

# ARC DANS LE SF<sub>6</sub> HORS EQUILIBRE THERMODYNAMIQUE LOCAL

Jean-Belkheir BELHAOUARI

Equipe physico-chimie des plasmas d'arc  
Centre de Physique des Plasmas et de leurs Applications de Toulouse  
URA du CNRS n° 277, Université Paul Sabatier, 118 route de Narbonne  
31062 Toulouse cedex, France  
Tel: 61-55-68-55 Fax: 61-55-63-32 E-Mail: jbb@cpa111.ups-tlse.fr

## I. INTRODUCTION

Durant ces trente dernières années, l'utilisation de l'hexafluorure de soufre (SF<sub>6</sub>) dans les disjoncteurs, a considérablement augmenté. La séparation des contacts induit l'apparition d'un arc électrique qu'il faut très rapidement faire disparaître lorsque l'intensité du courant alternatif passe par zéro. Le SF<sub>6</sub> présente des propriétés physico-chimiques qui rendent son utilisation favorable, citons par exemple sa haute rigidité diélectrique, une bonne conductivité thermique pour une température voisine de 2000 K. L'ensemble de ces propriétés permet un refroidissement rapide et une forte électro-négativité ce qui favorise la disparition des électrons dans le plasma en extinction.

Au cours de l'extinction le plasma, soumis à un fort soufflage, est le siège de turbulence qui régissent les transferts d'énergie nécessaires à la récupération de la rigidité diélectrique du milieu. Un modèle thermique n'est donc pas suffisant pour expliquer le comportement du milieu où existent des déséquilibres chimiques dus à la turbulence et au violent refroidissement (jusqu'à 10<sup>9</sup> K.s<sup>-1</sup>). En effet, les mesures désormais fiables, entreprises dans les stations d'essais, montrent que le courant post-arc, après le passage au zéro du courant alternatif dans les disjoncteurs, est inexistant dans la plupart des cas testés. Or tout modèle basé sur l'hypothèse de l'équilibre thermodynamique local (ETL) prévoit un courant post-arc. Pour interpréter cette différence entre expérience et théorie il faut considérer que dans la réalité la colonne de plasma serait envahie, localement ou globalement, par une certaine quantité de gaz froid qui n'avait pas été totalement dissocié avant d'arriver dans les régions chaudes. La colonne de plasma serait alors coupée par une tranche de gaz à très faible conductivité électrique, qui empêcherait la circulation d'un courant électrique. L'origine de cette poche de gaz froid pourrait être due soit à des tourbillons de turbulence, soit à la convection violente qui amènerait du gaz froid dans des zones chaudes du plasma.

L'objectif de cette étude est d'établir un modèle global d'arc de SF<sub>6</sub> en extinction permettant de calculer l'évolution de la température de la conductance du milieu, tout en tenant compte d'éventuels écarts à l'équilibre de composition. Les modèles développés jusqu'à présent sont basés sur l'hypothèse de l'ETL et traitent séparément les

phénomènes convectifs et les phénomènes cinétiques. La première étape a consisté à développer un modèle simulant l'extinction d'un arc stabilisé par paroi suivant une dimension à symétrie cylindrique de rayon de 2,5mm. Ce modèle donne les évolutions des profils de température cinétique des particules, (fonction essentiellement des mécanismes de conduction normale, de turbulence et de convection), les évolutions des profils de densités de particules ainsi que l'évolution de la conductance.

## II. NOMENCLATURE DES TERMES

Pour faciliter la compréhension des équations, nous présentons la nomenclature des termes utilisés:

r:	coordonnée radiale
z:	coordonnée axiale
t:	coordonnée temporelle
R:	rayon de la décharge
T:	température
T <sub>p</sub> :	température de paroi
V <sub>r</sub> :	vitesse radiale
n <sub>i</sub> :	densité de la particule i
I:	intensité de courant
E:	champ électrique
G:	conductance linéique
ε <sub>N</sub> :	coefficient d'émission nette
ρ:	densité de masse
σ:	conductivité électrique
K:	conductivité thermique
C <sub>p</sub> :	chaleur spécifique à pression constante
μ:	viscosité dynamique
P:	pression
q <sub>i</sub> :	charge de la particule i
v <sub>i</sub> :	vitesse moyenne dirigée de la particule i

Les propriétés du plasma ont été calculées par Chervy (K, σ, ρ, μ et C<sub>p</sub>) [1] et par Riad (ε<sub>N</sub>) [2].

