre 4, définit deux suites où h est le pas de discrétisation en x :

• Une première qui permet de définir les valeurs de x

Terme initial :  $x_0$ 

Relation de récurrence :  $x_{i+1} = x_i + h$ 

• Une deuxième qui permet d'évaluer les valeurs de y Terme initial : y<sub>0</sub>

Relation de récurrence :
$$y_{i+1} = y_i + \frac{1}{6} (K_1 + 2K_2 + 2K_3 + K_4)$$

#### II.14. PDE Toolbox de Matlab

Il existe en mathématique trois grandes classes d'équations aux dérivées partielles, illustrées chacune par un type de phénomène bien particulier. Il y a les équations de type elliptique qui apparaissent dans les études de régimes stationnaires en électricité, en mécanique ou en thermique. Les équations de type parabiblique sont représentatives des problèmes de diffusion, équation de la chaleur, etc. Enfin, les équations de type hyperbolique caractérisent les phénomènes de propagation des ondes.

Dans ces trois types d'équations, la connaissance des conditions aux frontières est primordiale. Dans notre étude, la résolution de l'équation de la chaleur a été faite par éléments finis grâce à l'interface graphique '' PDE Toolbox de Matlab''. C'est un module relatif à la résolution des équations différentielles de types hyperbolique ou parabolique, à l'aide des éléments finis. Ce module fournit aussi un environnement graphique (maillage) pratique. L'interface graphique permet de créer le domaine sur lequel on veut résoudre l'équation aux dérivées partielles.

L'équation générale de la chaleur est de la forme :

$$\frac{\partial T}{\partial t} + LT = 0 \tag{II.44}$$

Avec T la température et L l'opérateur différentiel :

$$L = -\frac{\partial^2}{\partial x^2} - \frac{\partial^2}{\partial y^2}$$
(II.45)

Par la méthode des éléments finis, on résout l'équation :

$$\int_{\Omega} \left( \frac{\partial T}{\partial t} + LT \right) w dx dy = 0$$
(II.46)

w est une fonction de pondération et  $\Omega$  le domaine de calcul.

Une fois le domaine tracé, on commence le maillage triangulaire du domaine. Les conditions aux bords du domaine sont de types Dirichlet ou Neumann :

$$\vec{n}.\nabla u + qu = g \tag{II.47}$$

$$hu = r$$

 $\vec{n}$ . est le vecteur normal à la frontière et q et g sont des fonctions.

h et r sont également des fonctions.

#### **CONCLUSION :**

Les conditions physiques inhabituelles dans le plasma d'arc des disjoncteurs haute tension impose de reproduire par simulation numérique l'extinction de l'arc. Ainsi la première partie de ce chapitre a été consacrée aux différents éléments théoriques nécessaires à la compréhension des phénomènes physiques liés à l'arc électrique. L'étude des modèles 0D dans la deuxième partie du chapitre a révélé la non prise en compte du rayonnement thermique lors de la modélisation. Enfin, la dernière partie a été consacrée à la description mathématique des méthodes numériques de résolution des équations de l'arc.

#### Bibliographie du chapitre II

- Cassie. A, "Theorie Nouvelle des Arcs de Rupture et de la Rigidité des Circuits" Cigre Report 102, pp. 588-608, 1939.
- [2] Mayr. O, "Beiträge zur theorie des statischen und des dynamischen lichtbogens Archiv. Elektrotechnik", 37, pp 508-608, 1943
- [3] Bonin E.V, Bruggemann G, Thiel H.G, "Quenching Processes of Axially Flow in Homogeneous Arcs in SF<sub>6</sub> Circuit Breakers", Plasma Chemistry and plasma processing, vol 16, N°1, p 211S-227S, 1996.
- [4] Schavemaker.P and L. Sluis, "An Improved Mayr-Type Arc Model Based on Current-Zero Measurements", *IEEE Trans. Power delivery*, Vol. 15, pp.580-584, 2000.
- [5] Delalondre C., Zahrai S., Simonin O, "Turbulence Modelling in Electric Arc Heat and Transfer under Plasma Conditions", ed. Fauchais P., Boulos M., Van den Mullen J., pub. Begell House pp 1-1, 1994.
- [6] Kaddani A., Delalondre C., Simonin O., Minoo H, "Thermal and Electrical Coupling of Arc Electrodes High Temp". Chem. Processes 3, pp 441-448, 1994
- [7] Guardado J. L, Maximov S. G, "An Improved Arc Model Before Current Zero Based on the Combined Mayr and Cassie Arc Models". IEEE TRANSACTIONS ON POWER DELIVERY, VOL. 20, NO. 1, JANUARY 2005
- [8] Reynard L "Modélisation tridimensionnelle de l'arc électrique dans un disjoncteur basse tension" Thèse de *Doctorat*, (Ecole centrale de Lyon) France, 2006.
- [9] Habedank U, "Application of a New Arc Model for the Evaluation of Short-circuit Breaking Tests". IEEE Transactions on Power Delivery, Vol. 8, No. 4, October, 1993.

- [10] Zhou X., Heberlein J. "An Experimental Investigation of Factors Affecting Arc-cathode Erosion", J. Phys. D : Appl. Phys. 31, pp 2577-2590, 1998.
- [11] Vacquié S. "L'arc électrique "Sciences et technique de l'ingénieur ", Eyrolles collection (2000).
- [12] Bakken J A, Gu L, Larsen H L, and Sevastyyanenko, "Numerical modeling of electric Arcs", J. of Engineering Physics and Thermophyssics, 70 (4), pp 530-543, 1997.
- [13] Gonzalez J.J., Freton P., Gleizes A. "Comparison between a Two- and a Threedimensional Models: Gas Injection and Arc Attachment", J. Phys. D : Appl. Phys. 35, pp 3181-3191, 2002
- [14] Gonzalès M, Simulation tridimensionnelle instationnaire de l'interaction entre un arc électrique et un écoulement environnant, Thèse de doctorat de l'Université de Toulouse N° d'ordre 3401, 1999.
- [15] Vacquié S, "L'arc électrique et ses applications" tome 1 : Etude physique de l'arc électrique, Editions du CNRS ,1984.
- [16] CIGRE Working Group 1301, "Applications of Black Box Modelling to Circuit Breaker", *Electra*, 149 41-71, 1993.
- [17] Çengel Y, "Heat transfer, a practical approach ", (Mc Graw Hill), 1998.
- [18] Liebermann RW, Lowke JJ, "Radiation emission coefficients for sulfur hexafluoride arc plasmas", JQSRT 16 :253-264, 1976
- [19] Gleizes A, Rahmani B, Gonzalez J J and B Liani, "Calculation of net emission coefficient in N<sub>2</sub>, SF<sub>6</sub> and SF<sub>6</sub>-N<sub>2</sub> arc plasmas", J Phys D Appl Phys 14:1300-1309, 1991
- [20] Naghizadeh-Kashani Y., Cressault Y., Gleizes A, "Net emission coefficient of air thermal plasmas", J., Phys. D: Appl. Phys., 35, pp2925-2934, 2002.

- [21] Sadek A.A., Ushio M., Matsuda F, "Effect of Rare Earth Metal Oxide Additions to Tungsten Electrodes", Mettallurgical Trans. A. 21A, pp 3221-3236, 1990.
- [22] Planche M.P, "Contribution à l'étude des fluctuations dans une torche .Application à la dynamique de l'arc et aux mesures de vitesse". Thèse de doctorat de l'Université de Limoges N° d'ordre 37-1995 1995.
- [23] Brilhac J.F. "Contribution à l'étude statique et dynamique de torches plasma stabilisées par vortex ", Thèse de doctorat de l'Université de Limoges - N° d'ordre 60-1993, 1993.
- [24] Arpaci V.S, Larsen.P.S, "Convection Heat Transfer. Prentice-Hall", 1984.
- [25] Cormier J.M, Etude de l'extinction et du réamorçage d'un arc électrique, thèse doctorat Orléans ,1985.
- [26] Chevrier P Simulation numérique de l'interaction électrique écoulement gazeux dans les disjoncteurs moyenne et haute tension, thèse de Doctorat, INPG, Grenoble, 1990.
- [27] Gleizes A.<sup>(1)</sup>; Gongassian M.; Rahmani B.; Continuum absorption coefficient in SF<sub>6</sub> and SF<sub>6</sub>-N<sub>2</sub> mixture plasmas, Journal of physics. D, Applied physics ,1989
- [28] Lacombe J.G, Delannoy Y, Trassy C, Modélisation des transferts radiatifs dans les plasmas thermiques, 18<sup>ème</sup> Congrés Francais de Mécanique, Grenoble 2007
- [29] Gleizes A, Gonzalez J J, Liani B, Raynal G, Calculation of net emission coefficient of thermal plasmas in mixture of gas with metallic vapeur, J Phys D: Appl. Phys. 26, 1921-1927, 1993.
- [ 30] Aubrecht V,Bartlova M Net emission coefficients of radiation in air and SF<sub>6</sub> thermal plasmas, Plasma Chem Plasma Process, 2008.
- [31] Lindmayer M. Simulation of switching devices based on the general transport equation. Zurich, 21nd International Conference on Electrical Contacts, 2002.

