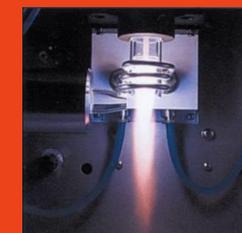
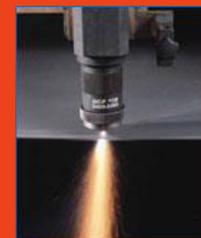
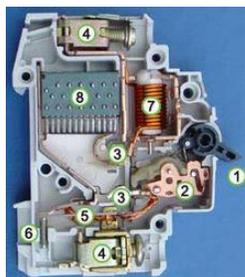
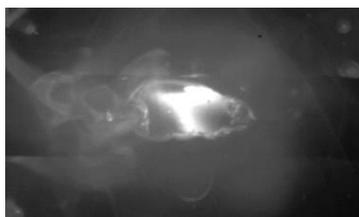




LES PLASMAS THERMIQUES

Philippe TEULET

Bonascre, 3 – 6 octobre 2022



Sommaire

1. Généralités sur les plasmas thermiques

- A. Principales caractéristiques
- B. Génération des plasmas thermiques

2. Définition de l'ETC et de l'ETL

- A. Thermodynamique des milieux réactifs
- B. Propriétés d'un milieu en ETC
- C. Les plasmas thermiques → ETL

3. Que faire avec l'hypothèse de l'ETL

- A. Composition chimique du plasma
- B. Propriétés thermodynamiques
- C. Propriétés de transport
- D. Diagnostic spectroscopique
- E. Modélisation MHD

4. Applications et procédés

- A. Métallurgie
- B. Coupure électrique
- C. Arcs de défaut (réseaux embarqués)
- D. Foudroiement
- E. Projection (torches plasma)
- F. Traitement de matériaux (déchets, biomasse)
- G. Ablation laser
- H. Entrées atmosphériques

5. Conclusion / challenges

- A. Aspects non abordés dans cette présentation
- B. Quelques perspectives

Sommaire

1. Généralités sur les plasmas thermiques

- A. Principales caractéristiques
- B. Génération des plasmas thermiques

2. Définition de l'ETC et de l'ETL

- A. Thermodynamique des milieux réactifs
- B. Propriétés d'un milieu en ETC
- C. Les plasmas thermiques → ETL

3. Que faire avec l'hypothèse de l'ETL

- A. Composition chimique du plasma
- B. Propriétés thermodynamiques
- C. Propriétés de transport
- D. Diagnostic spectroscopique
- E. Modélisation MHD

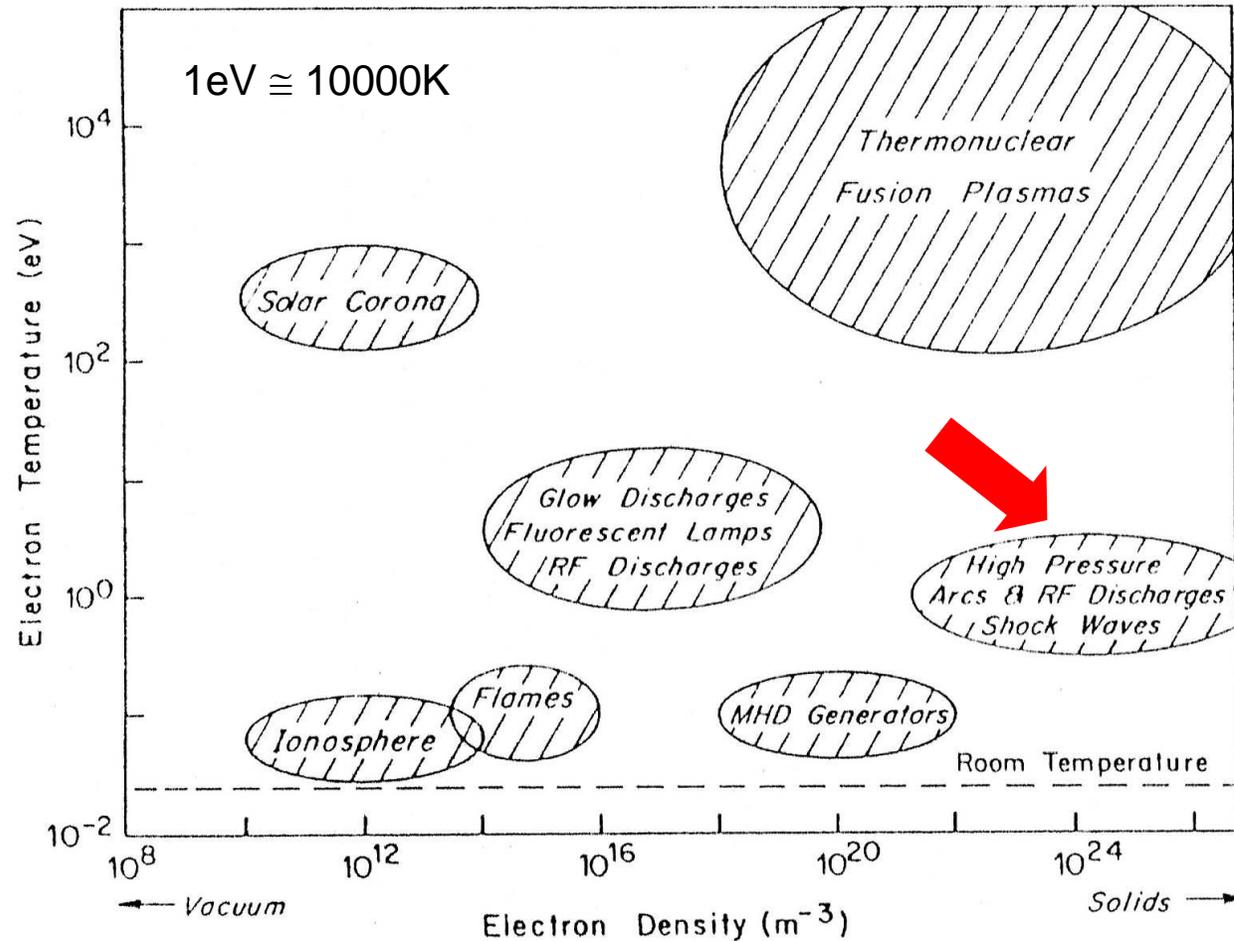
4. Applications et procédés

- A. Métallurgie
- B. Coupure électrique
- C. Arcs de défaut (réseaux embarqués)
- D. Foudroiement
- E. Projection (torches plasma)
- F. Traitement de matériaux (déchets, biomasse)
- G. Ablation laser
- H. Entrées atmosphériques

5. Conclusion / challenges

- A. Aspects non abordés dans cette présentation
- B. Quelques perspectives

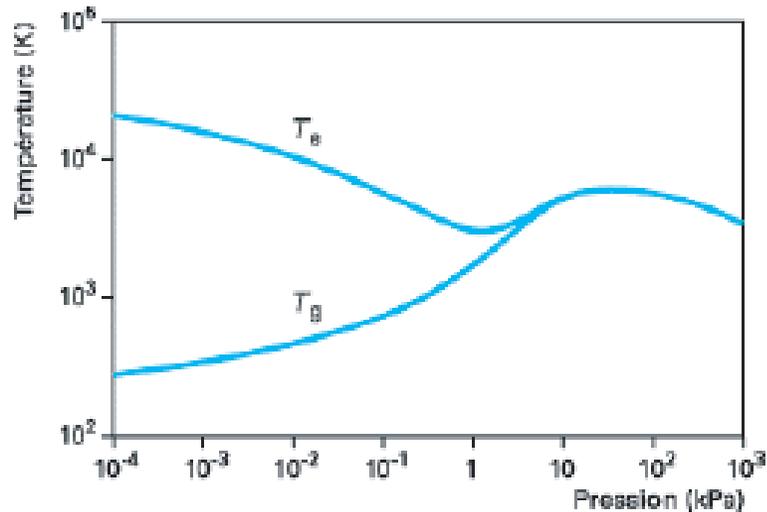
La place des plasmas thermiques au sein de la famille des plasmas



Caractéristiques principales :

- Densité / Pression élevée
- Température > 10000K

Caractéristiques des plasmas thermiques



[Bo-1] Boulos, Fauchais, Pfender, « Thermal Plasmas, Fundamentals and Applications »

♦ Plasmas thermiques :

$$\rightarrow T_e \approx T_h$$

♦ Plasmas hors d'équilibre :

$$\rightarrow T_e \gg T_h$$

♦ Lorsque la pression augmente, les collisions élastiques sont de plus en plus nombreuses et efficaces pour transférer l'énergie (acquise par les électrons dans le champ électrique) des électrons vers les particules lourdes \Rightarrow milieu en équilibre thermodynamique \Rightarrow plasma thermique

♦ A basse pression, les fréquences de collision ne sont pas assez importantes pour entraîner une équipartition de l'énergie entre électrons et lourds \Rightarrow plasmas hors d'équilibre

♦ La pression n'est pas toujours un bon critère pour déterminer la nature (thermique ou HE) d'un plasma froid (il existe des plasmas HE à la pression atmosphérique). C'est plutôt le paramètre E/P qui est pertinent :

E/P faible \blacktriangleright plasma thermique

E/P élevé \blacktriangleright plasma hors d'équilibre

Caractéristiques des plasmas thermiques

Pourquoi cette différence de comportement ?

A partir des équations de conservation, on peut montrer que pour une **collision binaire élastique** entre 2 particules de masses m et m' , l'**énergie cinétique moyenne échangée** est donnée par :

$$\frac{\Delta E_{cin}}{E_{cin}} = \frac{2mm'}{(m + m')^2}$$

Si les **2 particules sont de même masse** ($m \approx m'$), alors $\Delta E_{cin}/E_{cin} = 1/2$. **Echange d'énergie très efficace**. Tout écart à la distribution de Maxwell-Boltzmann est effacé en moins de 10 collisions.

Mais pour un plasma (qui est le plus souvent généré par une décharge électrique), ce sont les électrons (plus légers) qui vont récupérer l'énergie électrique et la transférer aux particules lourdes via les collisions élastiques. Donc **pour une collision e-neutre** ($m_e \ll m_h$), on a $\Delta E_{cin}/E_{cin} \ll 1$. **Echange d'énergie peu efficace**. Un grand nombre de collisions e-lourd est nécessaire pour combler la différence de température entre électrons et particules lourdes.

Ce résultat montre **qu'il faut un excellent couplage collisionnel (fréquence de collision élevée) pour atteindre l'équilibre thermique**. Même dans un plasma « thermique », il existera toujours une différence (même faible) entre T_e et T_h : $T_e \approx T_g$ mais $T_e > T_g$.

Plasmas thermiques et quasi thermiques : principales caractéristiques

Plasmas thermiques et quasi thermiques

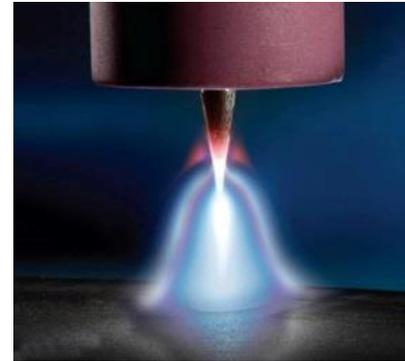


Générés par :

- Arcs électriques
- Ablation laser (LIBS)
- Plasmas à couplage inductif (ICP)
- Plasmas micro-onde
- Entrée atmosphérique

Spécificités :

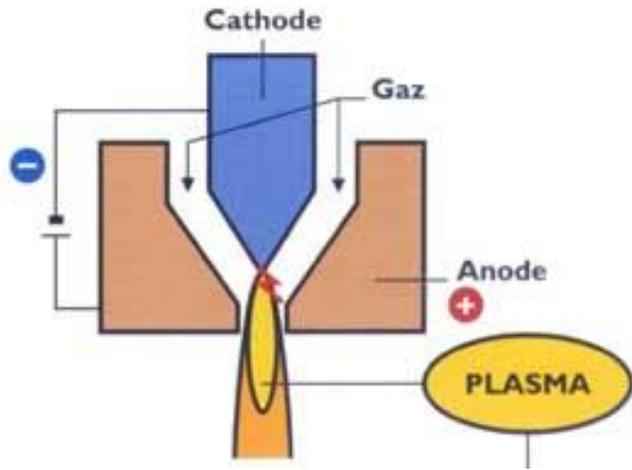
- ✓ Haute température $T > 10000 \text{ K}$
- ✓ Pression entre 0.1 Atm. et qq 10 Atm.
- ✓ Flux d'énergie $10^7 - 10^8 \text{ W/m}^2$ (électrodes)
- ✓ Equilibre Thermodynamique Local
- ✓ **Ecart à l'équilibre :**
 - Zones externes du plasma
 - Gaines cathodique et anodique
 - Arcs de faible puissance ou en extinction
 - Plasmas micro-onde



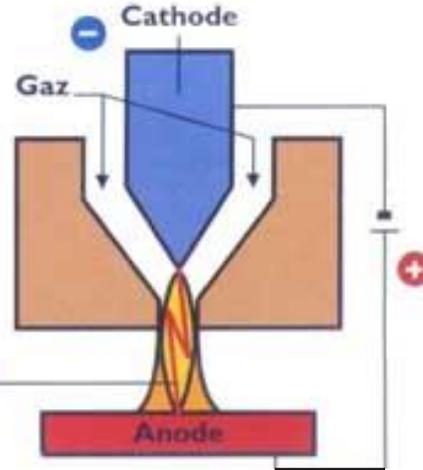
Applications : métallurgie (soudage, découpe, fours à arcs), réseaux électriques (disjoncteurs HT et BT), aéronautique (foudre, arcs de défaut), éclairage (lampes à décharge), traitements de surface (torche de projection, dépôt), environnement (traitements et valorisations des déchets et de la biomasse, détection de polluants), synthèse de nanoparticules, entrée atmosphérique, ...