## III. COMPOSITION DU PLASMA DE SF<sub>6</sub> EN REGIME STATIONNAIRE

La résolution en régime transitoire nécessite comme conditions initiales les valeurs de la composition du plasma en régime stationnaire. Nous avons séparé le

domaine de température (12000 K - 300 K) en trois gammes. Cette séparation est nécessaire pour éviter de traiter des espèces qui deviennent très minoritaires dans certaines régions du domaine et qui de ce fait accroissent considérablement le temps de calcul. La première gamme de température (12000 K - 2100 K) comporte 23 espèces ( $e^-$ , S, S $^-$ , S $^+$ , S $_2$ , S $_2^+$ , F, F $^-$ , F $^+$ , F $_2$ , F $_2^-$ , F $_2^+$ , SF, SF $^-$ , SF $^+$ , SF $_4$ , SF $_4^-$ , SF $_5$ , SF $_5^-$ , SF $_6$ , SF $_6^-$ , SF $_2$ , SF $_3$ ). Pour la deuxième gamme (2100 K - 1000 K) nous n'avons retenu que 8 espèces (F, F $_2$ , SF, SF $_4$ , SF $_5$ , SF $_6$ , SF $_2$ , SF $_3$ ) car en dessous de 2100 K les espèces chargées deviennent négligeables. Dans la troisième gamme (1000 K - 300 K) nous n'avons sélectionné que 5 espèces (F, F $_2$ , SF $_4$ , SF $_5$ , SF $_6$ ). En régime stationnaire le terme de convection et le terme dépendant du temps de l'équation de conservation des espèces (1) sont nuls, il y a équilibre entre le nombre de particules créées et le nombre de particules disparues, les équations de conservation s'écrivent selon (2).

$$\frac{\partial n_i}{\partial t} + \vec{\nabla}_r n_i \vec{v}_i = S \quad (1)$$

$$S = \left( \frac{\int n_i}{\int t} \right)_{C.R.} = Ca - n_i Da = 0 \Rightarrow n_i = \frac{Ca}{Da} \quad (2)$$

Où S est le terme collisionnel radiatif, il est égal à la différence entre le nombre de particules créées par unité de volume et par unité de temps (Ca), et le nombre de particules disparues par unité de volume et par unité de temps ( $n_i Da$ ), ces termes sont fonction des taux de réactions chimiques, ces derniers ont été calculés par Borge [3].

Les figures 1 et 2 montrent les variations des densités de particules en fonction de la température pour la pression atmosphérique. Nous pouvons remarquer que les électrons constituent l'espèce chargée dominante de 12000K à 4500 K, en dessous de cette température ce sont les espèces ioniques S $_2^+$  et F $^-$  qui sont majoritaires, parmi les espèces chargées, jusqu'à une température avoisinant les 2500 K. Les espèces F $_2^-$ , SF $_4^-$ , SF $_5^-$ , et SF $_6^-$  sont des espèces minoritaires, elles ne seront pas prises en compte lors du calcul à l'extinction.