- [32] Marty. Ph. Cours de transferts thermiques conduction et rayonnement, IUP génie des systèmes industriels, Grenoble, 2001.
- [33] Laboratoire Décharges dans les Gaz, Coefficient d'absorption par bande du Sf6 entre 300 et 30000K. Communication privée. Université Paul Sabatier de Toulouse.2000
- [ 34] Chévrier P, Barrault M, Fiévet C, Maftoul J, and Millon-Frémillon J, Industrial applications of high-medium and low-voltage arc modelling, J Phys D Appl Phys 30:1346-1355, 1997.
- [35] Ushio T, Ito T, "The behavior of air blastcircuit breakers around current zero" Mitsubishi Denki Laboratory Reports, p. 121-142, avril, 1961.
- [36].Tseng K.J, Wang Y., Vilathgamuwua D.M, "An experimentally verified hybrid Cassie-Mayr electric arc model for power electronics simulations," IEEE Trans.Power Electron.,vol.12,pp.429-436, May1997.
- [37] Belhaouari J.B, "Modélisation de l'extinction d'un arc de SF6 hors d'équilibre thermodynamique local ", Thèse de Doctorat de l'université Paul Sabatier, Toulouse N°2780 1997.
- [38] Lowke J J,Mitchell D (1983) Net emission coefficients of radiation in sulphur hexafluoride plasmas, XVI ICPIG, Int. Conf. Phen. Ionised Gases, Dusseldrof, 4, 502

[39] Lowke J J, Voshall R E, Ludwing H C (1973) Decay of electrical conductance and temperature of arc plasmas, J Appl. Physics 44:3513-3523

[40] Bossavit .A, "Numerical method in electromagnetic". Edition Eyrolls.1991

# Modélisation et résultats

## **INTRODUCTION**

armi les phénomènes énergétiques survenant durant la phase d'ouverture du disjoncteur haute tension, le phénomène de rayonnement demeure l'un des plus difficiles à modéliser compte tenu de sa nature ondulatoire et sa dépendance en température [16, 17, 22-27]. Cependant, ce phénomène demeure prépondérant par rapport aux échanges thermiques de type conduction ou de convection, et la plupart des modèles globaux de l'arc utilisés à ce jour pour simuler la coupure d'un disjoncteur ne prennent pas en compte ce rayonnement thermique[10, 11, 18, 23]. L'objectif de cette contribution est de présenter un modèle d'arc 0D permettant de reproduire l'évolution de la conductance et de la tension d'arc en intégrant le rayonnement thermique du plasma.

Des simulations numériques ont été effectuées sur un disjoncteur de ligne 245kK/50kA/50Hz pour un courant de défaut à 90% du pouvoir de coupure.

Dans le but de valider notre modèle, des mesures expérimentales qui présentent l'évolution de la tension d'arc sont présentées [18, 23]. Nous tenterons aussi d'interpréter ces résultats en nous basant sur les lois générales de l'électromagnétisme et de la thermodynamique.

# III.1. Bilan général d'un arc électrique

Dans la plupart des modèles qui traitent le bilan général d'un arc électrique, ce bilan est divisé en deux parties :

Bilan d'énergie à la cathode Bilan d'énergie à l'anode

#### III.1.1. Bilan d'énergie à la cathode

Les bilans énergétiques proposés par différents modèles [1-4] supposent que la cathode est en fusion sous la tache cathodique et que le phénomène d'évaporation de la cathode est présent. Le bilan est exprimé par :

$$P_C = P_{VAP} + P_{\lambda} + P_{RAY} + P_E \tag{III.1}$$

Où le terme de gauche représente la puissance apportée à la cathode et les termes de droite, les différents mécanismes de dissipation de cette puissance.

 $P_C$ : Puissance apportée à la cathode ;

 $P_{VAP}$ : Puissance dissipée par évaporation du métal ;

 $P_{RAY}$ : Puissance perdue par rayonnement ;

 $P_E$ : Puissance dissipée par émission électronique.

#### III.1.2. Bilan d'énergie à l'anode

L'anode est considérée comme un collecteur d'électrons. Le bilan à l'anode suppose que la puissance thermique apportée à l'anode est équilibrée par celle enlevée par le circuit de refroidissement, et éventuellement, par celle due à l'évaporation de l'anode et celle due au rayonnement de l'anode[3, 4]. Il peut être représenté schématiquement par l'égalité suivante :

$$P_A = P_{COND} + P_{CONV} + P_{RAY} + P_e \tag{III.2}$$

 $P_{COND}$ : représente la puissance transmise par les particules par conduction thermique ;

 $P_{CONV}$ : représente la puissance qui s'ajoute à la conduction lorsque le plasma est soumis à un soufflage qui lui communique une vitesse de dérive ;

 $P_{RAY}$ : est la quantité de puissance apporté par rayonnement ;

 $P_e$ : représente le transfert d'enthalpie par les électrons qui atteignent l'anode.

#### III.2. Courant dans la colonne l'arc

La conduction par l'arc électrique qui se fait dans un plasma thermique à des températures allant de 1kK à 20kK [5, 15, 16]. Ce plasma, formé d'électrons et ions positifs et négatifs formés par les atomes provenant du milieu de coupure et des vapeurs métalliques des électrodes.

Le courant total dans une colonne d'arc est la somme de trois courants [22] :

Courant de conduction : résulte du mouvement des électrons et des ions dans le champ électrique présent dans la colonne d'arc.

Courant de déplacement : Applicable lorsque le champ électrique est variable dans le temps Courant de diffusion : résulte du gradient de la concentration des particules chargées ; il obéit à la loi de Fick. Le courant total est :

$$I = \iint \left( \vec{j}_{con} + \vec{j}_{dép} + \vec{j}_{diff} \right) d\vec{s}$$
 (III.3)

Dans un plasma d'arc, le courant total est dû aux électrons émis par la cathode et aux ions reçus par celle-ci (couche double de Langmuir) [2, 3, 22].

Dans un disjoncteur à haute tension, ce sont les électrons qui génèrent le plus de courant dans l'espace inter électrode ; le courant ionique I<sub>i</sub> est minoritaire [22]. Le courant total s'écrit donc :

 $I=I_e$  où  $I_e$  est le courant électronique.

Pratiquement, la coupure d'un courant de court circuit se fait au passage du courant sinusoïdal par zéro [10, 11, 20]. Notre simulation a été faite avec un courant de type sinusoïdal de valeur :  $i(t)[A] = 50.000\sqrt{2} \sin(314(90-t)) * 0.9$ . Nous avons tracé à la figure III.1 son évolution pour des temps de 0 à 90µs.

Les variations du courant au moment de la coupure prennent l'allure d'une droite décroissante

(figure III.1). Cette allure est prévisible pour les événements courts, car la fonction du courant est de forme sinus. Par conséquent, sin(t) est proche de t. Ce résultat est en accord avec les mesures expérimentales rapportées dans la littérature [18, 23, 22].