Exemples de dispositifs permettant de générer des plasmas thermiques (énergie électrique)

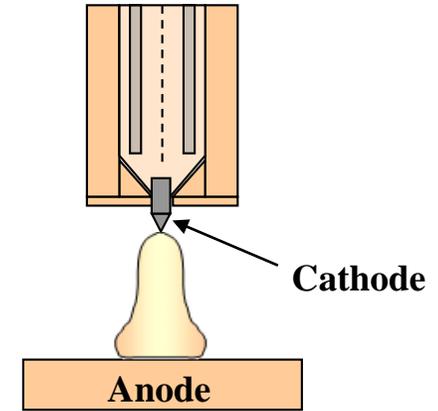
Torche (arc soufflé)



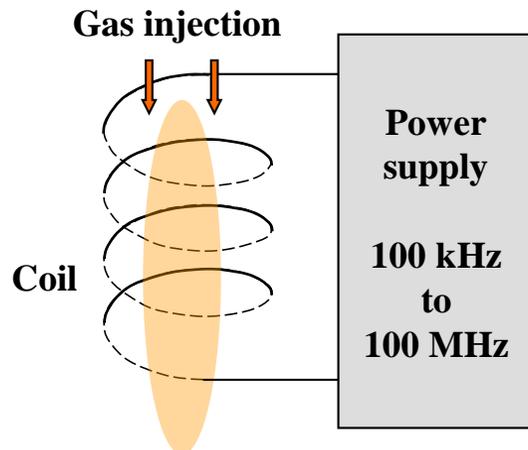
Arc transféré



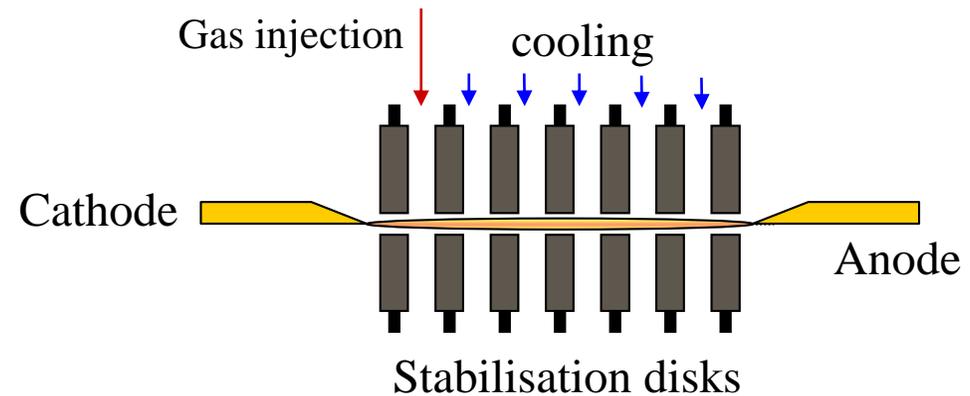
Arc libre



Plasma RF (ICP)

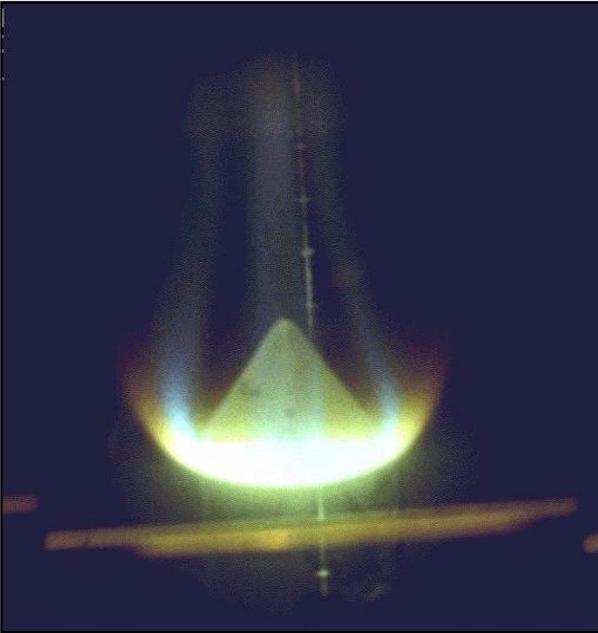


Arc stabilisé par parois



Autres exemples de plasmas thermiques (\neq des arcs)

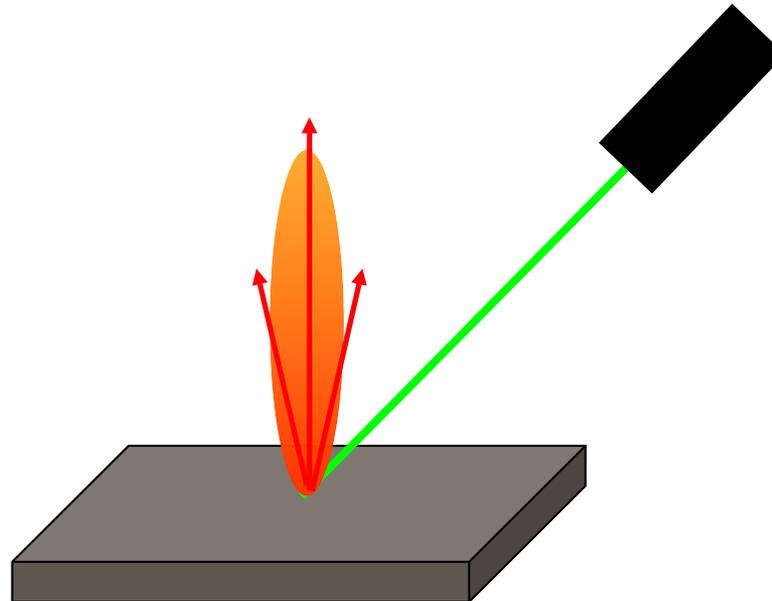
◆ *Les plasmas d'entrée atmosphérique*



◆ *La foudre*



◆ *Plasmas induits par laser*



Sommaire

1. Généralités sur les plasmas thermiques

- A. Principales caractéristiques
- B. Génération des plasmas thermiques

2. Définition de l'ETC et de l'ETL

- A. Thermodynamique des milieux réactifs
- B. Propriétés d'un milieu en ETC
- C. Les plasmas thermiques → ETL

3. Que faire avec l'hypothèse de l'ETL

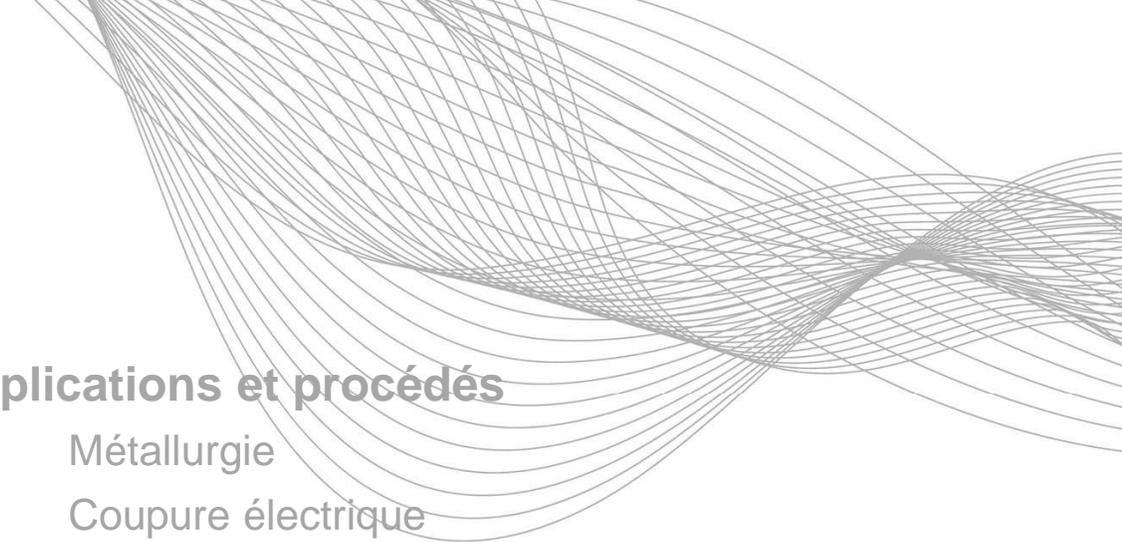
- A. Composition chimique du plasma
- B. Propriétés thermodynamiques
- C. Propriétés de transport
- D. Diagnostic spectroscopique
- E. Modélisation MHD

4. Applications et procédés

- A. Métallurgie
- B. Coupure électrique
- C. Arcs de défaut (réseaux embarqués)
- D. Foudroiement
- E. Projection (torches plasma)
- F. Traitement de matériaux (déchets, biomasse)
- G. Ablation laser
- H. Entrées atmosphériques

5. Conclusion / challenges

- A. Aspects non abordés dans cette présentation
- B. Quelques perspectives



Un peu de thermodynamique ...

- 1^{ère} loi de la thermo (conservation énergie) :

$$dU = \delta W + \delta Q \quad \text{avec } \delta W = - PdV$$

- 2nd loi de la thermo (entropie) :

$$dS = \delta Q/T$$

$$dU = \delta W + \delta Q = TdS - PdV$$

Enthalpie : $H = U + PV$

Energie libre : $F = U - TS$

Enthalpie libre : $G = F + PV$

- Les 4 différentielles de la thermo :

$$dU = TdS - PdV$$

$$dH = TdS + VdP$$

$$dF = -SdT - PdV$$

$$dG = VdP - SdT$$

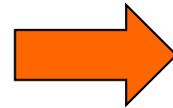
Cas des milieux réactifs (Plasmas) : Dans un milieu réactif constitué de N espèces chimiques différentes, les propriétés thermodynamiques deviennent dépendantes de la composition chimique (où N_i est le nombre de particules de l'espèce i dans le système). Il faut ainsi ajouter un terme supplémentaire aux 4 différentielles de la thermo pour tenir compte de la réactivité dans le milieu :

$$dU = TdS - PdV + \sum_{i=1}^N \mu_i dN_i$$

$$dH = TdS + VdP + \sum_{i=1}^N \mu_i dN_i$$

$$dF = -SdT - PdV + \sum_{i=1}^N \mu_i dN_i$$

$$dG = VdP - SdT + \sum_{i=1}^N \mu_i dN_i$$



Où μ_i est le **potentiel chimique** de l'espèce i.

Un peu de thermodynamique ...

$$\left. \begin{aligned} dU &= TdS - PdV + \sum_{i=1}^N \mu_i dN_i \\ dH &= TdS + VdP + \sum_{i=1}^N \mu_i dN_i \\ dF &= -SdT - PdV + \sum_{i=1}^N \mu_i dN_i \\ dG &= VdP - SdT + \sum_{i=1}^N \mu_i dN_i \end{aligned} \right\}$$

➔ A T et V constants, $\mu_i = \left(\frac{\partial F}{\partial N_i} \right)_{T,V} = \dots = -kT \ln \left(\frac{Q_{tot,i}}{N_i} \right) = -kT \ln \left(\frac{Q_{tot,i}^{vol}}{n_i} \right)$

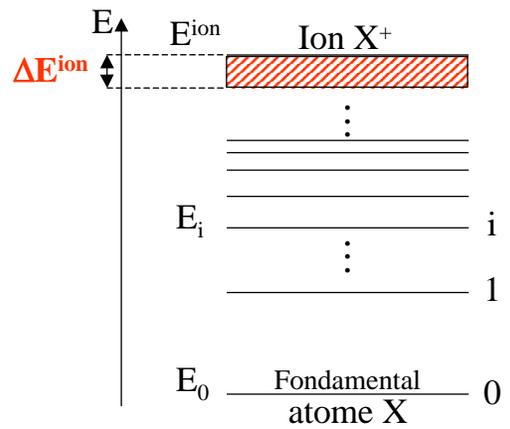
Où :

- $Q_{tot,i}$ est la fonction de partition totale de l'espèce i
- $Q_{tot,i}^{vol}$ est la fonction de partition totale volumique (m⁻³) de l'espèce i

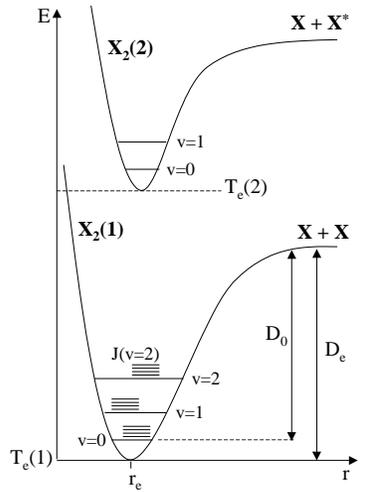
➤ **Fonctions de partition totale** de l'espèce i :

$$Q_{tot,i} = Q_{tr,i} \times Q_{int,i} \times Q_{reac,i} = Q_i \times Q_{reac,i} \quad \text{➔}$$

$$\left\{ \begin{aligned} Q_{tot,i} &= V \left(\frac{2\pi m_i kT}{h^2} \right)^{3/2} \times Q_{int,i} \times \exp\left(\frac{-E_i^{ref}}{kT} \right) \\ Q_{tot,i}^{vol} (m^{-3}) &= \frac{Q_{tot,i}}{V} = \left(\frac{2\pi m_i kT}{h^2} \right)^{3/2} \times Q_{int,i} \times \exp\left(\frac{-E_i^{ref}}{kT} \right) \end{aligned} \right.$$



Atomes



Molécules

➤ **Fonctions de partition interne** de l'espèce i :

$$Q_{int,i} = \sum_{j=1}^{n_{max}} g_j \exp\left(\frac{-E_j}{kT} \right)$$

[Dr-1] Drawin and Felenbok, *Data for plasma in Local Thermodynamic Equilibrium*
 [He-1] Herzberg, *Spectra of diatomic molecules*
 [He-2] Herzberg, *Infrared and Raman Spectra*

Un peu de thermodynamique ...

$$dU = TdS - PdV + \sum_{i=1}^N \mu_i dN_i$$

$$dH = TdS + VdP + \sum_{i=1}^N \mu_i dN_i$$

$$dF = -SdT - PdV + \sum_{i=1}^N \mu_i dN_i$$

$$dG = VdP - SdT + \sum_{i=1}^N \mu_i dN_i$$

→ Condition d'équilibre →

$$\left\{ \begin{array}{l} \text{A T et V Cts : } \mathbf{dF} = \mathbf{0} \\ \text{A T et P Ctes : } \mathbf{dG} = \mathbf{0} \end{array} \right\}$$

$$\sum_{i=1}^N \mu_i dN_i = 0 \quad (1)$$

Soit un plasma contenant N espèces chimiques différentes avec X_i leurs symboles chimiques respectifs. On peut écrire toute réaction chimique sous la forme :

$$\sum_{i=0}^N \nu_i \cdot X_i = 0$$

Avec ν_i sont les coefficients stœchiométriques de la réaction chimique considérée. Par exemple, pour le processus chimique : $2\text{H}_2 + \text{O}_2 \rightarrow 2\text{H}_2\text{O}$, on a $\{X_i\} = \{\text{H}_2, \text{O}_2, \text{H}_2\text{O}\}$ et $\{\nu_i\} = \{2, 1, -2\}$.

Chaque **réaction chimique** rajoute une **contrainte sur le plasma**, le nombre de particules N_i de l'espèce chimique i ne peut pas varier de façon arbitraire puisque toutes les espèces sont liées entre elles au travers des différentes réactions chimiques. Cela implique que pour une réaction chimique donnée, les variations du nombre de particules dN_i doivent être proportionnelles aux coefficients stœchiométriques ν_i de la réaction soit : $dN_i \propto \nu_i$. En reportant cette proportionnalité dans la condition d'équilibre (1), on obtient :

$$\sum_{i=1}^N \mu_i \cdot \nu_i = 0$$

Or : $\mu_i = -kT \times \ln \left(\frac{Q_{\text{tot},i}^{\text{vol}}}{n_i} \right)$

en remplaçant, on obtient :

$$\prod_{i=1}^N (Q_{\text{tot},i}^{\text{vol}})^{\nu_i} = \prod_{i=1}^N (n_i)^{\nu_i}$$

Loi d'action de masse ⇒ Loi de l'équilibre chimique

Un peu de thermodynamique ...

La **Loi d'Action de Masse** est la relation centrale de l'équilibre chimique. On peut écrire une LAM pour chaque réaction chimique indépendante susceptible de se produire dans le plasma.

➤ Ecrivons la loi d'action de masse dans le cas de la **réaction d'ionisation** $A \rightarrow A^+ + e^-$. On a :

$$\frac{n_A^+ n_e}{n_A} = \frac{Q_{A^+}^{vol} Q_e^{vol}}{Q_A^{vol}} \Rightarrow \frac{n_A^+ n_e}{n_A} = \frac{2 \times Q_{int,A^+}}{Q_{int,A}} \left(\frac{2\pi m_e kT}{h^2} \right)^{3/2} \exp\left(-\frac{E_{ionisation}^A}{kT} \right)$$

Loi de Saha – Eggert

➤ Ecrivons la loi d'action de masse dans le cas de la **réaction de dissociation** $AB \rightarrow A + B$:

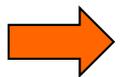
$$\frac{n_A n_B}{n_{AB}} = \frac{Q_A^{vol} Q_B^{vol}}{Q_{AB}^{vol}} \Rightarrow \frac{n_A n_B}{n_{AB}} = \frac{Q_{int,B} \times Q_{int,A}}{Q_{int,AB}} \left(\frac{2\pi \mu_{AB} kT}{h^2} \right)^{3/2} \exp\left(-\frac{E_{dissociation}^{AB}}{kT} \right)$$

Loi de Guldberg – Waage

➤ Ecrivons la loi d'action de masse dans le cas de la **réaction d'excitation** $A(b) + e \rightarrow A(h) + e$:

$$\frac{n_{A(h)} n_e}{n_{A(b)} n_e} = \frac{n_{A(h)}}{n_{A(b)}} = \frac{Q_{A(h)}^{vol}}{Q_{A(b)}^{vol}} \Rightarrow \frac{n_{A(h)}}{n_{A(b)}} = \frac{g_h}{g_b} \exp\left(-\frac{E_h - E_b}{kT} \right)$$

Loi de Boltzmann

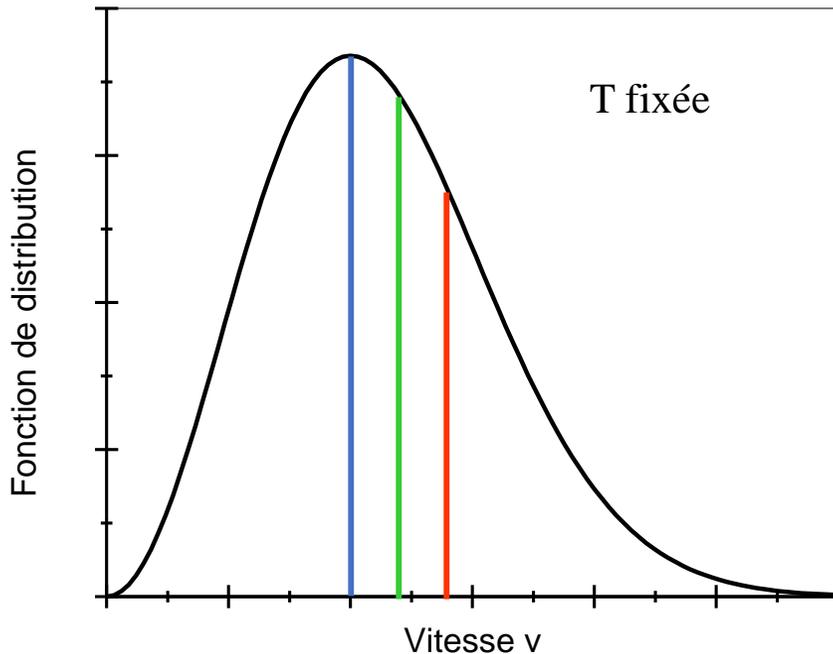


Les lois de Saha-Eggert, Guldberg-Waage et Boltzmann sont des cas particuliers de la loi d'action de masse. Seule la LAM est nécessaire pour définir l'équilibre chimique.