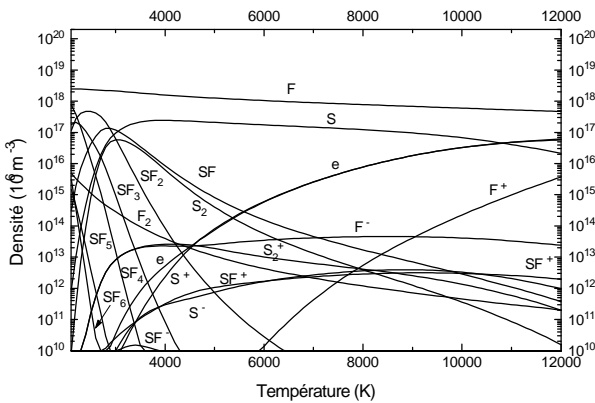


Fig.1 : Composition du plasma SF $_6$  2100 K < T < 12000 K

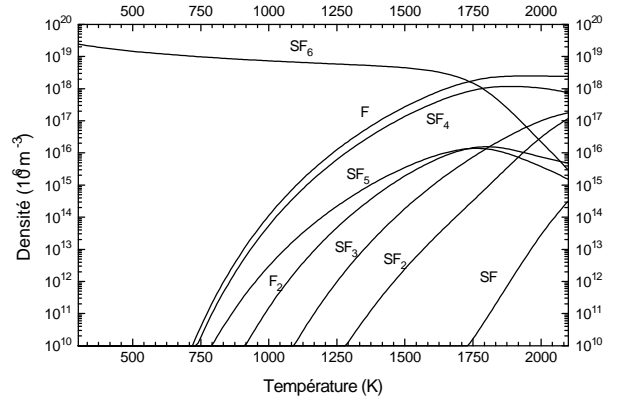


Fig.2 : Composition du plasma SF $_6$  300 K < T < 2100 K

#### IV. PROFIL DE TEMPERATURE EN REGIME STATIONNAIRE

Le calcul du profil de température nous permet essentiellement d'initialiser le calcul à l'extinction. Pour ce calcul nous considérons un plasma à symétrie cylindrique en ETL. La pression est fixée à une atmosphère et reste constante à l'intérieur de la décharge. Nous supposons que le fluide est caractérisé par un écoulement laminaire et que seuls les termes de conduction gouvernent, la convection axiale et radiale étant négligeable. On considère que les coefficients de transport (conductivité électrique, conductivité thermique, coefficient d'émission nette) ne sont fonctions que de la température et de la pression. On considère aussi que le champ électrique est constant et uniforme radialement. Le coefficient d'émission nette a été calculé en supposant une isotherme dans un plasma cylindrique homogène pour un rayon Rp (Rp = 2 mm). En prenant en compte toutes ces hypothèses le profil de température peut être calculé par le bilan d'énergie (qui prend la forme de l'équation d'Elenbaas Heller) couplé avec la loi d'Ohm.

##### Equations:

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left( r K \frac{\partial T}{\partial r} \right) + \sigma E^2 - 4 \pi \epsilon_N = 0 \quad (3)$$

$$G = 2 \pi \int_0^R \sigma r dr \quad (4)$$

$$E = E_z = \frac{I}{G} \quad (5)$$

##### Conditions aux limites:

- Sur l'axe:  $\left( \frac{\partial T}{\partial r} \right)_{r=0} = 0 \quad (6)$

- Au bord:  $T(R) = T_p \quad (7)$

## V. MODELE HYDRO-CINETIQUE

En régime transitoire nous calculons le terme collisionnel radiatif pour une unique gamme de température (12000 K - 1000 K) qui est constituée de 19 espèces ( $e^-$ , S,  $S^-$ ,  $S^+$ ,  $S_2$ ,  $S_2^+$ , SF, F,  $F^+$ ,  $SF^+$ ,  $F_2^+$ , SF, F,  $F_2$ ,  $SF_4$ ,  $SF_5$ ,  $SF_6$ ,  $SF_2$ ,  $SF_3$ ). En dessous de 3000 K les espèces ionisées sont statistiquement minoritaires, et nous leur fixons une valeur nulle. A l'extinction les termes de conduction ainsi que les termes de convection interviennent dans le plasma, toutefois la convection axiale ainsi que la diffusion des espèces sont supposées négligeables, ainsi que le champ électrique que nous fixons nul. La pression moyenne initiale est fixée à une atmosphère et reste pratiquement constante à l'intérieur de la décharge pendant l'extinction. La pression est calculée à partir de la loi de Dalton et est fonction des densités calculées. La dépression créée par le refroidissement et par la recombinaison des atomes en molécules est compensée par les termes convectifs de peuplement d'espèces. Les inconnues sont la température  $T(r,t)$ , la vitesse radiale  $V_r(r,t)$ , ainsi que les N densités des espèces  $n_i(r,t)$ . Nous résolvons les équations de conservation de la quantité de mouvement radiale (8), de conservation de l'énergie (9) et des N équations de conservation des espèces (10). Le couplage s'effectue au niveau de la densité de masse (11) et de la pression (12). Les méthodes de résolution mises au point ainsi que la discrétisation des équations sont basées sur les algorithmes de Patankar [4].