Figure III.1. Evolution du courant en fonction du temps

# III.3. Modélisation de l'extinction de l'arc en OD

Dans ce paragraphe, nous présentons l'étude d'une modélisation d'un arc de disjoncteur pour une géométrie 0D. Nous présentons deux types de modèles. Le premier est relatif au modèle de Cassie[10], le deuxième concerne le modèle de Mayr [11]. Ces deux modèles essentiellement utilisés pour les arcs des disjoncteurs décrivent l'évolution de la conductance dynamique de l'arc sous une forme d'équation différentielle du premier ordre :

$$\frac{dg}{dt} = f(t, u, i, p) . \tag{III.4}$$

Cette simulation est une étape essentielle dans notre étude car elle nous permet d'expliquer l'influence de certains paramètres sur le comportement du plasma au cours de l'extinction de l'arc notamment le temps de désionisation  $\tau$ , la tension d'arc  $U_c$  et la puissance de refroidissement P.

Pour notre étude, nous avons simulé une coupure pour un courant de défaut à 90% du pouvoir de coupure dans un disjoncteur de ligne de haute tension 245kV/50kA/50Hz au SF6. Schavemaker et al [18] et J. L. Guardado [23] ont étudié expérimentalement le même disjoncteur.

Bien que la vitesse de rétablissement de la tension transitoire de rétablissement (TTR) a un rôle fondamental dans la réussite de la coupure, sa détermination reste par contre difficile. Cependant, la norme CEI 60-056 définit pour le disjoncteur 245kV/50kA/50Hz une TTR à partir de 132  $\mu$  s [ 22]. H.Schavmaker et al [18] et J. L. Guardado [23] modélisent ce même disjoncteur entre 0 et 90  $\mu$  s. Nous allons donc étudier le comportement de la tension d'arc entre 0 (début d'ouverture des contacts) et 90 $\mu$ s (extinction de l'arc). Ce choix va éviter l'échec thermique et diélectrique de la coupure après extinction de l'arc [22].

### **III.3.1** Algorithme de résolution par Euler

Pour résoudre numériquement les équations d'arc de Cassie et Mayr, nous avons appliqué le développement de Taylor au premier degré à la fonction  $y = \ln(g)$ . Une programmation simple sous Matlab en utilisant une boucle for-end va permettre de calculer les conductances de la colonne d'arc aux instants t= 1µs, 2µs,.....t=90µs. Nous présentons ci-dessous l'algorithme de résolution du modèle de Mayr (figure III.2), où les équations de base sont :

$$\ln g(t+1) = \ln g(t) + \frac{d(\ln g)}{dt}$$
(III.5)
$$x(t+1) = x(t) + \frac{1}{\tau} \left(\frac{ui}{P} - 1\right)$$



FigureIII.2. Algorithme de résolution par Euler

# III.3.2 Algorithme de résolution par Runge-Kutta

Notre programme de simulation, basé sur une programmation directe de la méthode numérique Runge-Kutta, permet de déterminer les caractéristiques de l'évolution de l'arc électrique dans les disjoncteurs haute tension.

Ces grandeurs sont : la conductance dynamique de l'arc, la tension de l'arc et le courant instantané de l'arc.

Les principales étapes de l'algorithme de simulation de l'équation du modèle de l'Arc électrique sont les suivant :

- Introduction des données : le courant efficace Ieff de disjoncteur, la constante de temps de désionisation τ , La puissance de refroidissement P<sub>0</sub> (pour le modèle de Mayr), la tension de cassie Uc (pour le modèle de Cassie), le temps d'extinction Tex.
- 2. Initialisation de la conductance  $g_{0,}$
- 3. Choisir : le pas de discrétisation h de RK45 et l'intervalle de simulation.
- 4. Calcul:
- Le courant d'arc *i* pour chaque point de l'intervalle de simulation
- Les paramètres de Runge Kutta (K 1, K 2, K 3 et K 4)
- La conductance dynamique de l'arc pour chaque point de l'intervalle de simulation.
- Calcul de la tension de l'arc u.

- 5. Incrémentation du temps (t) pour le courant et incrémentation de la position (k) pour les paramètres de Runge Kutta et la conductance. Reprendre ensuite l'étape 4 lorsque la condition de sortie est satisfaite.
- 6. Exploitation des résultats.

Ces différentes étapes peuvent être représentées par l'organigramme suivant :



Figure III.3 : Organigramme de résolution des modèles de Cassie et Mayr

#### III.3.3. Modèle de Cassie

Ce modèle a été établi sur la base que la section de l'arc diminue durant un échange thermique par convection [10, 20]. Deux constantes décrivent l'équation différentielle : la constante  $\tau$ , qui représente le temps au bout duquel le gaz redevient isolant ; et la tension d'arc  $u_c$ .

$$\frac{d\ln g_1}{dt} = \frac{1}{\tau} \left( \frac{u^2}{u_c} - 1 \right) \tag{III.6}$$

Dans la première partie du travail, nous avons d'abord étudié les évolutions de la conductance et de la tension d'arc à travers la résolution du modèle de Cassie en faisant varier la constante de désionisation  $\tau$  du SF6. La figures III.5 représente la conductance électrique de l'arc pour un  $\tau = 1.2 \mu s$ . Sur cette figure, on observe une diminution brutale de la conductance de l'arc. On mesure une vitesse de l'ordre de 10000S/5 $\mu$ s au temps t=5 $\mu$ s.Cette diminution brutale de la conductance a été notée par Lowke et al [29].

Les figures III.6, III.7 et III.8 tracent l'évolution de la tension d'arc en fonction du temps pour respectivement  $\tau = 1.2 \mu s$ ,  $\tau = 0.54 \mu s$  et  $\tau = 0.27 \mu s$ . On remarque à travers ces trois figures qu'a chaque fois qu'on diminue la constante de temps de désionisation, la tension de l'arc atteint le palier plus rapidement. Nous constatons aussi que la tension est pratiquement constante au cours de la coupure.

Ces simulations sont en accord avec les modèles mathématiques qui reproduisent l'évolution des plasmas thermiques dans les disjoncteurs. En effet, la tension d'arc intervient dans les équations de Maxwell :

$$\begin{cases} \vec{E} = -gra\vec{d}(V) \\ \vec{j} = -\gamma gra\vec{d}(V) \end{cases}$$
(III.7)

On remarque qu'une densité de courant constante dans la colonne de l'arc induit un champ électrique constant. Ces observations rejoignent les résultats expérimentaux de Schavemaker et al [18] ainsi que Guardado et al [23].

La figure III.9 retrace l'évolution de la tension d'arc pour  $U_C = 3.6 \text{kV}$  et  $\tau = 0.27 \mu \text{s}$ . On note que la tension augmente pour marquer un palier autour de 3.6 kV à partir de  $20 \mu \text{s}$ .

Les trois valeurs de la constante de temps de désionisation du SF<sub>6</sub>, sont déduites des travaux expérimentaux de Ushio [31]. Pour la simulation, on fixe d'abord la conductance initiale du plasma  $g_0$  à  $10^4$ Sm<sup>-1</sup>, qui est une valeur correspondant à un état conducteur et qui va nous permettre de confronter nos résultats avec ceux de Schavmeker[18].



Figure III.4 : Schéma bloc de l'équation de Cassie



Figure III.5. Evolution de la conductance de l'arc.



Figure III.6. Evolution de la tension de l'arc pour  $\tau = 1.2 \mu s$ 



Figure III.7. Evolution de la tension de l'arc pour  $\tau = 0.54 \ \mu s$ 



Figure III.8. Evolution de la tension de l'arc pour  $\tau$  =0.27 µs



**Figure III.9**. Evolution de la tension de l'arc pour  $u_C = 3.6 kV$ .

#### III.3.4. Modèle de Mayr

Nous avons présenté sur les figures III.10, III.11 et III.12, la variation de la tension de l'arc en fonction du temps pour le modèle de Mayr. La puissance de refroidissement a été prise égale à P= 32917 W [18, 23] pour permettre une confrontation de nos résultats avec différentes valeurs de la constante de temps. On constate que dans les dix dernières microsecondes, (proche du courant zéro), la diminution de la constante de temps provoque une augmentation importante de la surtension. La réduction des temps de désionisation n'a pas que des avantages car elle favorise l'apparition de surtensions de manœuvre dues à une montée trop rapide de la tension. Aussi, ces appareils doivent-ils être conçus pour maîtriser parfaitement ces surtensions ou, sinon, être munis de moyens propres à en limiter l'amplitude (condensateurs, résistances, parafoudres) [15, 28]. La figure III.13 montre une diminution brutale de la conductance semblable à celle observée par J J Lowke [29] dans les arcs de disjoncteurs.