Autres lois de l'équilibre thermodynamique

⇒ La fonction de distribution des vitesses est une fonction de Maxwell-Boltzmann :

$$f(v) = n \times 4\pi v^2 \left(\frac{m}{2\pi kT} \right)^{3/2} \exp\left(\frac{-mv^2}{2kT} \right)$$



$$v_{\max} = \left(\frac{2kT}{m} \right)^{1/2}$$

$$v_{\text{moy}} = \left(\frac{8kT}{\pi m} \right)^{1/2}$$

$$v_{\text{RMS}} = \left(\frac{3kT}{m} \right)^{1/2}$$

$$E_{c,\text{moy}} = \left\langle \frac{1}{2} mv^2 \right\rangle = \frac{1}{2} m \langle v^2 \rangle = \frac{1}{2} m v_{\text{RMS}}^2 = \frac{3}{2} kT$$

⇒ Définition de la température.

La température est définie à partir de l'énergie cinétique moyenne des particules, elle représente l'agitation thermique.

Autres lois de l'équilibre thermodynamique

⇒ Le **rayonnement** est celui du **corps noir** dont le flux rayonné B_λ est donné par la loi de Planck :

$$B_\lambda (W / m^2 sr.m) = \frac{2hc^2}{\lambda^5} \frac{1}{\exp\left(\frac{hc}{\lambda kT}\right) - 1}$$

La température du rayonnement est égale à celle du plasma.
Le plasma est optiquement épais : réabsorption du rayonnement émis : micro-réversibilité des processus radiatifs.

⇒ **Autres propriétés d'un milieu en équilibre thermodynamique :**

Le milieu est **stationnaire**, pas de dépendance temporelle

Le milieu est **uniforme / homogène**, les propriétés ne dépendent pas de la position

Le milieu est **isotrope**, pas de direction privilégiée

BILAN EQUILIBRE THERMODYNAMIQUE COMPLET – ETC

➔ Bilan de l'ETC : à quoi ressemble un plasma à l'ETC ?

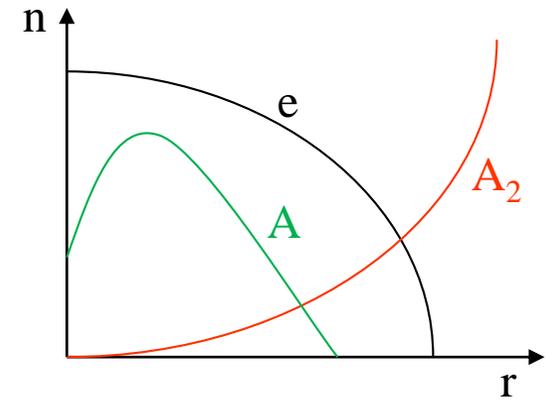
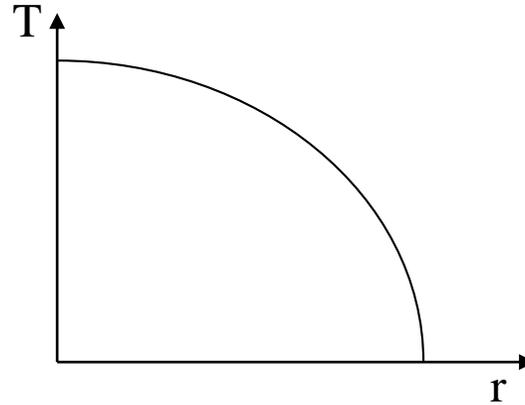
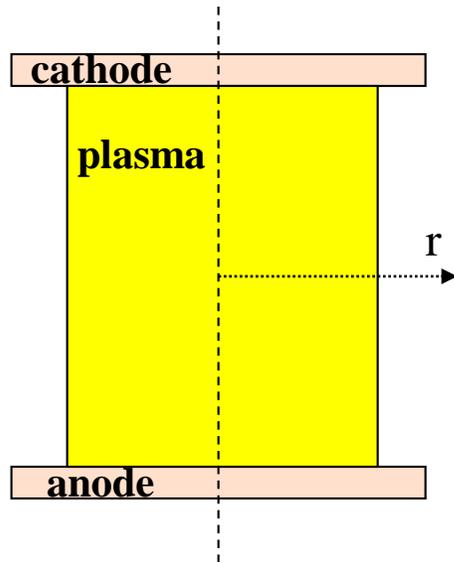
- Plasma **isotherme, stationnaire, uniforme et isotrope**
- Vitesses et énergies des particules **fonction de distribution de Maxwell-Boltzmann**
- Equilibre chimique basé sur la **loi d'action de masse**
 - Saha pour l'ionisation
 - Guldberg-Waage pour la dissociation
 - Boltzmann pour l'excitation
- Le **rayonnement** du plasma est celui d'un **corps noir**

Pour respecter ces contraintes, le plasma devrait être confiné dans une enceinte isotherme dont les parois devraient être maintenues à la température du plasma ou bien il faut considérer un volume de plasma immense de telle sorte que la partie centrale à l'ETC ne soit pas influencée par les conditions aux limites en bords de plasma.

➔ **Les plasmas réels (excepté au cœur des étoiles) et les plasmas de laboratoire ne peuvent pas être décrits comme cela.**

L'EQUILIBRE THERMODYNAMIQUE LOCAL – ETL

➔ Envisageons le cas d'un plasma d'arc et voyons comment les choses se passent :



- Le plasma est optiquement mince, réabsorption partielle du rayonnement à certaines longueurs d'onde, une grande part du rayonnement s'échappe. Pertes radiatives. La loi de Planck n'est pas valable.
- Pertes par conduction thermique, convection, diffusion.
- Milieu non isotherme, non homogène.
- Existence de gradients de température et de densités d'espèces chimiques.

L'EQUILIBRE THERMODYNAMIQUE LOCAL – ETL

→ Hypothèses :

⇒ **Les processus radiatifs sont négligeables par rapport aux processus collisionnels.** Toute la chimie c'est à dire le peuplement des états excités, la dissociation et l'ionisation est contrôlée par les collisions (notamment électroniques) et les processus radiatifs (désexcitation radiative, photoionisation, photodissociation) sont sans effet. ⇒ **Conséquence : la loi de Planck n'est pas nécessaire.**

⇒ **Les gradients locaux (de T , de n) sont « suffisamment faibles » pour qu'une particule qui diffuse d'un endroit à un autre du plasma ait le temps de se « thermaliser » sous l'effet des collisions.** En d'autres termes, les temps de diffusion doivent être supérieurs aux temps de thermalisation.

⇒ **La fonction de distribution (locale) des vitesses est une fonction de Maxwell-Boltzmann.**

⇒ **Il y a équilibre chimique (Loi d'action de masse).** Il y a micro-réversibilité des processus collisionnels (toute réaction chimique est compensé par sa réaction inverse).

⇒ **Le plasma est à l'équilibre thermique ($T_e = T_g$).** En réalité T_e n'est jamais strictement égal à T_g ($T_e > T_g$). Les électrons prennent de l'nrj dans le chp E mais il faut un gd nbre de collisions pour thermaliser les lourds.



Equilibre Thermodynamique Local

Sommaire

1. Généralités sur les plasmas thermiques

- A. Principales caractéristiques
- B. Génération des plasmas thermiques

2. Définition de l'ETC et de l'ETL

- A. Thermodynamique des milieux réactifs
- B. Propriétés d'un milieu en ETC
- C. Les plasmas thermiques → ETL

3. Que faire avec l'hypothèse de l'ETL

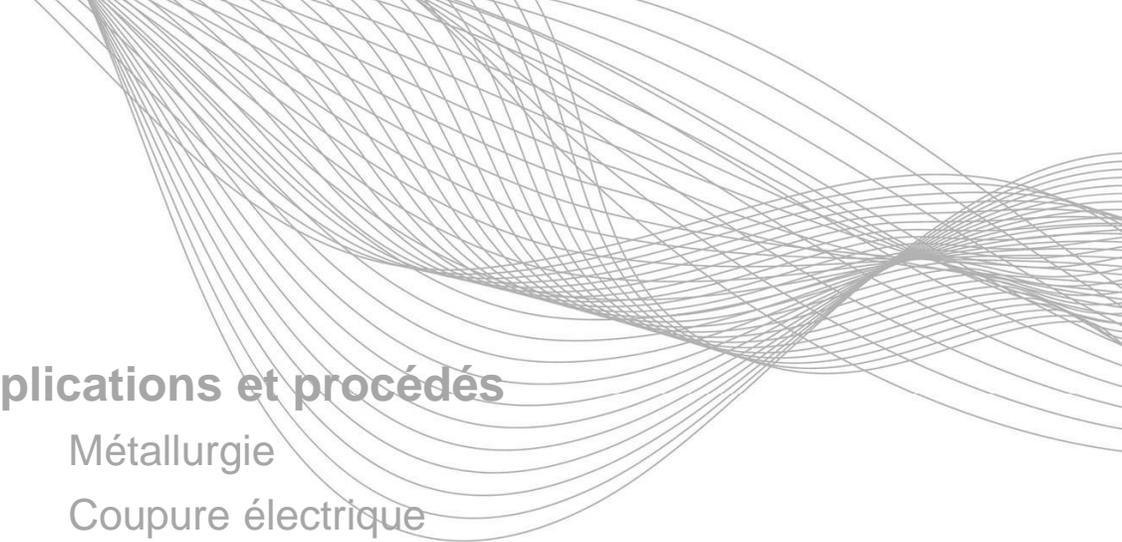
- A. Composition chimique du plasma
- B. Propriétés thermodynamiques
- C. Propriétés de transport
- D. Diagnostic spectroscopique
- E. Modélisation MHD

4. Applications et procédés

- A. Métallurgie
- B. Coupure électrique
- C. Arcs de défaut (réseaux embarqués)
- D. Foudroiement
- E. Projection (torches plasma)
- F. Traitement de matériaux (déchets, biomasse)
- G. Ablation laser
- H. Entrées atmosphériques

5. Conclusion / challenges

- A. Aspects non abordés dans cette présentation
- B. Quelques perspectives



Calculer la composition chimique : méthode basée sur la loi d'action de masse

→ **Cas simple (Plasma d'azote pur)** : Espèces considérées (N , N^+ , e^- , N_2 , N_2^+). Les inconnues sont les 5 densités n_i des espèces. Ecrivons le système d'équations :

⇒ Conservation de la pression : $n_N + n_{N^+} + n_e + n_{N_2} + n_{N_2^+} = P/(k_B T)$ (1)

⇒ Neutralité électrique : $n_{N^+} - n_e + n_{N_2^+} = 0$ (2)

➤ Trop d'inconnues mais en choisissant une **base chimique (e^- et N)** et en utilisant des **lois d'action de masse**, on a :

• Ionisation N : $N \rightarrow N^+ + e^-$ $\frac{n_{N^+} n_e}{n_N} = \frac{Q_{N^+}^{vol} Q_e^{vol}}{Q_N^{vol}}$ → $n_{N^+} = \frac{n_N}{n_e} \frac{2Q_{N^+}^{vol}}{Q_N^{vol}}$

• Dissociation N_2 : $N_2 \rightarrow N + N$ $\frac{n_N^2}{n_{N_2}} = \frac{Q_N^{vol2}}{Q_{N_2}^{vol}}$ → $n_{N_2} = n_N^2 \frac{Q_{N_2}^{vol}}{Q_N^{vol2}}$

• Ionisation N_2 : $N_2 \rightarrow N_2^+ + e^-$ $\frac{n_e n_{N_2^+}}{n_{N_2}} = \frac{2Q_{N_2^+}^{vol}}{Q_{N_2}^{vol}}$ → $n_{N_2^+} = \frac{n_{N_2}}{n_e} \frac{2Q_{N_2^+}^{vol}}{Q_{N_2}^{vol}}$

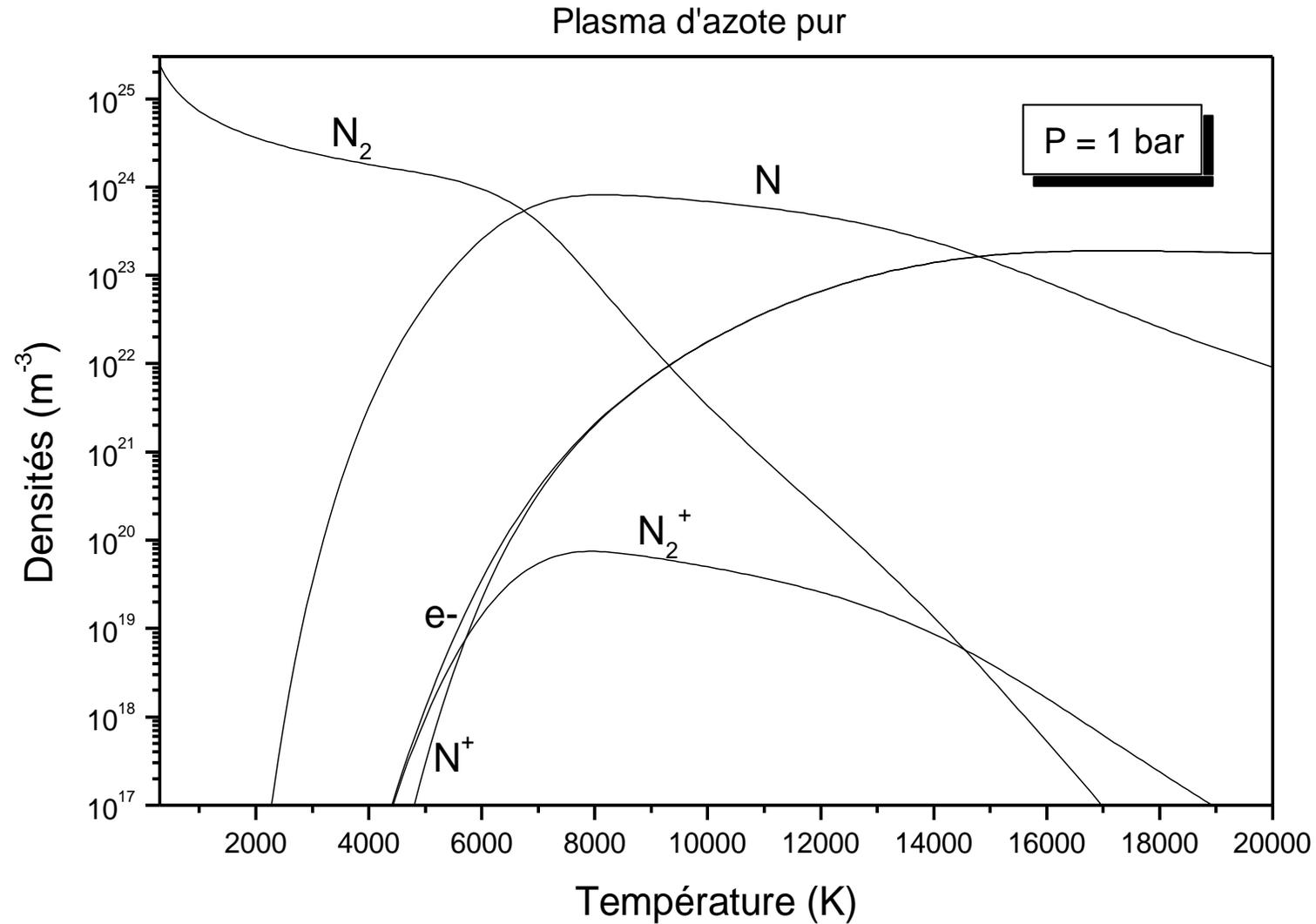
**Inconnues n_N et n_e
base chimique N et e^-**