### Equations hydrodynamiques:

$$\rho \frac{\partial V_r}{\partial t} + \rho V_r \frac{\partial V_r}{\partial r} = \frac{2}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left( \mu V_r r \frac{\partial V_r}{\partial r} \right) - \frac{\partial P}{\partial r} - \frac{2 \mu V_r}{r^2} \quad (8)$$

$$\rho C_p \frac{\partial T}{\partial t} + \rho C_p V_r \frac{\partial T}{\partial r} = \sigma E^2 - 4 \pi \epsilon_N + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left( r K \frac{\partial T}{\partial r} \right) \quad (9)$$

### Equations cinétiques:

$$\frac{\partial n_i}{\partial t} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r n_i V_r) = Ca - n_i Da \quad (10)$$

### Relations de couplage:

$$\rho = \sum_i m_i n_i \quad (11) \quad P = \sum_i n_i k_b T \quad (12)$$

### Neutralité électrique:

$$\sum_i q_i n_i = 0 \quad (13)$$

Sur la figure 3 nous avons tracé les évolutions des profils radiaux de la température toutes les 20  $\mu s$ . Le premier profil de température correspond au profil calculé à l'instant initial, la température axiale est égale à 10903 K, le champ électrique est de l'ordre de  $1193 \text{ V.m}^{-1}$  pour une intensité de 50 A. A l'extinction nous avons obtenu une vitesse de refroidissement d'environ  $-4 \cdot 10^7 \text{ K.s}^{-1}$  sur l'axe.

Cette valeur est inférieure à la valeur expérimentale [5] (qui est d'environ  $-10^8 \text{ K.s}^{-1}$ ), nous pouvons expliquer cette différence par la présence des pics de conductivité thermique situés à 1800 K et à 2200 K et qui ne sont pas pris en compte puisque la température de paroi imposée est égale à 3000 K, ce qui ne permet pas un refroidissement rapide.