**Figure III.10**. Evolution de la tension suivant le modèle de Mayr pour  $\tau = 1.2 \mu s$ 



**FigureIII.11**. Evolution de la tension d'arc suivant le modèle de Mayr pour  $\tau$  =0.27 µs



Figure III.12. Evolution de la tension d'arc suivant le modèle de Mayr pour  $\tau = 0.54 \mu s$ 



FigureIII.13. Evolution de la conductance du plasma pour différentes valeurs de  $\tau$ .



Figure III. 14 : Schéma bloc du modèle de Mayr.

# III.4. Modélisation 0D de l'extinction de l'arc par rayonnement thermique.

L'étude bibliographique effectuée sur la modélisation des arcs dans les disjoncteurs HT a montré que le phénomène de refroidissement par conduction peut être négligé par rapport à la convection [18, 22]. Par conséquent, seule la convection sera prise en considération.

L'arc va être modélisé comme une colonne résistive, de section variable S et de résistivité constante  $\rho$  [7]. Nous allons adopter l'hypothèse déjà utilisée par Cassie [10] que l'extinction de l'arc est due à la diminution de sa section. Du fait que l'arc se crée dans un plasma porté à une température très élevée de 10000 à 200000K [5, 15, 16], une certaine énergie thermique par rayonnement électromagnétique sera émise lors de sa formation.

Ainsi, la puissance électrique totale fournie à l'arc peut s'écrire :

$$P = ui = P_p + \frac{dQ}{dt} + P_R \tag{III.8}$$

*P* : Puissance totale fournie à l'arc ;

*u* : Tension de l'arc ;

*i* : : Courant à travers l'arc ;

 $P_p$ : Puissance perdue par convection thermique ;

 $P_R$ : Puissance perdue par rayonnement ;

 $\frac{dQ}{dt}$ : Puissance nécessaire à la création de l'arc ;

Le paramètre qui permet le mieux de préjuger de la capacité d'un gaz à retrouver sa rigidité diélectrique dans un laps de temps donné est sa conductance.

Afin d'établir une équation électrique régissant la formation de l'arc, nous devons admettre que la conductance *g* s'exprime uniquement en fonction de l'énergie Q utilisée pour la formation de l'arc :

$$g = g(Q)$$
(III.9)
De l'équation (III.5), on tire  $\frac{dQ}{dt}$ 

$$\frac{dQ}{dt} = P - P_P - P_R$$

Cette dernière équation peut s'écrire:  $dQ = (P - P_P - P_R)dt$ 

En calculant la différentielle de la fonction (III.9) par rapport au temps et, en multipliant et en divisant par la même quantité dQ:

$$\frac{dg}{dt} = \frac{dg}{dQ} \times \frac{dQ}{dt}$$

$$\frac{dg}{dt} \times \frac{1}{g} = \frac{dg}{dQ} \cdot \frac{1}{g} \left( P - P_P - P_R \right) = \frac{dg}{dQ \cdot g} \left( P - P_P \right) - \frac{dg}{dQ \cdot g} \times P_R$$
(III.10)

Dans la suite des calculs, nous utilisons les mêmes hypothèses que celles utilisées par Cassie à savoir :

• Une colonne d'arc de forme cylindrique, de résistivité constante et dont la section diminue avec le courant.

• Le Plasma est supposé être un corps gris d'émissivité indépendante de la longueur d'onde et de la température.

La conductance par unité de longueur d'un arc cylindrique peut s'exprimer par :

 $g = \frac{S}{\rho}$  avec S la surface de la colonne d'arc et  $\rho$  la résistivité de l'arc. On peut alors déduire la section de l'arc :  $S = g.\rho$ .

En utilisant la surface de l'arc dans les hypothèses de Cassie [10] relatives à l'énergie Q utilisée pour la création de l'arc et à la puissance  $P_{a}$  par convection thermique.

Q=S.C et  $P_P = S.\lambda$  avec C et  $\lambda$  des constantes de proportionnalité

On aura  $Q = g.\rho.C$ , donc il vient que :  $\frac{dg}{dQ} = \frac{1}{\rho.C}$ 

En remplacent cette relation dans l'équation (III.10), on trouve :

$$\frac{1}{g}\frac{dg}{dt} = \frac{1}{\rho \cdot Cg} \left(P - P_{P}\right) - \frac{1}{\rho \cdot C} \cdot \frac{P_{R}}{g}$$
(III.11)

Puisque la puissance fournie à l'arc vaut P = ui, le courant à travers l'arc est it = u.g et la puissance perdue par convection thermique est  $P_P = u_a^2 g$  [10,11,22], l'équation (III.9) devient :

$$\frac{dg}{dt.g} = \frac{1}{\rho C} \left( u^2 - u^2_a - \frac{P_R}{g} \right)$$

En mettant  $u_a^2$  en facteur, nous obtenons :

$$\frac{dg}{dt.g} = \frac{u_a^2}{\rho C} \left( \frac{u^2}{u_a^2} - 1 - \frac{P_R}{g.u_a^2} \right)$$
(III.12)

En utilisant les relations ci-dessous :

$$P_P = S\lambda = u_a^2 \cdot g$$
  
et  $u_a^2 = \frac{S\lambda}{g} = \rho\lambda$ .

En remplaçant cette expression dans (III.11), on obtient :

$$\frac{dg}{dt.g} = \frac{\rho\lambda}{\rho C} \left( \frac{u^2}{u_a^2} - 1 - \frac{P_R}{g.u_a^2} \right)$$

Après simplification et en posant  $\frac{C}{\lambda} = \tau$  et  $g.u_a^2 = P_p$  avec  $\tau$  une constante qui représente le temps de désionisation du diélectrique [22, 10, 11], on obtient finalement :

$$\frac{dg}{dt.g} = \frac{1}{\tau} \left( \frac{u^2}{u_a^2} - 1 - \frac{P_R}{P_P} \right)$$

Qui peut s'écrire :

$$\frac{d\ln g}{dt} = \frac{1}{\tau} \left( \frac{u^2}{u_a^2} - 1 - \frac{P_R}{P_P} \right)$$
(III.13)

Cette équation exprime la variation de la conductance g de l'arc électrique en fonction de la tension de l'arcu.

En exprimant la puissance thermique rayonnée par un plasma par l'équation de Stefan Boltzman, nous obtenons finalement :

$$\frac{d\ln g}{dt} = \frac{1}{\tau} \left( \frac{u^2}{u_a^2} - 1 - \frac{\sigma \cdot \varepsilon \cdot (T^4 - T^4_0)}{g \cdot u_a^2} \right)$$
(III.14)

Cette nouvelle équation fait intervenir un nouveau paramètre très important qui est la température du plasma.

Si on néglige le terme de rayonnement dans notre équation, on retrouve l'équation de Cassie [10].

# III.5. Couplage du modèle d'arc avec l'équation de la chaleur

Le modèle obtenu a été couplé avec l'équation de la chaleur pour obtenir finalement un système de deux équations différentielles :

$$\begin{cases} \frac{d \ln g}{dt} = \frac{1}{\tau} \left( \frac{u^2}{u_a^2} - 1 - \frac{\sigma \cdot \varepsilon \cdot \left(T^4 - T^4_0\right)}{g \cdot u_a^2} \right) \\ \rho_V \cdot c \frac{\partial T}{\partial t} - \vec{\nabla} \cdot \left(K_T \cdot \vec{\nabla}(T)\right) = h(T_0 - T) \end{cases}$$
(III.15)

- $\rho_V$ : Masse volumique du gaz (SF6) en kg/m<sup>3</sup>
- c : Chaleur massique du gaz (SF6)en J/kg/K
- K<sub>T</sub> : Conductivité thermique du gaz en W/m/K
- h : Coefficient d'échange thermique en W/K.m<sup>2</sup>

Le transfert thermique par conduction peut être négligé devant l'échange thermique par convection forcée [20]. Dans notre simulation, nous avons tenu uniquement compte du refroidissement par convection forcée.

La résolution numérique de ce système a été faite par ODE 45 du logiciel MATLAB dont l'organigramme est présenté sur la figure III.15.