- **Autant d'espèces dans la base (2 pour l'azote pur) que de constituants élémentaires (N et charges).**
- **Chaque espèce de la base doit contenir l'un des constituants élémentaires.**

Calculer la composition chimique d'un plasma



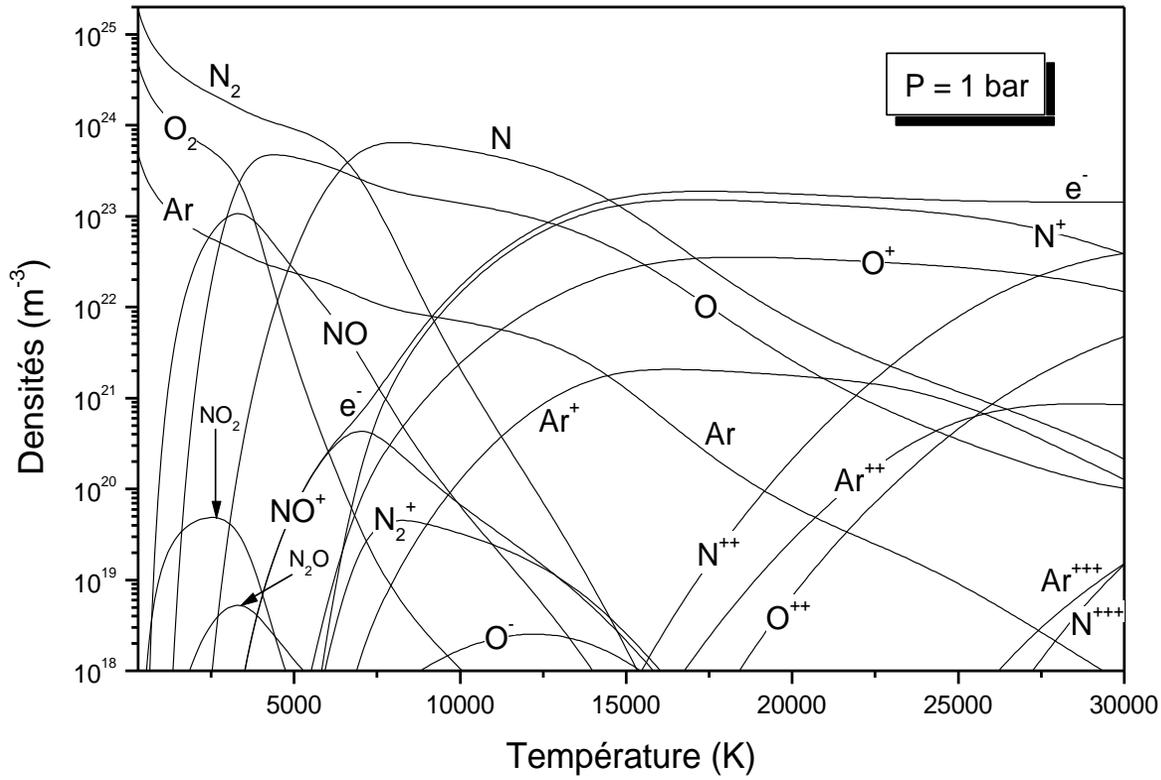
Cas simple (Plasma d'azote pur)



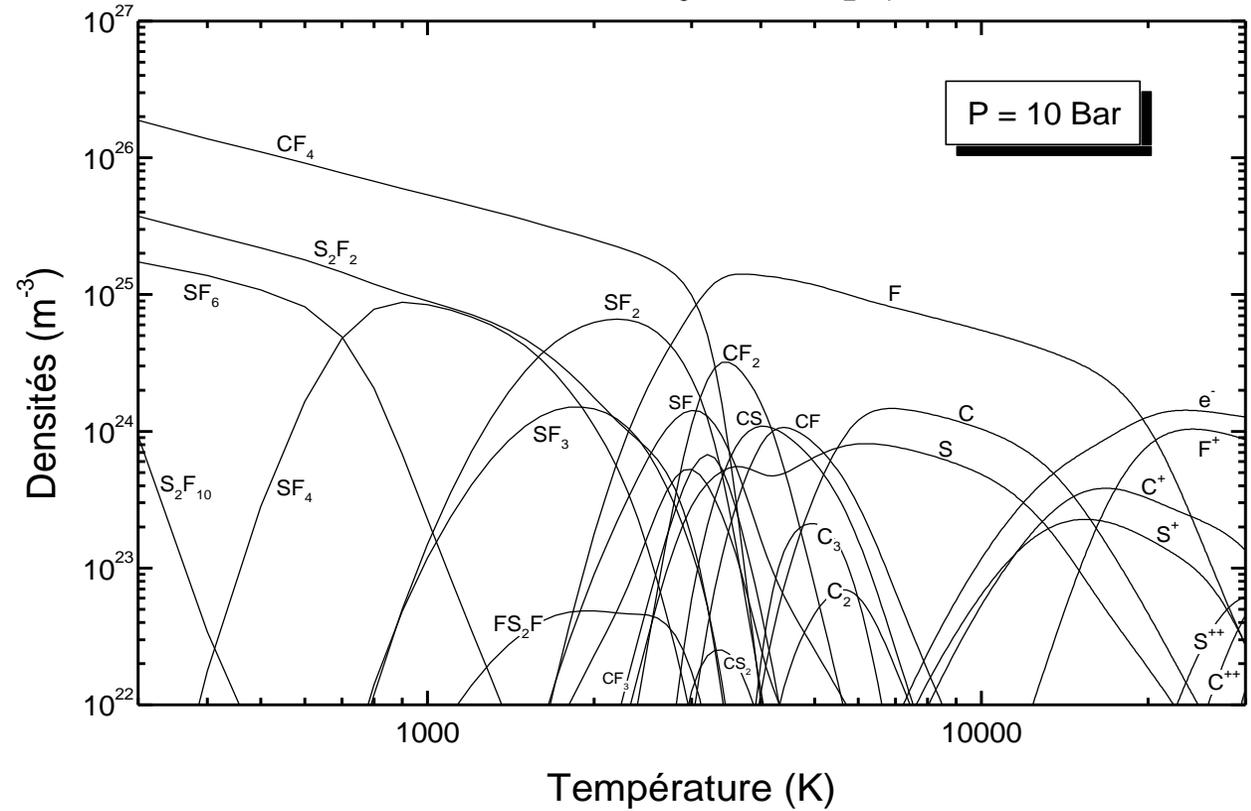
Calculer la composition chimique d'un plasma

➔ Mélanges plus complexes

Plasma d'air : 79%N₂ - 20%O₂ - 1%Ar



Plasma 50% SF₆ - 50% C₂F₄



Calculer des propriétés thermodynamiques

Pour dériver les **expressions analytiques des propriétés thermodynamiques** U, H, G, F, S, C_p, C_v et V_s en fonction de la température, il faut utiliser les lois de la thermo (cf. slides précédents) et la **fonction de partition totale Z_{tot}** du système :

$$Z_{tot} = \prod_{i=1}^N \frac{(Q_{tot,i})^{N_i}}{N_i!} = \prod_{i=1}^N \frac{(Q_i)^{N_i}}{N_i!} \times \exp\left(\frac{-N_i E_i^{ref}}{kT}\right) \quad \text{Avec : } Q_{tot,i} = Q_{tr,i} \times Q_{int,i} \times Q_{reac,i} = Q_i \times Q_{reac,i}$$

[Hi-1] Hirschfelder, Curtis and Byron Bird, "Molecular Theory of Gases and Liquids"

→ Energie Libre : $F = -kT \ln(Z_{tot})$

→ Enthalpie Libre : $G = F + PV = F + kT \sum_{i=1}^N N_i$

→ Entropie : $S = -\left(\frac{\partial G}{\partial T}\right)_{P, N_i}$

→ Enthalpie : $H = G + TS = kT \sum_{i=1}^N N_i \frac{\partial \ln Q_i}{\partial \ln T} + \sum_{i=1}^N N_i E_i^{ref}$

→ Energie interne : $U = H - PV = \sum_{i=1}^N N_i \left[kT^2 \frac{\partial \ln Q_{int,i}}{\partial T} + \frac{3}{2} kT + E_i^{ref} \right]$

→ Masse volumique : $\rho = \sum_{i=1}^N m_i n_i$

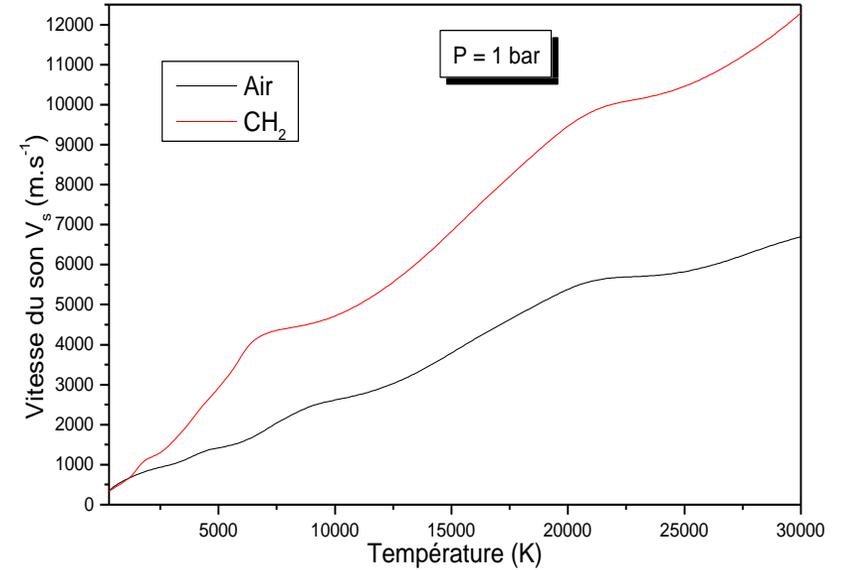
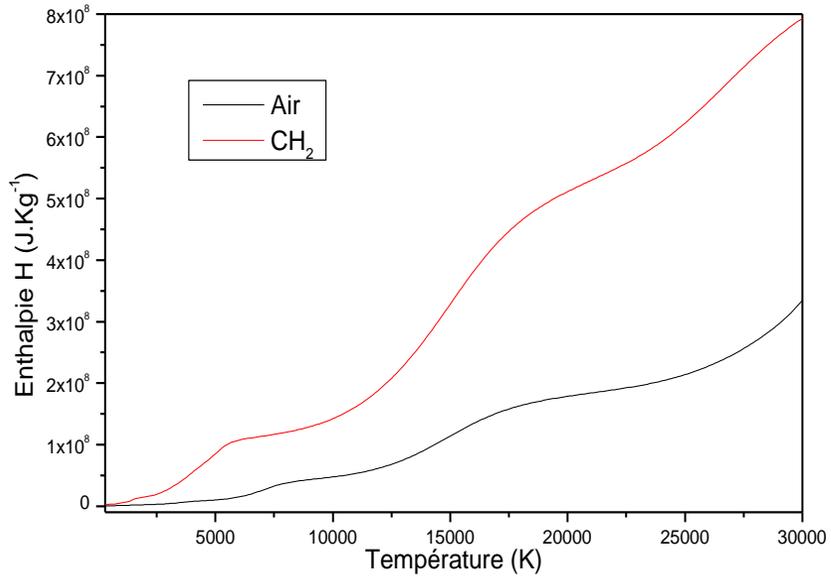
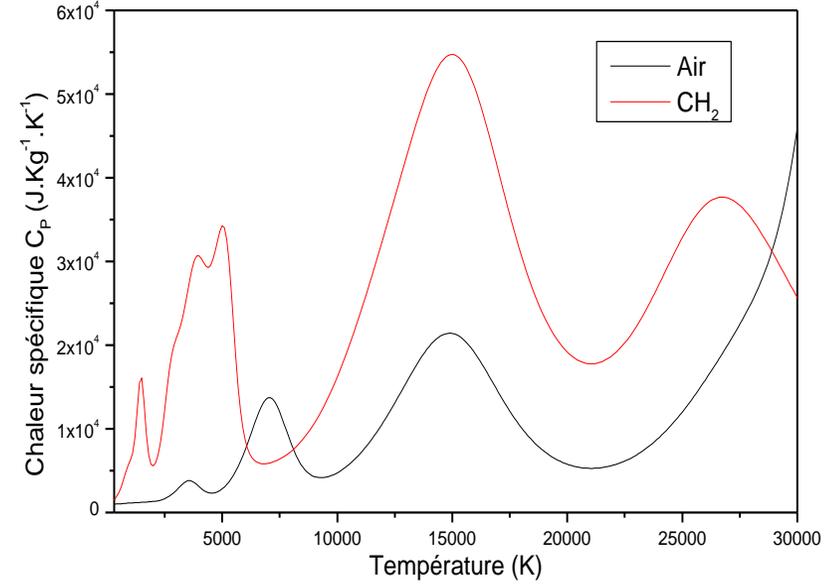
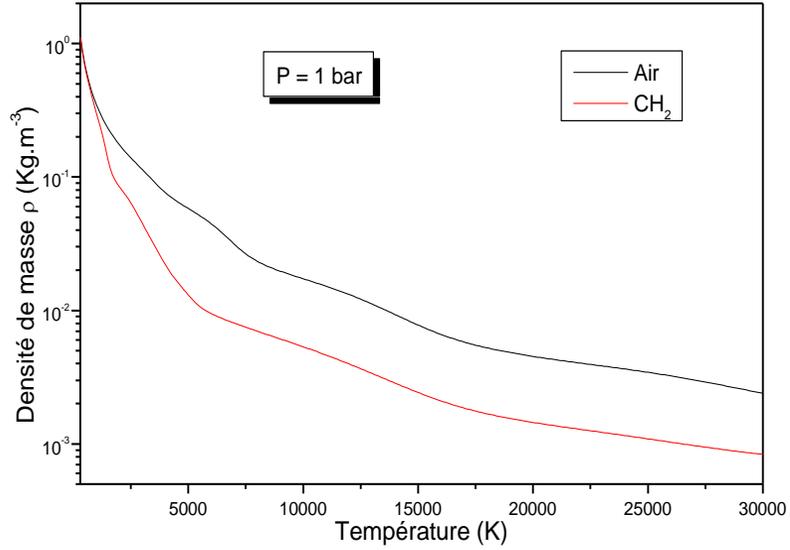
→ Enthalpie : $H (J.kg^{-1}) = kT \sum_{i=1}^N \frac{n_i}{\rho} \frac{\partial \ln Q_i}{\partial \ln T} + \sum_{i=1}^N \frac{n_i}{\rho} E_i^{ref}$

→ Chaleurs spécifiques :

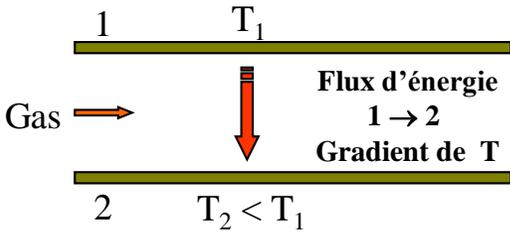
$$C_V = \left(\frac{\partial U}{\partial T}\right)_V \quad C_P = \left(\frac{\partial H}{\partial T}\right)_P$$

→ Vitesse du son : $V_s = \sqrt{\frac{C_P \times P}{C_V \times \rho}}$

Calculer des propriétés thermodynamiques



Calculer des propriétés de transport : théorie de Chapman-Enskog



$$\vec{J}_\chi = \text{Coef}_\chi \times \vec{\text{grad}}(\chi)$$

- Transport de particules : Coef. de diffusion D ($\text{m}^2.\text{s}^{-1}$) : $\vec{J}_n = -D \times \vec{\text{grad}}(n)$
- Quantité de mouvement : viscosité η ($\text{kg}.\text{m}^{-1}.\text{s}^{-1}$) : $J_{p_x} = \frac{F_x}{S} = -\eta \times \frac{\partial v_x}{\partial z}$
- Energie : conductivité thermique κ ($\text{W}.\text{m}^{-1}.\text{K}^{-1}$) : $\vec{J}_E = -\kappa \times \vec{\text{grad}}(T)$
- Charges électriques : conductivité électrique σ (S/m) : $\vec{J}_e = -\sigma \times \vec{\text{grad}}(V) = \sigma \vec{E}$

- Plasma en ETC → Pas de gradients → Pas de flux → Pas de phénomènes de transport
- Plasma thermique (ETL) → Existence de gradients → Phénomènes de transport

Pour obtenir les coef. de transport (D, η, κ, σ), il faut calculer les flux, donc connaître la fonction de distribution (résolution éq. de Boltzmann).