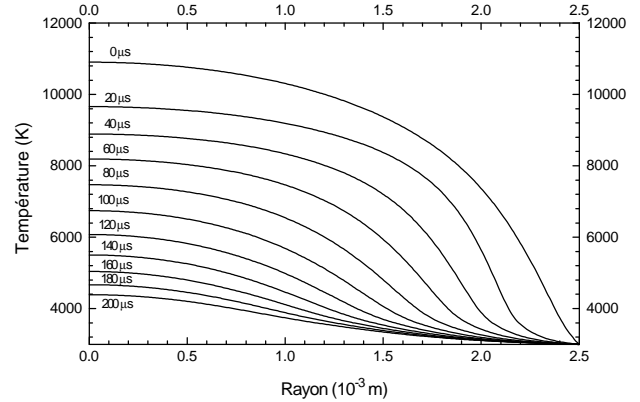


Fig3 : Evolution du profil de température

Sur les figures 4 et 5 nous avons tracé respectivement les profils radiaux des densités ainsi que les profils normalisés des densités des espèces ionisées et de SF à  $t = 100 \mu s$ . On voit distinctement (fig. 5) qu'il existe deux familles d'évolution, la première famille est composée d'espèces dont le rapport  $n/n_{ETL}$  est supérieur à 1 dans la partie axiale de la décharge (électron,  $S^-$ ,  $S^+$ ,  $SF^+$  et F). La seconde famille est composée d'espèces dont le rapport  $n/n_{ETL}$  est inférieur à 1 dans la partie axiale de la décharge ( $F^+$ ,  $SF^+$ ,  $SF^-$  et F). Ces résultats montrent principalement que les électrons sont en surpopulation par rapport à l'équilibre dans la région centrale. Il faut toutefois remarquer que sur les bords de l'arc, les résultats du modèle indiquent une légère sous-population électronique par rapport à la composition d'équilibre. Cet effet, bien que très léger, va dans le sens de ce qu'on souhaite mettre en évidence, à savoir que la convection de gaz froid peut entraîner, par attachement électronique sur les molécules, une diminution de la densité des électrons

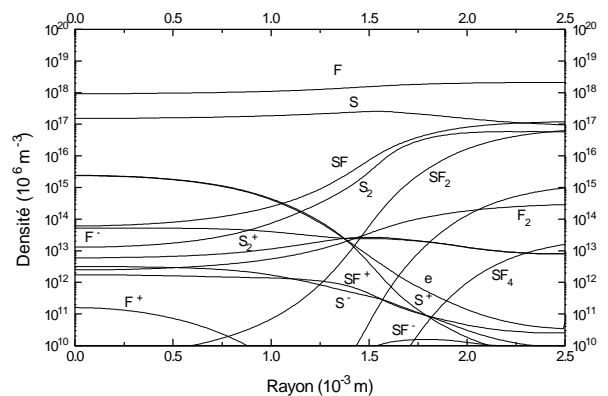


Fig.4 : Profil des densités pour  $t = 100 \mu s$

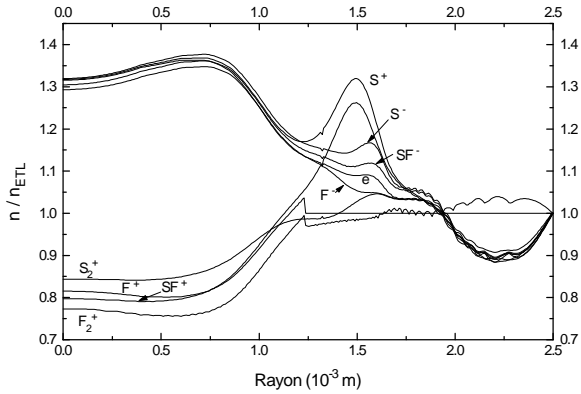
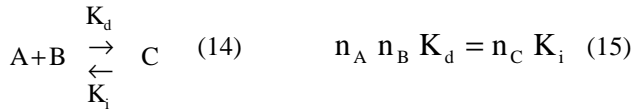


Fig.5 : Profil des densités normalisées à l'équilibre pour  $t = 100 \mu\text{s}$

## V. PORTEE DES ESPECES MOLECULAIRES

Soit le processus général (14) des réactions de dissociation où de recombinaison des espèces atomiques et moléculaires, où  $K_d$  ( $\text{m}^3 \cdot \text{s}^{-1}$ ) est le taux de réaction directe et  $K_i$  ( $\text{s}^{-1}$ ) celui de la réaction inverse. A l'équilibre, le nombre de réactions directes par unités de temps et de volume (appelé vitesse de réaction) est égal au nombre de réactions inverses (15).



Le taux de la réaction inverse  $K_i$  est exprimé comme l'inverse d'un temps. En se donnant une vitesse des particules, il est possible de remonter à une distance qui caractérise la portée 'd' de l'espèce C. Si la vitesse 'v' est fixée, plus  $K_i$  est important, plus l'espèce se dissocie et plus la portée est petite. 'd' représente la distance moyenne de pénétration d'une espèce dans le milieu avant qu'elle ne soit totalement dissociée.