Figure III.15. Principe du couplage

Tableau 1. Comparaison entre le modèle de Cassie et le nouveau modèle

Nom du Modèle	Cassie	Nouveau modèle d'arc
Conductance de l'arc	Par la variation du diamètre de l'arc	Par la variation du diamètre de l'arc
Expression de la caractéristique dynamique	$\frac{d\ln g}{dt} = \frac{1}{\tau} \left( \frac{u^2}{u_a^2} - 1 \right)$	$\frac{d\ln g}{dt} = \frac{1}{\tau} \left( \frac{u^2}{u_a^2} - 1 - \frac{P_R}{u_a^2 g} \right)$
Pertes de chaleur	Par convection thermique	Par convection et radiation thermique
Diagramme conceptuel		radiation

# III.6. Simulation et résultats

L'objectif de cette simulation est de mettre en évidence l'influence du rayonnement thermique sur la tension d'arc et sur la conductance du plasma par résolution numérique de l'équation obtenue. Notre simulation a été faite avec un courant de court circuit de type sinusoïdal d'une valeur de 90% [18] du pouvoir de coupure à travers un disjoncteur haute tension 245kV/50kA/50Hz.

$$i(t) = 50.000.\sqrt{2}\sin(314(90-t))$$
 (III.16)

Pour pouvoir confronter nos résultats et se rapprocher des conditions réelles, la conductance initiale du plasma est prise égale à  $10^4$ Sm<sup>-1</sup> pour le SF6 [18,22].Une résolution par la méthode de Runge Kutta (ode45) nous a permis de tracer l'évolution des tensions d'arc pour plusieurs valeurs de *f* égales à 0.1, 0.2 et 0.25 (Fig. III.17). La constante de temps a été prise égale à 1.2µs et  $u_c$  =3.8kV [18, 23].

Dans nos simulations, nous avons supposé que le plasma est un corps gris d'émissivité  $\varepsilon = 0.9$ . L'estimation de la masse volumique et de la capacité calorifique du SF6 a été effectuée à partir des résultats de B. Chervy et al [30] à la pression de 0.1MPa,  $\rho_V = 3 \text{ kg.m}^{-3}$ ,  $C_p = 1.5 \text{ J/kg/K}$ . La valeur de *h* a été prise égale à 30. Elle est déduite de [21].



Figure III.16. Mesures et simulations du courant et de la tension d'arc



FigureIII.18. Logarithme de la conductance de l'arc dans le SF6



Figure III.19. Logarithme de la conductance pour  $\tau = 1.2 \mu s$ 



Figure III.20 Variations de la température en fonction du temps pour  $\tau$ =0.54



Figure III.21. Logarithme de la conductance pour  $\tau = 0.54 \mu s$ 



Figure III.22. Logarithme de la conductance pour  $\tau$  =0.27 µs

#### **III.6.1.** Evolution de la tension

Plusieurs auteurs ont effectué des mesures de la tension de l'arc à l'ouverture des disjoncteurs haute tension. Fiévet et al [32], Brdys et al [36], Schavemaker et al [18], Gardado et al[23] ont observé d'abord une augmentation brusque de la tension de l'arc à l'ouverture des contacts qui correspond à la naissance de l'arc, ensuite, ils mesurent des tensions d'arc relativement faibles par rapport à la tension du réseau, montrant ainsi l'effet non limiteur de courant des disjoncteurs HT [22].

Sur la figure III.16, nous comparons les tensions d'arc calculées par notre modèle et celles mesurées par Schavemeker et al [27]. Nous remarquons qu'entre  $10\mu$ s et 80  $\mu$ s, l'évolution de la tension calculée numériquement rejoint les valeurs des tensions expérimentales avec un léger écart. On observe une différence de 700V au-delà 85 $\mu$ s. L'origine de cet écart peut certainement s'expliquer par le fait que nous avons négligé le refroidissement par conduction dans notre simulation. Ainsi, le modèle proposé peut décrire le comportement de l'arc dans les domaines à forts courant. La tension d'arc mesurée est de l'ordre de 1.5kV

#### **III.6.2** Evolution de la conductance

Le gaz considéré est le SF6 qui présente, d'après les travaux expérimentaux de schavemaker et al [27], une conductance initiale de  $10^4$ S. Les courbes de l'évolution de la conductance montrent une diminution très rapide de la conductance du SF6 durant les 20µs avant l'extinction de l'arc. Ce résultat a été observé par J J Lowke et al [29]. Les courbes logarithmiques de la conductance montrent l'effet de la température sur l'extinction du plasma pour les trois températures initiales. Nous remarquons également que la forme des courbes obtenues dépend fortement des paramètres de l'arc, notamment de la constante de désionisation  $\tau$ . Nous observons aussi que pour des températures initiales de 20kK, la vitesse initiale de décroissance de la conductance est la plus importante par rapport aux autres températures T= 10kK et T=15kK. La valeur commune de la conductance est obtenue au-delà de 20µs.

#### III.6.3. Evolution de la température

Le paramètre qui décrit le mieux l'extinction de l'arc est sa température. Notons qu'il existe une différence entre la température des électrons est celle des particules lourdes [22]. Cependant plusieurs auteurs supposent que toutes les particules sont à la même température [1-3]. On pourra donc, au cours de la simulation supposer que le plasma est en équilibre thermodynamique. La décroissance de la température pendant l'annulation du courant peut être déterminé par la relation [15, 16] :

$$\rho_{v}c\frac{\partial T}{\partial t} + \rho_{v}cv\frac{\partial T}{\partial r} - \frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}\left(rK_{T}\frac{\partial T}{\partial r}\right) = 0$$
(III.17)

La présence de la vitesse v dans le deuxième terme complique la résolution de cette équation différentielle aux dérivées partielles. Dans notre étude, l'évolution de la température a été effectuée entre 0 et 90µs en 0 dimensions.

Sur la figure III.20, nous avons tracé l'évolution de la température entre 0 et 90 $\mu$ s et cela pour trois températures initiales du plasma : T<sub>o</sub> =20kK, T<sub>o</sub> =15kK et T<sub>o</sub> = 20kK. La valeur du coefficient d'échange h a été prise égale à 30 [21].

Les simulations montrent d'abord une décroissance très rapide de la température de l'arc pendant les  $20\mu$ s de la coupure. Ensuite, l'arc se refroidit pour se stabiliser au bout de  $80\mu$ s autour de 500K. Cette décroissance très rapide de la température a été aussi observée par Lowke et al [29] dans le SF<sub>6</sub>.

Ce refroidissement est influencé par la valeur du coefficient d'échange thermique qui caractérise le soufflage de l'arc par le SF<sub>6</sub>.

#### III.7. Champ de température

Par l'utilisation du logiciel PDEtool de Matlab, l'équation de la chaleur (II.13) a été résolue numériquement par la méthode des éléments finis adaptée aux gaz parfaits en deux dimensions. Des conditions aux limites de types Dirichlet (hT=r) ont été appliquées aux contours sur un domaine rectangulaire. Nous avons simulé le refroidissement du plasma de SF<sub>6</sub> par convection forcée pour une position finale des électrodes en tungstène et pour une température initiale de 10000K. La température de la cathode a été estimée par l'emploi de la formule de Richardson-Dushmann [22] :

$$J(T,\varphi) = \frac{4\pi . e.m_e}{k^3} (K_B T)^2 . \exp\left(\frac{-\varphi}{K_B T}\right)$$
(III.18)

avec *e* la charge de l'électron, m<sub>e</sub> la masse de l'électron, k la constante de Planck,  $\varphi$  l'énergie d'extraction des électrons, égale à 2.67eV.

Pour le courant de 50kA traversant une surface cathodique de  $10 \text{mm}^2$ , on trouve une densité électronique de  $5.10^9 \text{A/mm}^2$  et qui va correspondre à une température de 3800 K. Cette température est utilisée pour fixer les valeurs limites aux électrodes.

Les figures III.23, III.24 et III.25 relatives aux temps 1, 30 et 90 microsecondes montrent chronologiquement l'évolution du champ de température à l'intérieur du plasma, à travers lequel on constate un refroidissement du gaz qui va lui permettre ainsi de récupérer ses propriétés diélectriques.