➤ **Théorie de Chapman-Enskog** ⇒ méthode utilisant un paramètre de perturbation de telle sorte que la fonction de distribution reste peu éloignée d'une Maxwellienne :

$$f_i = f_i^{(0)}(1 + \phi_i) \quad \text{Où } \phi_i \text{ est une fonction de perturbation } (\phi_i \ll 1).$$

➤ Cette méthode ne fait intervenir que les **collisions binaires élastiques** (sauf conductivité thermique de réaction $\kappa_{\text{reac}} \Rightarrow$ collisions inélastiques).

➤ Les propriétés de transport s'expriment en fonction **d'intégrales de collision** :

$$\Omega_{ij}^{(\ell, s)}$$

Ce sont ces intégrales de collision qu'il faut déterminer

[Hi-1] Hirschfelder, Curtis and Byron Bird, "Molecular Theory of Gases and Liquids"

Calculer des propriétés de transport : intégrales de collision

➔ Les propriétés de transport vont être calculées au moyen **d'intégrales de collision** :

$$\Omega_{ij}^{(\ell,s)} = \left(\frac{kT}{2\pi\mu_{ij}} \right)^{1/2} \int_0^\infty \exp(-\gamma_{ij}^2) \cdot \gamma_{ij}^{2s+3} \cdot Q_{ij}^{(\ell)}(g) \cdot d\gamma_{ij} \quad (1) \quad (\text{en m}^3 \cdot \text{s}^{-1}) \quad \text{i et j sont les deux particules en interaction.}$$

Avec $\gamma_{ij}^2 = \mu_{ij}g^2/(2kT) = E/(kT)$ (g vitesse relative, E énergie relative). Le nombre de couples (l,s), i.e. nombre d'intégrales de collision à calculer, est fixé par l'ordre d'approximation dans la méthode Chapman-Enskog.

La section efficace totale de transport $Q_{ij}^{(l)}(g)$ est définie par la relation :

$$Q_{ij}^{(\ell)}(g) = 2\pi \int_0^\infty (1 - \cos^\ell \chi) b db \quad \text{avec} \quad \chi(b, g) = \pi - 2b \int_{r_m}^\infty \frac{1}{V(r)} \cdot \frac{dr}{r^2} \quad \text{où} \quad V(r) = \left(1 - \frac{b^2}{r^2} - \frac{\phi(r)}{\frac{1}{2}\mu_{ij} \cdot g_{ij}^2} \right)^{1/2}$$

avec b le paramètre d'impact, r_m la distance minimale d'approche, **$\phi(r)$ le potentiel d'interaction** entre les particules i et j et μ_{ij} la masse réduite.

➔ **En pratique, les intégrales de collision sont obtenues :**

Interactions neutre – neutre : peuvent être définies par différents potentiels (**Lennard-Jones**, Morse, Stockmayer, Buckingham, ...) : tables disponibles, sinon sphères rigides.

Interactions électron – neutre : calcul direct des $\Omega^{(l,s)}$ via équation (1), sections efficaces de transport $Q_{ij}^{(l)}(g)$ qui dépendent des sections efficaces de collision élastiques électron-neutre.

Interactions ion – neutre : $\Omega^{(l,s)}$ calculées à partir des sections efficaces de collision élastiques (**potentiel** de type **polarisation**) et de transfert de charge pour les interactions neutre – ion parent.

Interactions chargé – chargé : interactions décrites par un potentiel de Coulomb écranté à la longueur de Debye. Tables disponibles.

Calculer des propriétés de transport : théorie de Chapman-Enskog

→ Le calcul des coefficients de transport nécessite de connaître :

- **les intégrales de collision** $\Omega_{ij}^{(\ell,s)}$ pour tous les types d'interaction entre les espèces i et j du plasma.
- **la composition chimique du plasma** (densités n_i en fonction de T et P).
- les enthalpies de formation et **les fonctions de partition** des diverses espèces.
- **les propriétés thermodynamiques** du plasma.

→ Les expressions analytiques des coefficients de transport se présentent sous la forme de rapports de déterminants de matrice.

→ **La conductivité thermique κ ($\text{W}\cdot\text{m}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$)** se décompose en **4 termes** : la conductivité thermique de translation des lourds, de translation des électrons, de réaction et interne :

$$\kappa_{\text{tot}} = \kappa_{\text{tr}}^{\text{h}} + \kappa_{\text{tr}}^{\text{e}} + \kappa_{\text{reac}} + \kappa_{\text{int}}$$

[Hi-1] Hirschfelder, Curtis and Byron Bird, "Molecular Theory of Gases and Liquids"

[Mu-1] Murphy, J. Phys. D Appl. Phys., **34**, R151-R173 (2001)

[Bu-1] Butler and Brokaw, J. Chem. Phys. **26** 1636 (1957)

[Ch-1] Chervy, Gleizes and Razafinimanana, J. Phys. D: Appl. Phys. **27** 1193 (1994)

→ **La Viscosité η ($\text{kg}\cdot\text{m}^{-1}\cdot\text{s}^{-1}$)**

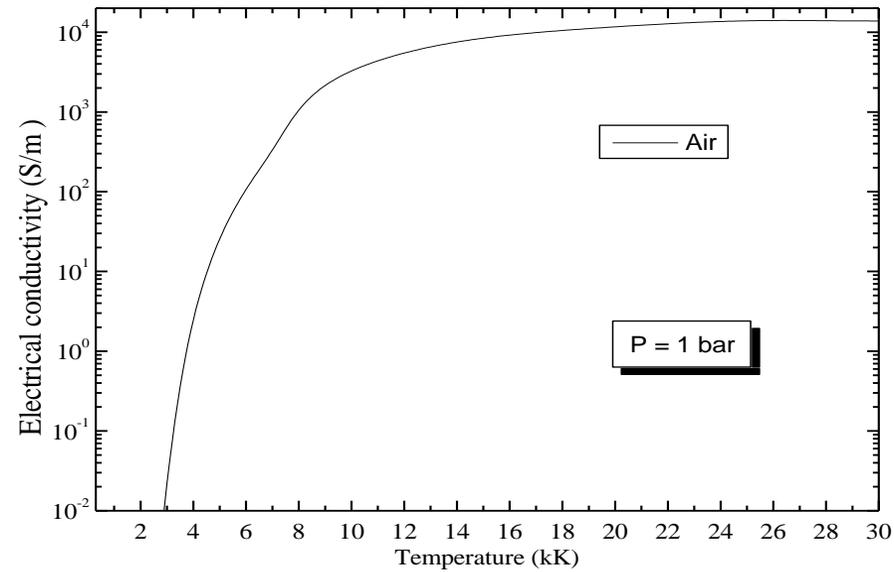
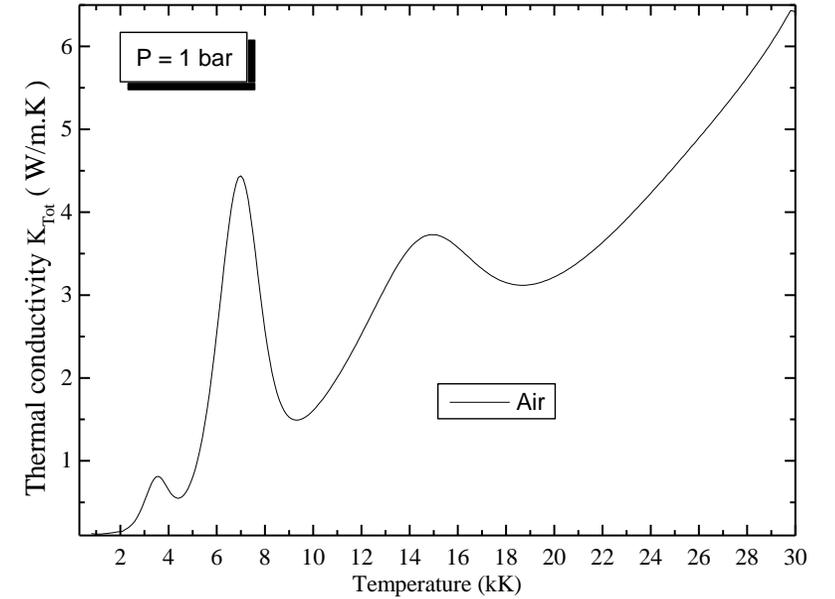
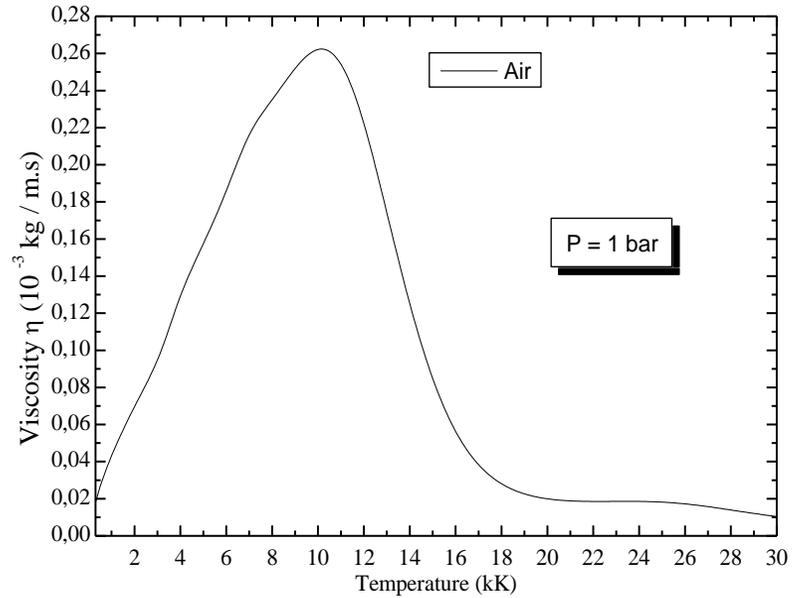
→ **La conductivité électrique σ (S/m)**

→ **Les coefficients de diffusion D_{ij} ou D_{AB} (m^2/s)**

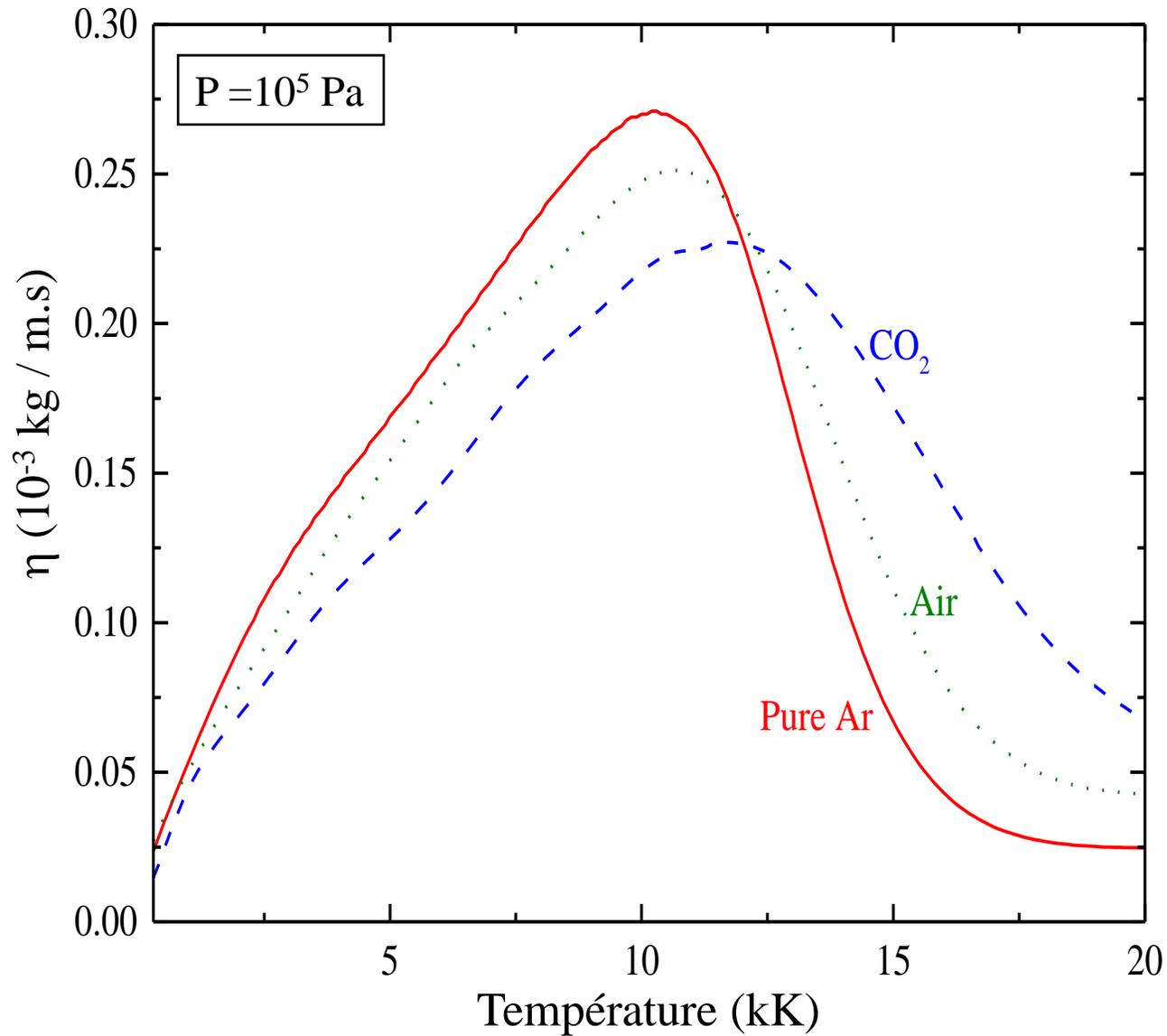
→ **Limites de la théorie de Chapman-Enskog :**

- Cette méthode ne fait intervenir que des **collisions binaires élastiques** (excepté pour la conductivité thermique de réaction κ_{reac} qui tient compte des réactions inélastiques). **Ne convient pas aux milieux très denses.**