$$d = \frac{v}{K_i} \quad (16)$$

Ce calcul est valable quand le nombre des réactions qui interviennent dans la disparition et la création de l'espèce C reste faible, c'est le cas des espèces moléculaires lourdes du type  $\text{SF}_X$  ( $X=2,6$ ). Nous avons tracé (fig. 6) la distance 'd' en fonction de la température pour une vitesse égale à  $10 \text{ m.s}^{-1}$  (ordre de grandeur des vitesses calculées à l'extinction) pour chaque réaction. L'augmentation de la température entraîne une forte diminution de 'd'. A  $2500 \text{ K}$  les valeurs de 'd' sont comprises entre  $10^{-8}$  et  $10^{-7} \text{ m}$ , traduisant une forte dissociation de ces espèces et donc une faible probabilité de présence. Les calculs de composition à l'équilibre montrent que la région de température où la densité électronique n'est pas négligeable par rapport à celle des densités des autres particules chargées se situe au-dessus de  $3000 \text{ K}$ . Les résultats de la figure 6 montrent que les molécules polyatomiques ( $\text{SF}_2$  jusqu'à  $\text{SF}_6$ ) ont peu de chance de

pénétrer significativement dans ces régions, même si dans un disjoncteur, les vitesses de convection sont très supérieures à la valeur considérée ici ( $10 \text{ m.s}^{-1}$ ). En revanche, les portées des espèces diatomiques ( $\text{S}_2$ ,  $\text{SF}$  et  $\text{F}_2$ ) nettement plus stables à haute température, devraient être supérieures à celles des molécules polyatomiques. Si l'effet de convection sur la densité électronique se manifeste, c'est à travers les molécules diatomiques qu'il aura lieu. La deuxième conséquence de ces résultats est que les densités des molécules polyatomiques auront des valeurs très proches de la composition d'équilibre.

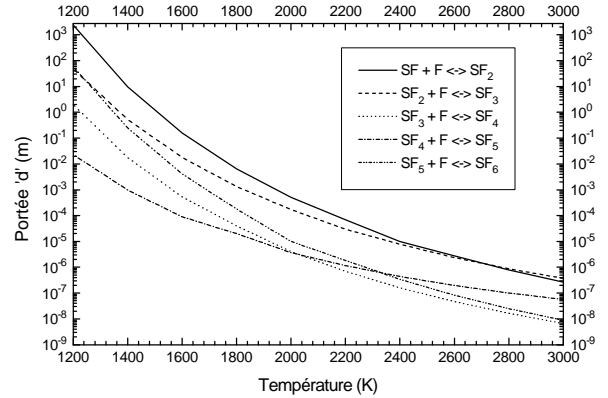


Fig. 6 : Portée des espèces moléculaires ( $V = 10 \text{ m.s}^{-1}$ )

## VI. CONCLUSION

Le couplage entre un modèle hydrodynamique simplifié d'un arc de  $\text{SF}_6$  en extinction avec un modèle cinétique a été réalisé au cours de cette étude. Nos résultats montrent que les espèces polyatomiques de type  $\text{SF}_X$  (avec  $2 \leq X \leq 6$ ) se dissocient très rapidement dès que la température est supérieure à  $3000 \text{ K}$  et ne sauraient constituer un moyen de faire disparaître les électrons dans les circonstances étudiées ici. Rappelons que notre étude tient compte d'une convection régulière et que l'éventuel caractère turbulent de l'écoulement n'est pas pris en compte dans la simulation des mouvements réels du fluide, tels que des tourbillons par exemple. Cette étude constituait une étape préliminaire à une modélisation plus réaliste couplant un modèle hydrodynamique à deux dimensions avec la cinétique chimique d'un arc de  $\text{SF}_6$  en extinction, qui est actuellement en développement dans notre laboratoire.

## BIBLIOGRAPHIE

- [1] Chervy B., Gleizes A., Razafinimanana M., 1994, J. Phys. D.,27, 1193.
- [2] Riad H., thèse en préparation.
- [3] Borge E., 1995, Doctorat de l'Université Paul Sabatier n° 2051.
- [4] Patankar S. V., 1980, 'Numerical Heat Transfert and Fluid Flow'.
- [5] Mbolodi F., 1991, Doctorat de l'Université Paul Sabatier n° 906.