FigureIII.23. Champ de température du plasma pour t=1 microseconde



Figure III.24. Champ de température du plasma pour t=30 microsecondes



Figure III.25. Champ de température du plasma pour t=90 microsecondes

#### III.8. Modèles hybrides

Pour représenter l'évolution des propriétés physico-chimiques à l'extinction d'un arc de disjoncteur sur un domaine de courant plus large, quelques auteurs ont, dans une première étape, apporté des modifications aux modèles de bases existants [38,39]. A titre d'exemple, pour simuler la coupure des arcs de grandes intensités, le groupe KEMA [18,23] développe un modèle dynamique de la conductance g issu de l'équation de Mayr :

$$\frac{dg}{gdt} = \frac{1}{\tau} \left( \frac{u.i}{\max(u_0 i, p_0 + p_1 ui)} - 1 \right)$$
(III.19)

Avec  $\tau$  la constante du temps,  $u_0$  la tension de l'arc,  $p_0$  et  $p_1$  les puissances de refroidissement. Moller [9] modélise aussi la conductance en utilisant l'équation de Mayr, mais en supposant que la constante de désionisation et la puissance de refroidissement ne sont plus des constantes

$$\frac{d\ln g}{dt} = \frac{1}{\tau(g)} \left( \frac{ui}{p(g)} - 1 \right) \tag{III.20}$$

La deuxième étape a été marquée par des modèles hybrides issus de combinaisons des modèles classiques. Principalement, deux approches sont utilisées dans cette étape pour l'élaboration de modèles hybrides. La première approche issue de Habedank [38], suggère que la résistance équivalente du plasma d'arc est la somme de deux résistance, l'une décrite par le modèle de Mayr est l'autre par le modèle de Cassie. La seconde approche dite de Tseng et al[ 39], propose par contre un modèle à conductances séparées, débutant par l'équation de Cassie et se terminant par Mayr, mais sans donner d'explications sur les effets des surtensions observées lors de la transition entre les deux modèles.

Afin d'étudier l'influence de la constante de désionisation sur les pics des surtensions induites au cours de la transition Cassie-Mayr, deux modèles d'arcs hybrides à 4 paramètres  $(u_c, \tau_c, P, \tau_m)$  sont proposés. Le premier s'inspire du modèle de Tseng :

 $g(t) = g_C \quad pourI \ge 100A$ . et  $g(t) = g_M \quad pourI \le 100A$  où  $g_C$  est la conductance déduite du modèle de Cassie et  $g_M$  la conductance déduite du modèle de Mayr.

Le deuxième modèle étudié s'inspire du modèle de Habedank et exprime la conductance équivalente du plasma sous la forme :

$$\frac{1}{g} = \frac{1}{g_C} + \frac{1}{g_M}$$
(III.21)

Trois valeurs de la constante de temps de désionisation du SF6, déduites des travaux expérimentaux de Ushio [31] seront utilisées :  $\tau = 0.27 \mu s$ ,  $\tau = 0.54 \mu s$  et  $\tau = 1.2 \mu s$ .

## III. 8.1 Principe de couplage des modèles Cassie-Mayr

On fixe d'abord la conductance initiale du plasma  $g_0$  à  $10^4$ Sm<sup>-1</sup> qui est une valeur correspondant à un état conducteur et qui va nous permettre de confronter nos résultats avec ceux de Schavemaker [18]. Les principales étapes de l'algorithme de simulation de l'équation de l'arc  $\frac{dg}{dt} = f(t,g)$  sont les suivantes :

- Introduction des données : courant de court circuit à 90 % du pouvoir de coupure (PDC), τ,
   P (pour le modèle de Mayr), tension de cassie Uc (pour le modèle de Cassie). L'intervalle de coupure est fixé entre -90µs et 0 µs.
- 2. Fixer la valeur du pas de discrétisation h de RK45.
- 3. Calcul des paramètres de Runge Kutta pour les deux modèles :  $K_1 = h \cdot f(t_i, g_i)$

$$K_{2} = h \cdot f\left(t_{i} + \frac{h}{2}, g_{i} + \frac{K_{1}}{2}\right), \quad K_{3} = h \cdot f\left(t_{i} + \frac{h}{2}, g_{i} + \frac{K_{2}}{2}\right), \quad K_{4} = h \cdot f\left(t_{i} + h, g_{i} + K_{3}\right)$$

4. Calcul de la conductance à l'état i + 1 pour les deux modèles:

$$g_{i+1} = g_i + \frac{1}{6} (K_1 + 2K_2 + 2K_3 + K_4)$$

5. Calcul de la conductance équivalente du SF6 :

$$g_E = \frac{g_C \cdot g_M}{g_C + g_M} \tag{III.22}$$

- 6. Calcul du courant d'arc *i* pour chaque point de l'intervalle de simulation
- 7. Détermination de la tension de l'arc  $u_a = i/g$


Figure III.26 : Organigramme de calcul de la conductance de type Habedank



Figure III.27 : Algorithme de calcul de la conductance de type Tseng

### III.8.2. Modèle hybride proposé

Dans cette partie, nous développons un modèle hybride 0D d'un arc de SF6 en extinction, dans un disjoncteur haute tension intégrant le rayonnement thermique du plasma et permettant de simuler l'évolution de la conductance et de la température. Ce modèle, couplé au modèle de Mayr, permet l'élaboration d'un modèle hybride 0D qui prendra en compte les propriétés thermodynamiques du  $SF_6$  et permettra de simuler l'évolution de la température et de la conductance à travers une gamme de courant plus large [41], allant jusqu'à 90% du PDC d'un disjoncteur HT.

Nous montrons aussi que les pics de surtension, dus à la transition entre les modèles Cassie et Mayr diminuent quand on utilise des gaz à petite constante d'ionisation [41].

L'instant qui fixe la transition entre le nouveau modèle et l'équation de Mayr a été pris égal à -60 µs.

$$\begin{cases} \frac{d \ln g}{dt} = \frac{1}{\tau} \left( \frac{u^2}{u_a^2} - 1 - \frac{\sigma \cdot \varepsilon_R \cdot (T^4 - T_0^4)}{g \cdot u_a^2} \right) & -90 \,\mu s \le t \le -60 \,\mu s \\ \rho \cdot c \frac{\partial T}{\partial t} - \vec{\nabla} \cdot (K_T \cdot \vec{\nabla}(T)) = h(T_0 - T) + \frac{i^2}{g} - \sigma \cdot \varepsilon_R \left( T^4 - T_0^4 \right) - 90 \,\mu s \le t \le -60 \,\mu s \\ \frac{d \ln g}{dt} = \frac{1}{\tau} \left( \frac{u \cdot i}{p} - 1 \right) & -60 \,\mu s \le t \le 0 \end{cases}$$
(III.23)



Figure III.28. Modèle hybride de type Tseng pour  $\tau$  =0.27µs



Figure III.30. Modèle hybride de type Tseng pour  $\tau = 1.2 \mu s$ 



Figure III.31. modèle hybride proposé

## III.9. Couplage énergie - équations de modélisation

La naissance de l'arc électrique à la séparation des contacts va faire apparaître une tension d'arc  $u_{arc}$ qui va conditionner l'énergie dissipée par effet Joule dans le disjoncteur, produisant ainsi une forte élévation de la température. On la notera W<sub>1</sub>. Elle est donnée par l'expression suivante :

$$W_1 = \int_{t_0}^{t_f} u_{arc} \, i.dt \tag{III.24}$$

Avec *i* le courant dans la colonne d'arc,  $t_0$  et  $t_f$  les temps de début et fin de coupure.

Afin de déterminer sa valeur au cours de la coupure, nous avons fait la différentielle de l'équation (III.24),  $dW_1 = u_{arc} i.dt$  et, puisque  $u_{arc} = \frac{i}{g}$  avec g la conductance de l'arc, on peut écrire donc :

$$dW_1 = \frac{i^2}{g} dt$$

L a détermination de cette grandeur revient donc à résoudre numérique d'un système d'équations différentielles.