Calculer des propriétés de transport



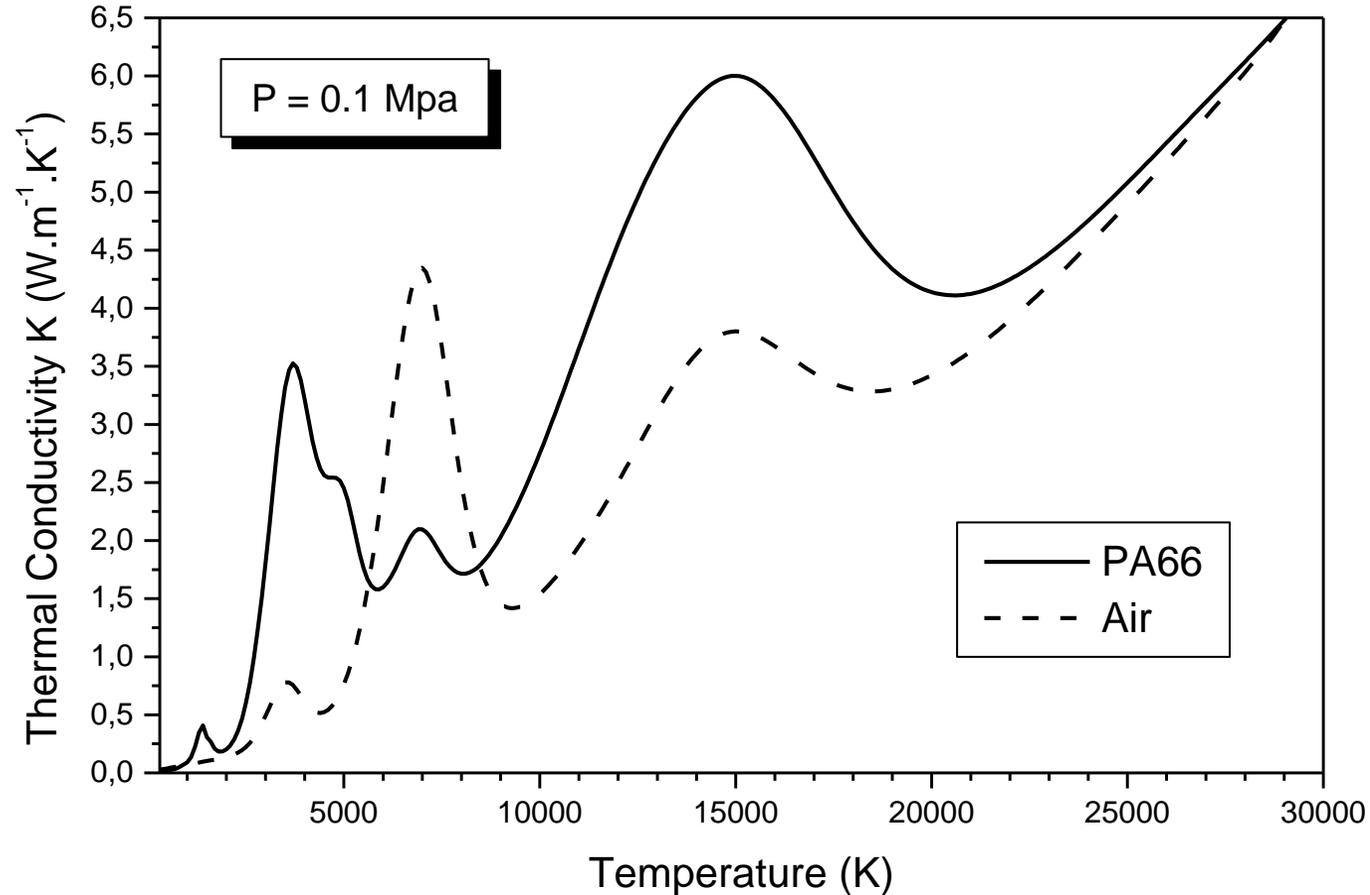
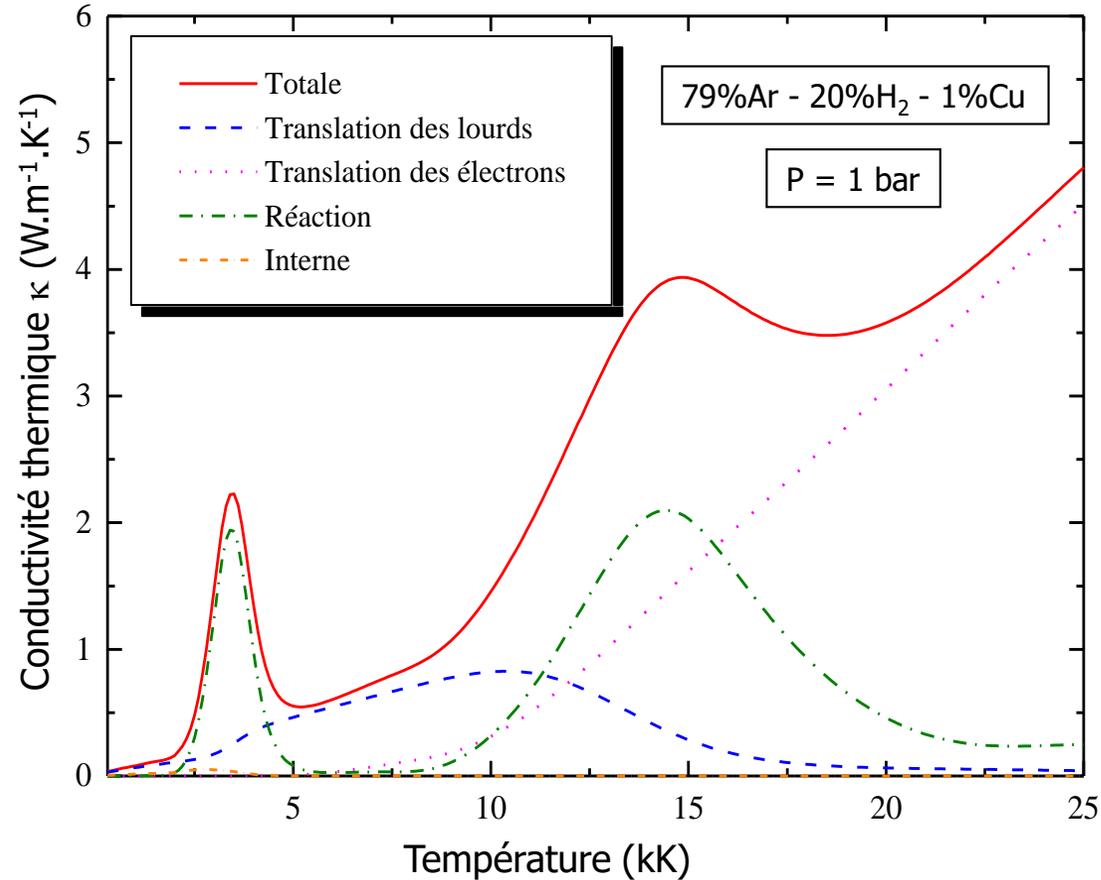
Calculer des propriétés de transport : la viscosité



Viscosité η ($\text{kg} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$)

- Evolution similaire pour tous les gaz
- Diminution commence quand espèces chargées dominantes
(Transition entre collisions neutre-neutre et chargé-chargé)

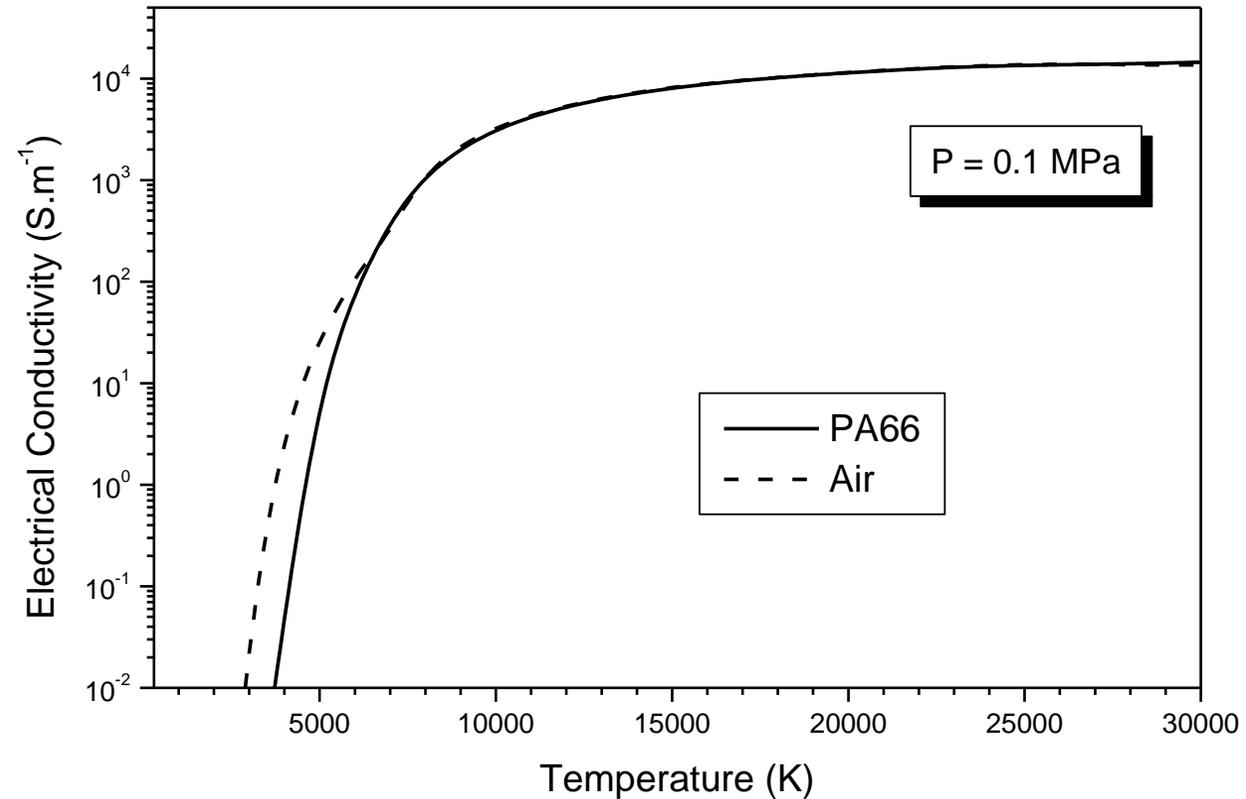
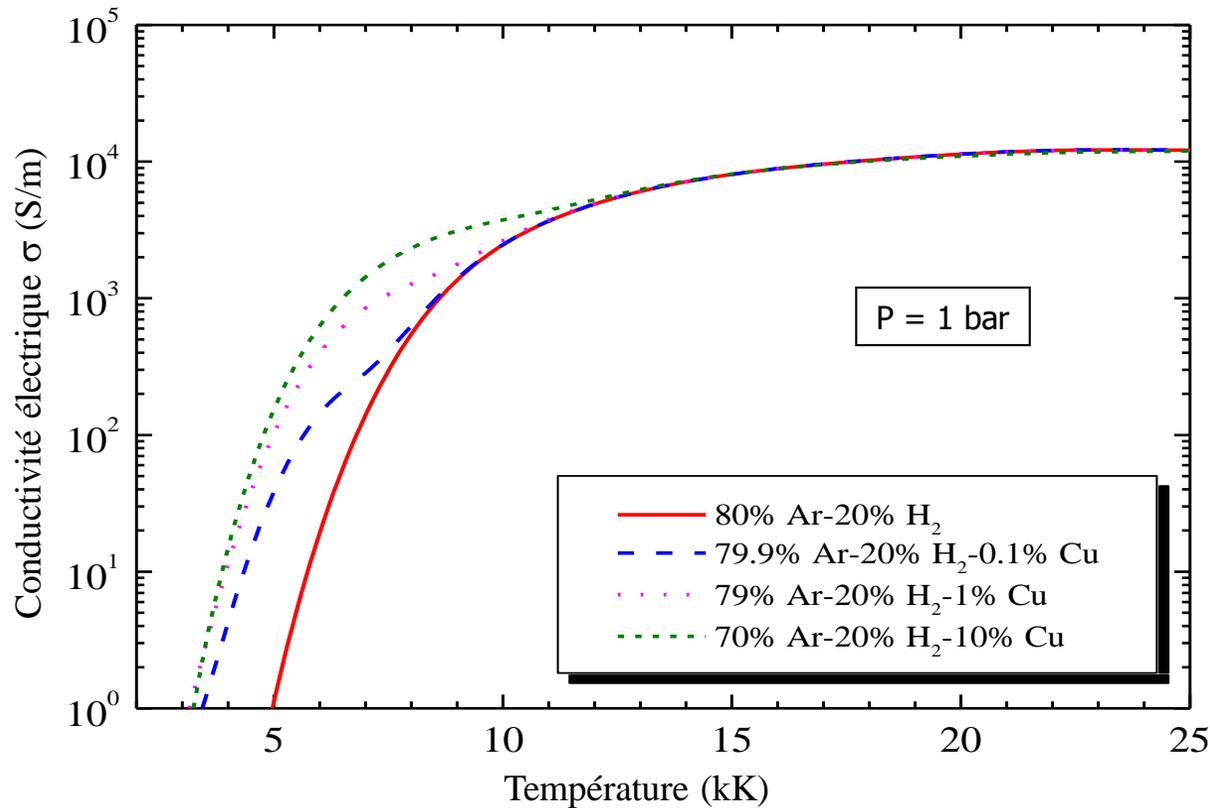
Calculer des propriétés de transport : la conductivité thermique



Conductivité thermique κ (W.m⁻¹.K⁻¹)

- La conductivité thermique de translation des lourds est importante à basse température.
- La conductivité thermique de translation des électrons domine à haute température
- La conductivité thermique de réaction fait apparaître des pics liés à la chimie.

Calculer des propriétés de transport : la conductivité électrique

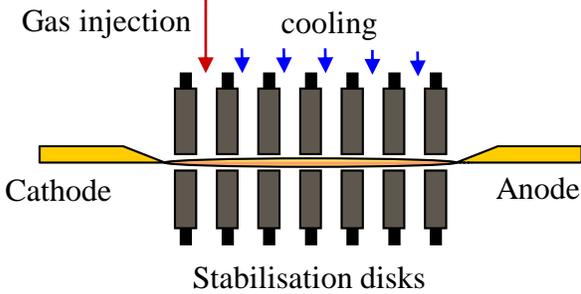


Conductivité électrique σ (S.m⁻¹)

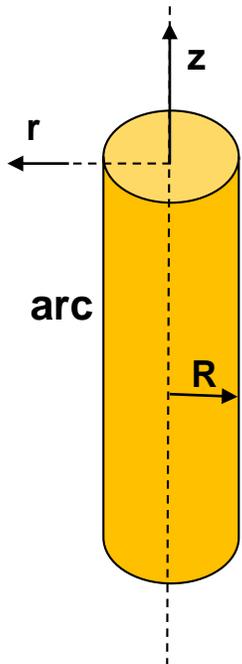
- Variation associée à la densité électronique (augmentation avec la température).
- Influence du mélange à basse température (en lien avec les énergies d'ionisation des espèces chimiques)
- Influence majeure des vapeurs métalliques (même en faible quantité) aux basses températures.

Modélisation hydrodynamique

Arc stabilisé par parois



Géométrie de l'arc



Équations pour le cas 1D transitoire

Cf. Présentation de Pierre Freton

- Masse :
$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r \rho v_r) = 0$$

densité de masse
- Quantité de mvt :
$$\rho \frac{\partial v_r}{\partial t} + \rho v_r \frac{\partial v_r}{\partial r} = \frac{2}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(\eta r \frac{\partial v_r}{\partial r} \right) - \frac{\partial P}{\partial r} - \frac{2\eta v_r}{r^2}$$

viscosité
- Énergie :
$$\rho C_p \frac{\partial T}{\partial t} + \rho C_p v_r \frac{\partial T}{\partial r} = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \kappa \frac{\partial T}{\partial r} \right) + \sigma E^2 - Q_{\text{rad}}$$

chaleur spécifique

conductivité thermique

conductivité électrique

Données préalables

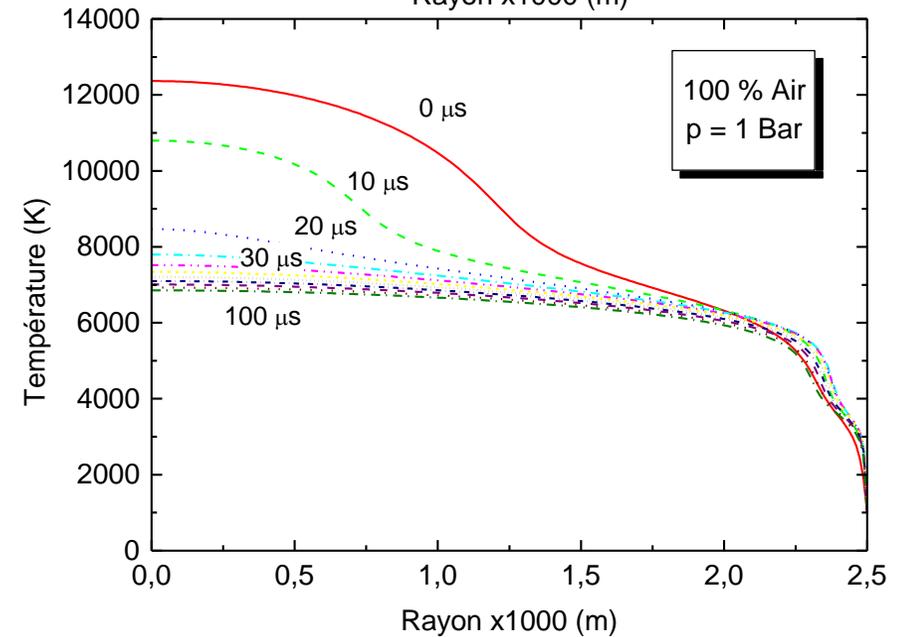
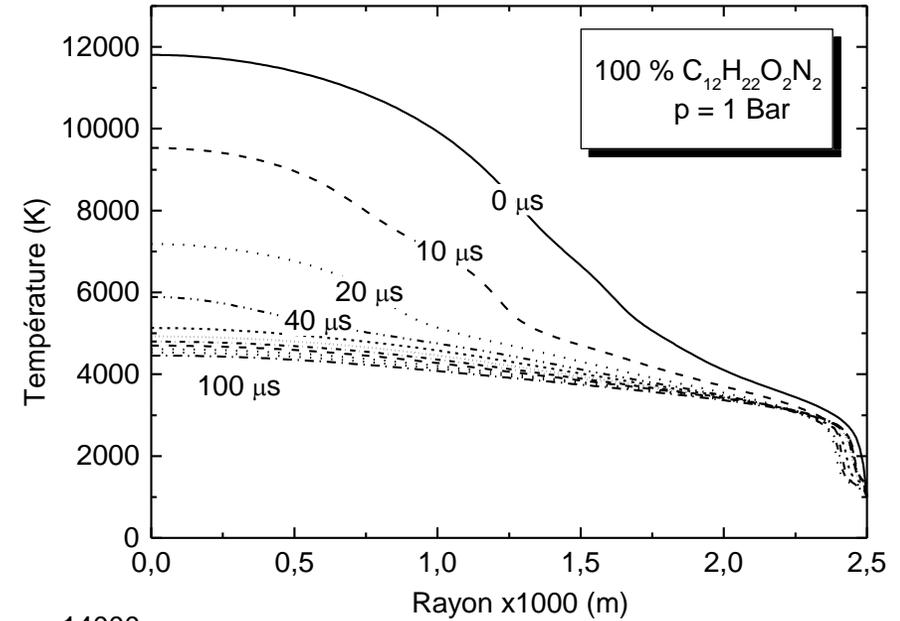
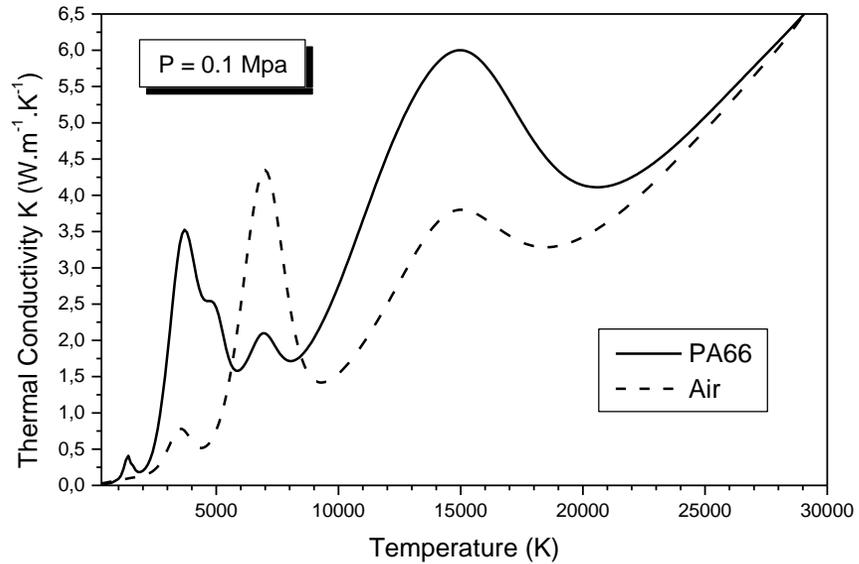
⇒ Composition chimique du plasma, densités en fonction de T : $n_i(T)$

⇒ Propriétés thermodynamiques : densité de masse ρ (kg.m^{-3}), enthalpie H (J.kg^{-1}) et chaleur spécifique C_p ($\text{J.kg}^{-1}.\text{K}^{-1}$)

⇒ Coefficients de transport : viscosité η ($\text{kg.m}^{-1}.\text{s}^{-1}$), conductivités électrique σ (S.m^{-1}) et thermique κ ($\text{W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$)

Modélisation hydrodynamique

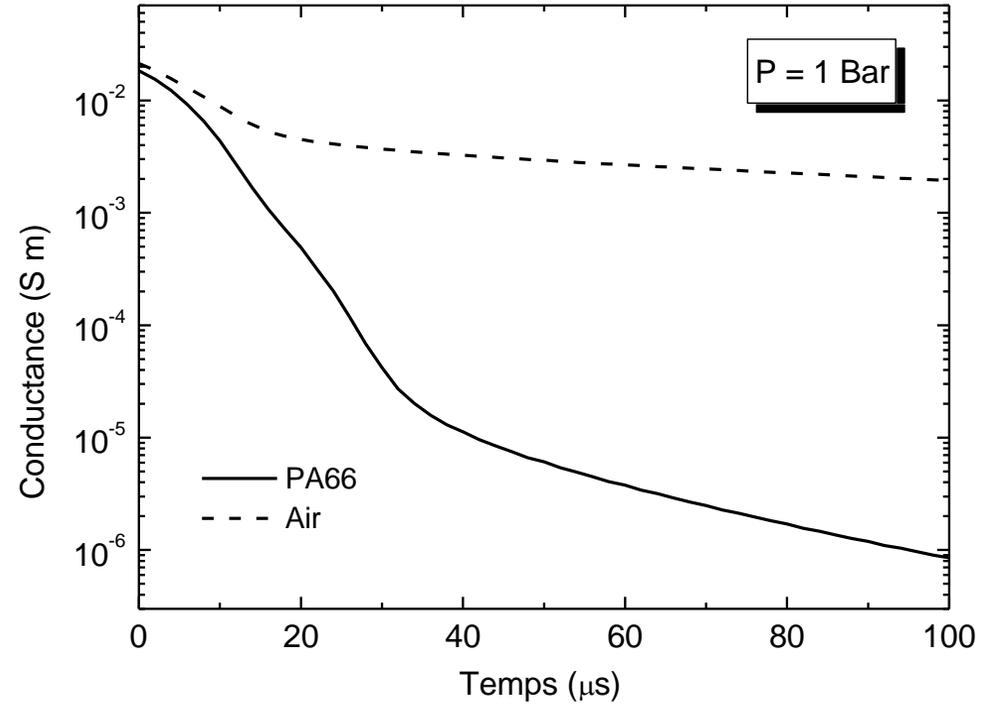
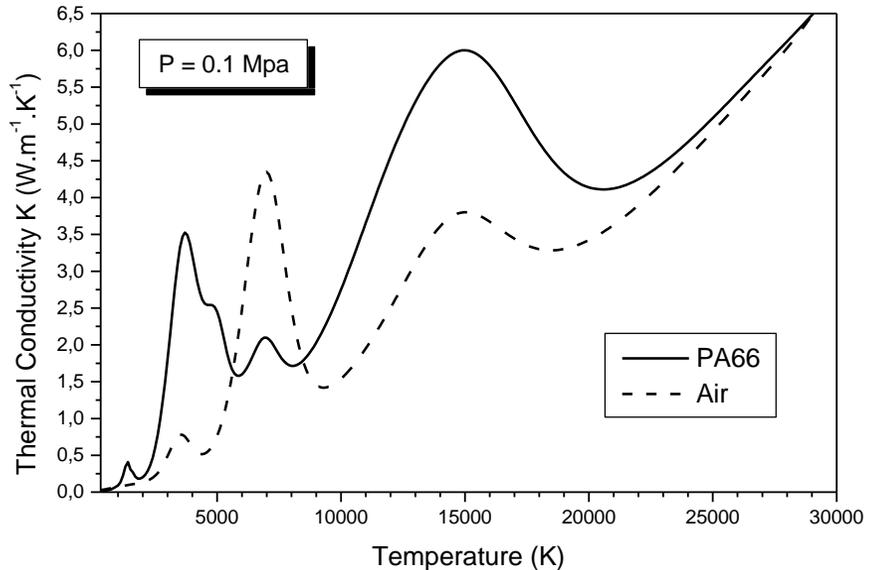
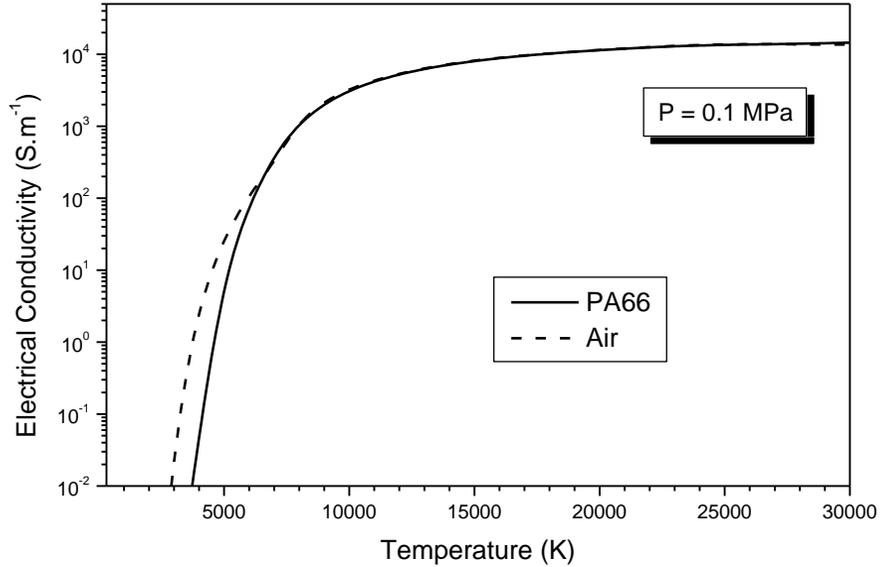
Modèle hydrodynamique 1D transitoire
Arc de disjoncteur en extinction
[Me-1] Thèse Mercado-Cabrera



Estimation de la vitesse de refroidissement du plasma

Modélisation hydrodynamique

Modèle hydrodynamique 1D transitoire
 Arc de disjoncteur en extinction
 [Me-1] Thèse Mercado-Cabrera

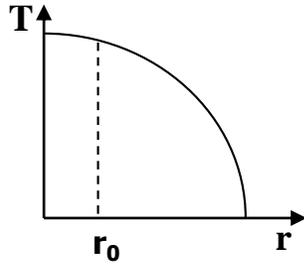
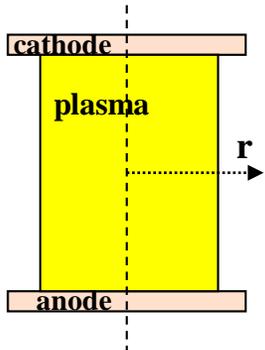


En supposant le champ E uniforme dans la direction radiale r, on peut calculer la conductance linéique (qui est associée au pouvoir de coupure) :

$$G = 2\pi \int_0^R \sigma r dr$$

Estimation de la capacité de coupure en fonction du mélange

Diagnostic spectroscopique



Etalonnage (lampe étalon)

➔ Méthode de l'intensité absolue d'une raie

➔ Emissivité expérimentale : $J_{\text{exp}}(r) = n_n(r) \cdot A_{nm} \cdot \frac{1}{4\pi} \cdot \frac{hc}{\lambda}$

➔ Emissivité théorique : $J_{\text{th}}(T) = A_{nm} \cdot \frac{1}{4\pi} \cdot \frac{hc}{\lambda} \cdot g_n \cdot \frac{n_{\text{tot},i}(T)}{Q_{\text{int},i}(T)} \cdot \exp\left(-\frac{\varepsilon_n}{kT}\right)$

➔ $J_{\text{exp}}(r) = J_{\text{th}}(T)$

➔ Profil T(r)

➔ Méthode de Fowler-Milne

L'émissivité théorique $J_{\text{th}}(T)$ d'une raie passe par un maximum à une température T_0 .

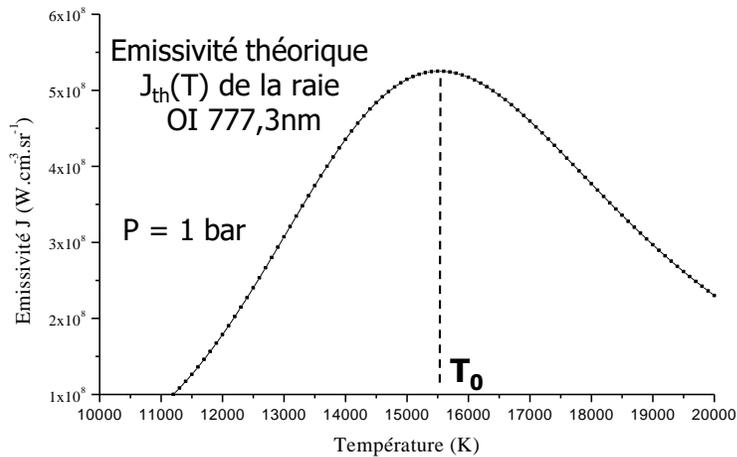
Si plasma suffisamment "chaud", température au centre du plasma $>$ à T_0 , alors l'émissivité expérimentale $J_{\text{exp}}(r)$ présente un maximum en dehors de l'axe à une distance radiale r_0 .

La température à la distance radiale r_0 vaut alors T_0 et on peut déduire la totalité du profil de température $T(r)$ via la relation :

$$\frac{J_{\text{th}}(T)}{J_{\text{th}}(T_0)} = \frac{J_{\text{exp}}(r)}{J_{\text{exp}}(r_0)}$$



➔ Profil T(r)



➔ Intensité relative de 2 raies

$$\frac{J_1(T)}{J_2(T)} = \frac{J_1(r)}{J_2(r)} = \frac{\lambda_2}{\lambda_1} \cdot \frac{A_1}{A_2} \cdot \frac{g_1}{g_2} \exp\left(-\frac{\varepsilon_1 - \varepsilon_2}{kT}\right)$$



$$T(r) = \frac{\varepsilon_1 - \varepsilon_2}{k} \cdot \left[\ln\left(\frac{J_2 \lambda_2 A_1 g_1}{J_1 \lambda_1 A_2 g_2}\right) \right]^{-1}$$

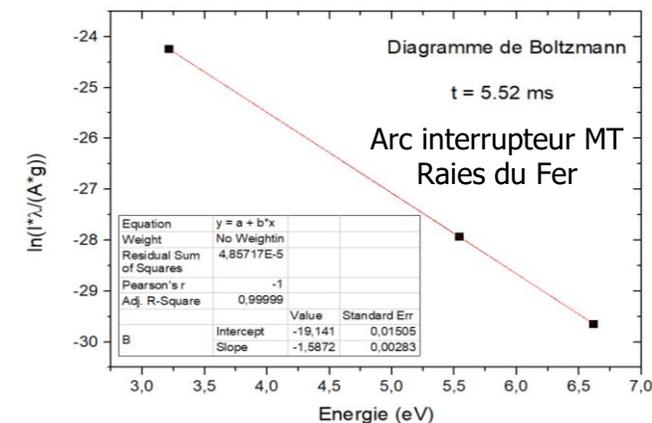
➔ Diagramme de Boltzmann

Cas de +sieurs raies, les émissivités vérifient la relation :

$$\ln\left(\frac{J_n \cdot \lambda_n}{A_n \cdot g_n}\right) = -\frac{\varepsilon_n}{k_B T} + C^{te}$$

Les couples de points $\left\{ \ln\left(\frac{J_n \cdot \lambda_n}{A_n \cdot g_n}\right); \varepsilon_n \right\}$

sont distribués sur une droite de pente **-1/kT**



Sommaire

1. Généralités sur les plasmas thermiques

- A. Principales caractéristiques
- B. Génération des plasmas thermiques

2. Définition de l'ETC et de l'ETL

- A. Thermodynamique des milieux réactifs
- B. Propriétés d'un milieu en ETC
- C. Les plasmas thermiques → ETL

3. Que faire avec l'hypothèse de l'ETL

- A. Composition chimique du plasma
- B. Propriétés thermodynamiques
- C. Propriétés de transport
- D. Diagnostic spectroscopique
- E. Modélisation MHD