L'équation de modélisation obtenue a été couplée avec l'équation de la chaleur, l'équation du transfert thermique par conduction, la puissance de rayonnement et l'énergie perdue par effet Joule pour obtenir finalement un système de 5 équations différentielles à 5 variables :  $g, T, W_1, W_2 et W_3$  :

$$\begin{pmatrix} \frac{d \ln g}{dt} = \frac{1}{\tau} \left( \frac{u^2}{u_a^2} - 1 - \frac{\sigma \cdot \varepsilon_R \cdot \left(T^4 - T_0^4\right)}{g \cdot u_a^2} \right) \\ \rho \cdot c \frac{\partial T}{\partial t} - \vec{\nabla} \cdot \left( K_T \cdot \vec{\nabla}(T) \right) = h(T_0 - T) + \frac{i^2}{g} - \sigma \cdot \varepsilon_R \left(T^4 - T_0^4\right) \\ \frac{dW_1}{dt} = h(T_0 - T) \\ \frac{dW_2}{dt} = -\sigma \cdot \varepsilon_R \left(T^4 - T_0^4\right) \\ \frac{dW_3}{dt} = \frac{i^2}{g} \end{cases}$$
(III.25)

T : température du plasma en Kelvin, T<sub>0</sub> : température extérieure

 $\rho$  : masse volumique du gaz (SF6) en kg/m<sup>3</sup>

*c*: chaleur massique du gaz (SF6)en J/kg/K

K<sub>T</sub> : conductivité thermique en W/m/K

h: coefficient d'échange thermique en W/K

W3 : énergie cédée par l'arc.

Les conditions initiales nécessaires pour la résolution numérique sont telles que :  $W_1 = W_2 = W_3 = 0$ ; T(0)=15000K et g(0)=10<sup>4</sup>S.m<sup>-1</sup>.

Le terme source est la puissance dégagée par l'arc, il vaut :  $\frac{i^2}{g}$ 



Fig. III.32 : Principe du couplage

Les figures III.33, III.34 et III.35 montrent tout d'abord que seule l'énergie cédée par effet Joule est influencée par le changement de la valeur de la constante de désionisation.

On voit aussi que l'énergie de rayonnement thermique devient constant ( $P_R=0$ ), après un temps t= 20 microsecondes. Ceci peut s'expliquer par la disparition du noyau de l'arc à cet instant et l'apparition de gaz moléculaire sans effet de rayonnement thermique [42].



Figure .III

33 : Transfert thermique pour  $\tau = 0.27$  microsecondes



Figure.III.34 : Transfert thermique pour  $\tau = 0.57$  microsecondes



Figure.III.35 : Transfert thermique pour  $\tau = 1.2$  microsecondes

### Conclusion

Le principal objectif visé à travers ce chapitre, qui était de développer un nouveau modèle 0D intégrant le rayonnement thermique de l'arc des disjoncteurs au cours de l'extinction, fut atteint. Ce modèle basé sur des hypothèses simples prend en compte le rayonnement thermique émis par le plasma dans sa globalité, en intégrant toutes les longueurs d'ondes émises et peut constitué ainsi une extension du modèle de Cassie pour les très forts courants.

A cause de la nature intégro-différentielle du modèle, nous avons eu recours à une méthode numérique pour modéliser l'arc de coupure. L'amélioration du modèle dans les travaux avenirs doit passer par une représentation plus réaliste des constantes thermodynamiques qui sont dans la plus part des cas dépendantes de la température et de la pression.

L'intégration de toutes les longueurs du rayonnement dans le calcul de la puissance thermique, représente la principale faiblesse de ce modèle.

#### **Bibliographie du chapitre III**

- Zhou X., Heberlein J, Analysis of the arc-cathode interaction of free-burning arcs, Plasma Sources Sci. Technol. 3, pp 564-574,1994.
- [2] Morrow R., Lowke J.J, A one-dimensional theory for the electrode Sheaths of electric arcs, Journal of physics D : Applied Physics 26, pp 634-642 ,1993.
- [3] Merinov N.S., Ostrecov I.N., Petrosov V.A., Porotnikov A.A., Etude expérimentale des processus anodiques en régime de chute négative du potentiel près de l'électrode, Journal of technical physics, Vol 64, N°4, pp 1-18 ,1976.
- [4] Diujev G.A., Chkolnik S.M., Yuriev V.G, Phénomènes anodiques dans les zones adjacentes aux électrodes à hautes densités de courant, Journal de physique technique, vol. 48, N°6, p L1-L16 et M1-M19, 1978.
- [5] Vacquié S., L'arc électrique et ses applications tome 1: Etude physique de l'arc électrique, Editions du CNRS, 1984.
- [6] Delalondre C., Modélisation aérothermodynamique d'arcs électriques à forte intensité avec prise en compte du déséquilibre thermodynamique local et du transfert thermique à la cathode, Thèse de doctorat de l'Université de Rouen ,1990.
- [7] Ziani A and Moulai H 2009 Extinction properties of electric arcs in high voltage circuit breakers, Journal of Physics D: Applied Physics. 42, 2009.
- [8] Ziani A and Moulai H 2008 Application des développements de Taylor pour la résolution des équations de l'arc électrique dans un disjoncteur haute tension. ICEEA'08. Mai 2008.
- [9] Reynard L Modélisation tridimensionnelle de l'arc électrique dans un disjoncteur basse tension Thèse de *Doctorat*, Ecole centrale de Lyon, France, 2006.
- [10] Cassie .A Theorie Nouvelle des Arcs de Rupture et de la Rigidité des Circuits,

Cigre Report 102, pp. 588-608, 1939.

- [11] Mayr. O, Beiträge zur theorie des statischen und des dynamischen lichtbogens Archiv. Elektrotechnik, 37, pp 508-608, 1943.
- [12] Lowke J J,Mitchell D, Net emission coefficients of radiation in sulphur hexafluoride plasmas, XVI ICPIG, Int. Conf. Phen. Ionised Gases, Dusseldrof, 4, 502, 1983.
- [13] Dalalondre C, Simonin O, Numerical modelling of high intensity arc including a flow turbulence model, Rapport de la direction des études et recherches d'EDF, n° HE 44/92, 1992.
- [14] Belhaouari J.B, Modélisation de l'extinction d'un arc de SF6 hors d'équilibre thermodynamique local, Thèse de Doctorat de l'université Paul Sabatier, Toulouse N°2780, 1997.
- [15] Gleizses A, Phénomènes élémentaires, session de formation sur l'arc électrique et les plasmas thermiques, CPAT, 2002.
- [16] Gonzales J.J, Modélisation des plasmas thermiques. Session de formation sur l'arc électrique et les plasmas thermiques, CPAT, 2002.
- [17] Hong D, Sandolache G, Lan K, Bauchire J.M, Le Menn E, and Fleurier C, A radiation source developed for broad band optical absorption spectroscopy measurements. Plasma Source Sci, Technol, 12:1-7, 2003.
- [18] Schavemeker P H and Van der Sluis L 2000 An improved Mayr type arc model based on current zero measurement *IEEE Trans. Power Delivery*, **15** 580-84
- [19] CIGRE Working Group 1301, Applications of Black Box Modelling to Circuit Breaker Electra, 149 41-71, 1993.
- [20] Ziani A and Moulai H 2008 Thermal radiation effect on the extinction properties of electric arcs in HV circuit breakers *Proc. 2<sup>nd</sup> Int. Conf. on Elect. Engin. Design and Techno. (ICEEDT'08)* (Hammamet, Tunisia) EEMMAd25.
- [21] Çengel Y Heat transfer, a practical approach (Mc Graw Hill), 1998.
- [22] Vacquié S L'arc électrique Techniques de l'Ingénieur, traité de génie électrique D

2 870, 1995.

- [23] Guardado J L, Maximov S G, Megoza E, Naredo J L and Moreno P An improved arc model before current zero based on the combined Mayr and Cassie arc models *IEEE Trans. Power Delivery* 20 No.1 138-42, 2005.
- [24] Delalondre C., Bouvier A, Caruso A., Méchitoua N, Simonin O., and Vérité J.J
   Fluid dynamic modelling of electric arcs for industrial applications. Pure and Appl.
   Chem., 70(6) :1163–1168, 1998.
- [25] Liebermann RW, Lowke JJ (1976) Radiation emission coefficients for sulphur hexafluoride arc plasmas, JQSRT 16 :253-264

[26] A Gleizes, B Rahmani, J J Gonzalez and B Liani Calculation of net emission coefficient in N2, SF6 and SF6-N2 arc plasmas, J Phys D Appl Phys 14:1300-1309, 1991.

- [27] Aubrecht V,Bartlova M (2008) Net emission coefficients of radiation in Air and SF<sub>6</sub> thermal plasmas, Plasma Chem Plasma Process
- [28] Chévrier P, Barrault M, Fiévet C, Maftoul J, and Millon-Frémillon J (1997) Industrial applications of high-medium and low-voltage arc modelling, J Phys D Appl Phys 30:1346-1355
- [29] Lowke J J, Voshall R E, Ludwing H C, Decay of electrical conductance and temperature of arc plasmas, J Appl. Physics 44:3513-3523, 1973.
- [30] Chervy B, Gleizes A, Razafinimanana M (1994), Thermodynamic properties and transport coefficients in SF6-Cu mixtures at temperatures of 300-30000 K and pressures of 0.1-1 Mpa, J Phys D Appl Phys 27 :1193-1206
- [31] Ushio T, Ito T, The behavior of air blastcircuit breakers around current zero Le comportementdes disjoncteurs à air comprimé au voisinage du zéro de courant,
  Mitsubishi Denki Laboratory Reports, p. 121-142, avril 1961.
- [32] Fiévet C, Fleurier C and Hong D, Température measurement in moving wall confined Arcs. Bchum, 1995, ICPIG XXI.

- [33] Bauchire J.M Modélisation numérique d'une torche de projection à plasma : influence de la géométrie et de la turbulence sur les propriétés du plasma, Thèse de doctorat de l'université Paul Sabatier, 184pp, 1997.
- [34] Badareu E, Popescu I, Gaz ionisés . Décharges électriques dans les gaz, p 334, Dunod, 1965.
- [35] Cormier J.M, Etude de l'extinction et du réamorçage d'un arc électrique, thèse doctorat Orléans, 1985.
- [36] Bryds C, Touzamet J.P Laurent A, and Ponthenier J.L. Optical and magnetic disgnotics of the electric arc dynamics in a low voltage circuit breaker. Meas. Sci. Technol.. 13: 1146-1153, 2002
- [37] Lindmayer M. Simulation of switching devices based on the general transport equation Zurich, 21nd International Conference on Electrical Contacts, 2002
- [38] Habedank U, Application of a New Arc Model for the Evaluation of Short-circuit Breaking Tests, IEEE Transactions on Power Delivery, Vol. 8, No. 4, October 1993
- [39] K.J.Tseng,Y.Wang,D.M.Vilathgamuwua," An experimentally verified hybrid Cassie-Mayr electric arc model for power electronics simulations," IEEE Trans.Power Electron.,vol.12,pp.429-436, May1997
- [40] Gonzalez J.J., Freton P., Gleizes A, Comparison between a Two- and a Threedimensional Models: Gas Injection and Arc Attachment, J Phys D: Appl Phys 35, 3181-3191, 2002.
- [41] Ziani A and Moulai H 2008, Etude des Modèles Hybrides d'Arc électrique dans les disjoncteurs de haute tension. Algerian Journal Of Technology, pp CNHT'09. Avril 2009.
- [42] Ziani A and Moulai H 2009 Modélisation des échanges thermiques dans un plasma d'arc de disjoncteur haute tension ICEE'09 Algiers.

# **Conclusion générale**

L'analyse bibliographiques des études réalisées sur l'arc électrique dans les disjoncteurs haute tension a orienté la direction de nos recherches vers la modélisation de l'extinction de l'arc par le rayonnement thermique.

Nous avons constaté que l'arc électrique qui se forme à l'ouverture d'un disjoncteur haute tension n'est pas un phénomène que l'on cherche toujours à éliminer, mais au contraire, il est utilisé par les constructeurs pour limiter les effets des surtensions induites par les variations très importantes de courant, néfastes pour les circuits inductifs. Ce problème a été rencontré au niveau des disjoncteurs à vide dans lesquels l'arc n'existe pas.

Le plasma thermique créé par l'arc est le siège d'un échange thermique très important et les modèles 0D fondés uniquement sur les transferts thermiques par conduction et convection ne rendent pas compte de l'ensemble des échanges régissant l'extinction de l'arc.

Parmi les articles qui traitent de la modélisation du rayonnement thermique des arcs de coupures, la plupart sont de types dimensionnels réalisés sur des géométries complexes où peu de justifications sont faites quant aux conditions aux limites et aux maillages.

Actuellement, la plupart des auteurs modélisent le rayonnement dans les plasmas thermiques en utilisant les coefficients d'émission nette introduits par Liebermann et Lowke avec des hypothèses discutables et très peu réalistes (plasma isothermes à géométrie cylindrique ou sphériques). En effet, le disjoncteur HT de par sa structure et sa fonction dans un réseau de distribution, reste l'un des appareils de protection les plus complexes à modéliser et ainsi un modèle 0D intégrant le rayonnement thermique permet une représentation simple et réaliste des paramètres essentiels qui définissent l'arc, comme la conductance, la tension et la température.

Pour mettre en évidence le transfert d'énergie par rayonnement thermique dans les disjoncteurs haute tension au SF6, nous avons développé un nouveau modèle qui intègre ce phénomène. Un couplage de ce modèle avec l'équation de la chaleur a permis de suivre l'évolution de la conductance et de la

température au cours des premières dizaines de microsecondes avant l'extinction de l'arc, dans un disjoncteur de ligne 245kV/50kA/50Hz pour un courant de défaut à 90% du pouvoir de coupure. En se référant à différents articles issus de la littérature, nous avons déterminé la valeur des données thermodynamiques concernant le plasma thermique.

Dans le but de valider les résultats de notre modèle, nous avons choisi de les confronter avec les résultats expérimentaux de Schavemeker et al. Ainsi, les résultats de simulation montrent une évolution de la conductance pour chaque température initiale du plasma en bon accord avec les résultats expérimentaux.

Les essais de simulations ont également permis de mettre en évidence l'effet du rayonnement thermique aux premiers instants de l'extinction de l'arc et d'apporter une contribution quand à la connaissance des phénomènes complexes liés à l'arc de coupure. En effet, les résultats obtenus ont montré que l'évolution de la conductance du plasma et de la température dépend de la valeur de la constante de temps de désionistaion. En outre, nous avons constaté que la tension d'arc est influencée par le facteur de rayonnement thermique.

La tension d'arc demeure pratiquement constante après un certain temps d'initialisation de l'arc et devient nulle au moment de l'extinction. Notons que les valeurs des tensions d'arc obtenues sont fonction des paramètres thermodynamiques du milieu de coupure.

Nous pouvons désormais, à partir d'un modèle 0D, déterminer l'évolution en fonction du temps de la température de l'arc au cours de son extinction. Nous pouvons aussi déterminer la conductance de l'arc, donnée indispensable pour connaître l'échec ou la réussite de la coupure.

L'exploitation de notre modèle dans la modélisation des arcs de coupure des disjoncteurs haute tension revêt un intérêt grandissant du point de vue industriel dans la mesure où c'est un modèle simple utilisant des hypothèses acceptables physiquement. En effet, nous recommandons l'utilisation d'une simulation numérique de l'extinction de l'arc par ce modèle dans la gamme de courant comprise entre 600 et 2000A.

La mise en place de ce modèle a été précédée par une approche numérique des modèles de Cassie et Mayr par la méthode de Runge Kutta ainsi qu'une étude de l'influence de la constante de désionisation et de la tension d'arc sur l'évolution de l'arc.

Les perspectives de ce travail, envisageables à plus ou moins terme, sont nombreuses et concernent les différentes parties de notre étude. Dans un premier temps, il conviendrait de parfaire le couplage du modèle avec l'équation de la chaleur par la prise en compte de la dépendance en température des

coefficients thermodynamiques de l'arc. Cette approche peut apporter une description de la dynamique de l'arc plus réaliste. Dans un deuxième temps, nous pouvons définir une géométrie réelle d'un disjoncteur pour ne plus négliger la conduction thermique et obtenir un comportement plus réaliste des phénomènes complexes qui surviennent au cours de l'extinction de l'arc. Enfin, ce modèle présente une lacune principale qui est la prise en compte de toutes les longueurs d'ondes du rayonnement thermique lors de l'extinction du plasma.