4. Applications et procédés

- A. Métallurgie
- B. Coupure électrique
- C. Arcs de défaut (réseaux embarqués)
- D. Foudroiement
- E. Projection (torches plasma)
- F. Traitement de matériaux (déchets, biomasse)
- G. Ablation laser
- H. Entrées atmosphériques

5. Conclusion / challenges

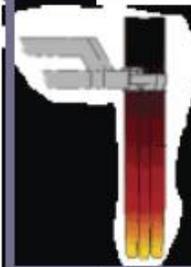
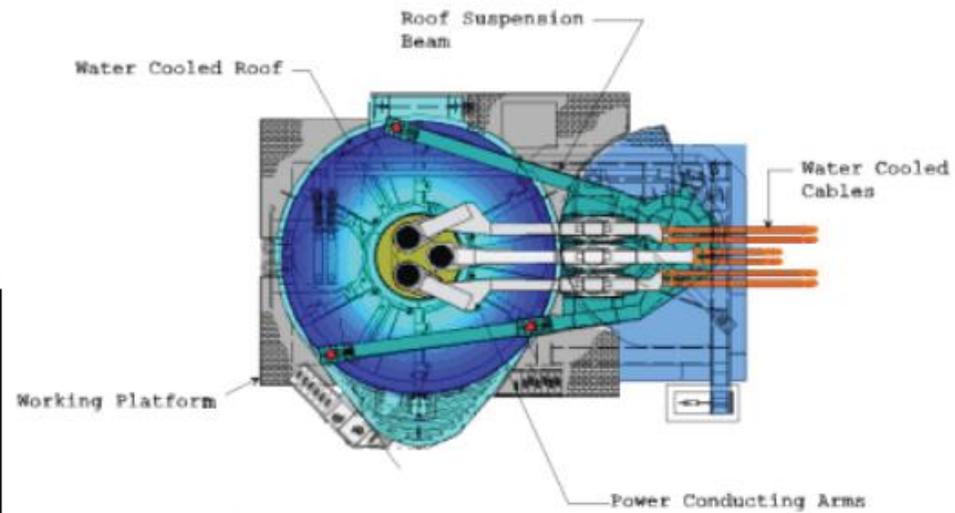
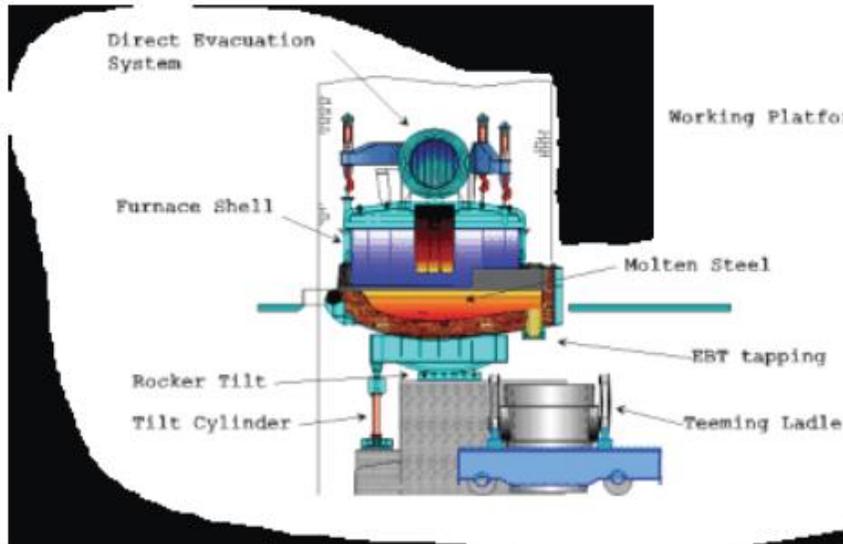
- A. Aspects non abordés dans cette présentation
- B. Quelques perspectives

Applications et procédés : métallurgie

◆ Les fours métallurgiques à arc électrique

Quelques chiffres

- Puissance : 0.75 - 0.85 MW/tn
- Facteur de puissance: 0.85
- Temps de traitement : 1 h (max)



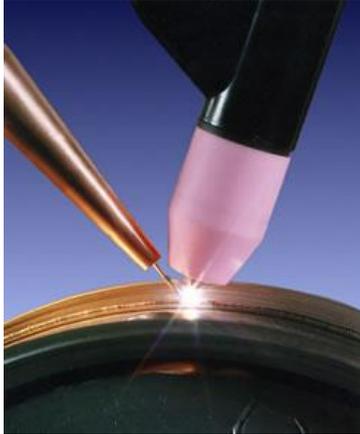
Les électrodes

Matériau: Graphite
Diamètre: 38 - 76 cm
Longueur : 3 m
Consommation: 1.5 - 2 kg/tn



Applications et procédés : métallurgie

♦ *La soudure*



- Différents procédés :
 - TIG : Tungsten Inert Gas
(électrode non fusible et gaz argon/hélium)
(métal d'apport si besoin)
 - MIG : Metal Inert Gas
(électrode fil fusible et gaz argon/hélium)
 - MAG : Metal Active Gas
(électrode fil fusible et gaz argon/CO₂/O₂)

- Etude des propriétés du plasma et de l'interaction arc – particules en fusion

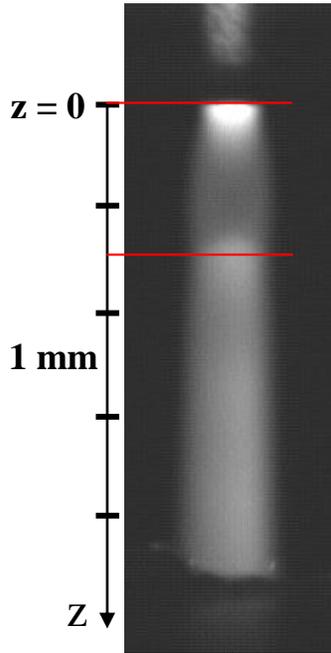
- Etude du transfert d'énergie arc – matériaux/bain liquide

- Soudage en milieu hostile (centrales électro-nucléaires)

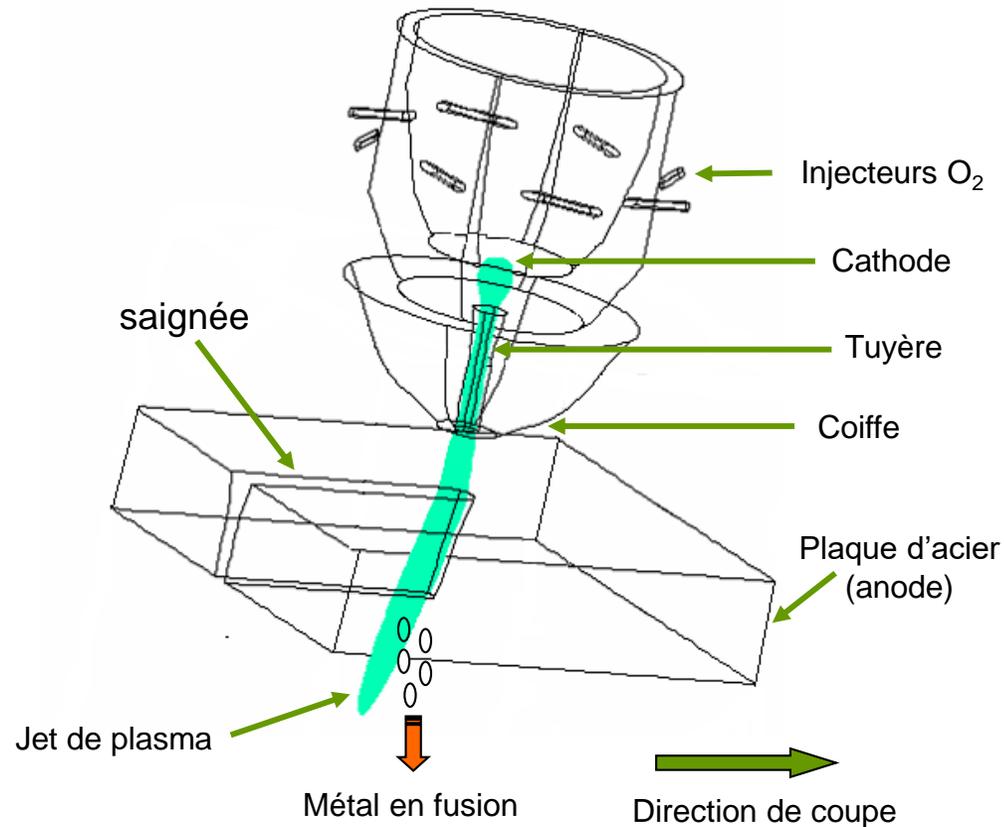
♦ La découpe plasma

Procédé de découpe de métaux (plaque = anode)

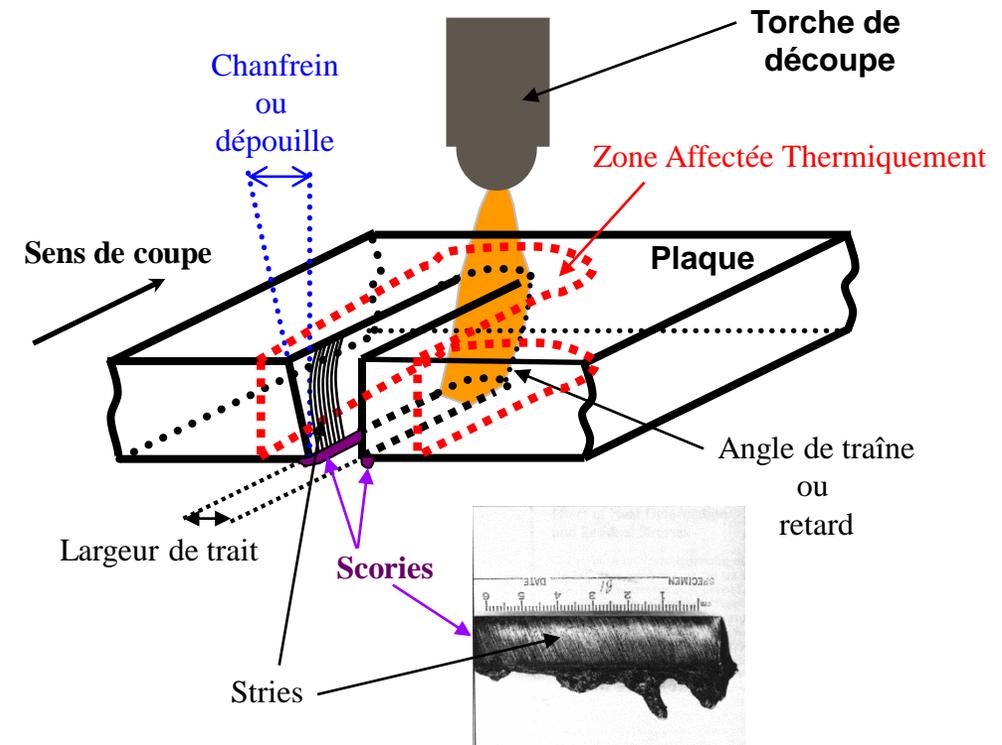
Arc transféré : $I = 30, 60, 90 \text{ A}$, $U = 130 \text{ à } 150 \text{ V}$, vitesse de coupe $50 \text{ à } 150 \text{ cm/min}$



Vue interne d'une torche



Paramètres associés à la qualité de coupe



Applications et procédés : la coupure électrique

◆ La coupure BT / MT

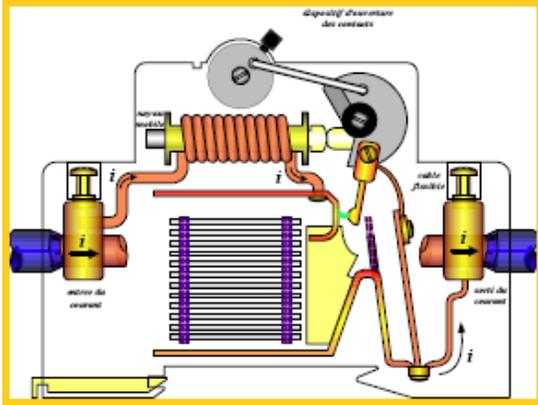
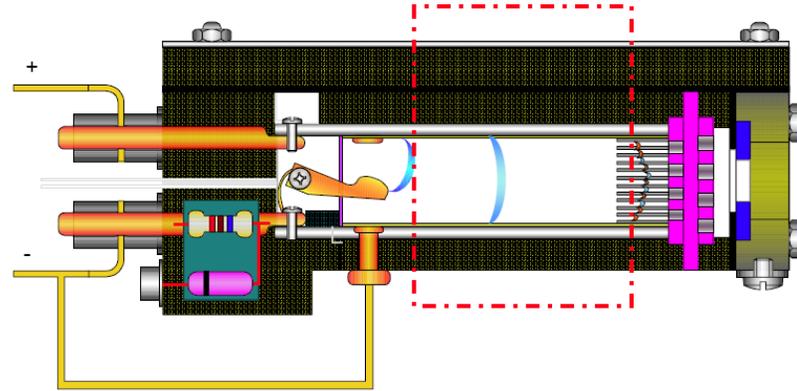
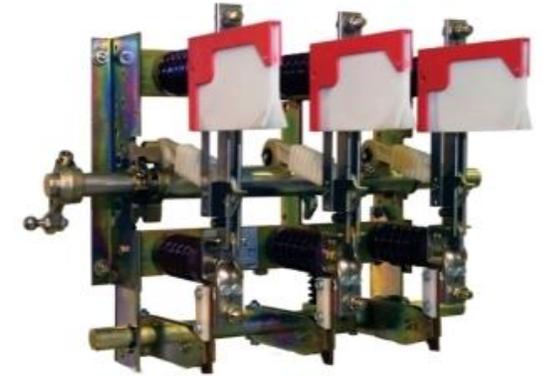


Schéma d'un disjoncteur BT



Maquette simplifiée d'un disjoncteur BT

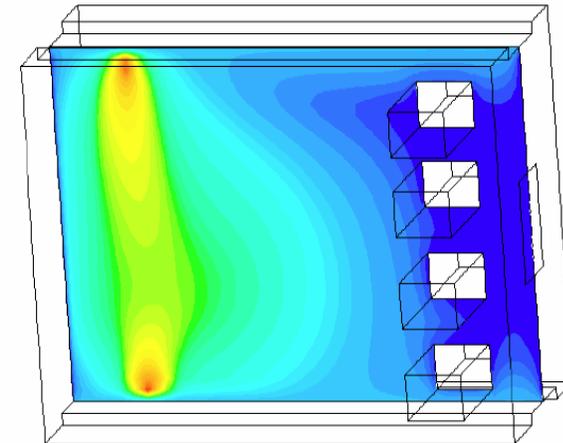


Interrupteur MT

Cf. Présentation de
Jean-Marc Bauchire

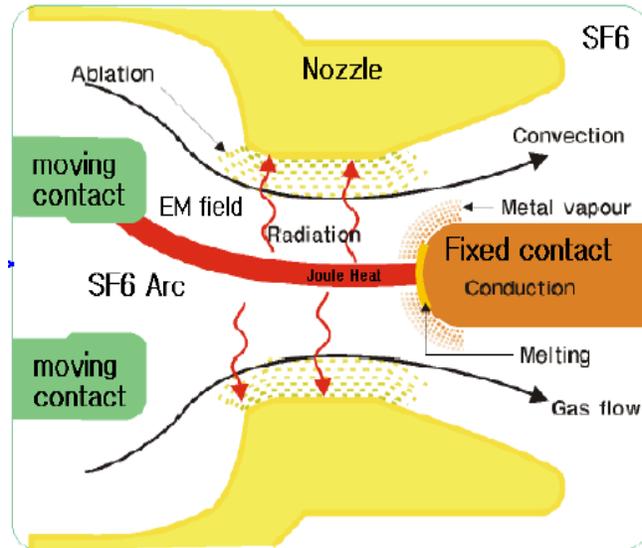
➤ Objectifs :

- Propriétés du plasma, influence des vapeurs organiques et métalliques
- Interaction plasma / électrodes et arc / matériaux (parois, ailettes)



Applications et procédés : la coupure électrique

◆ *Les disjoncteurs HT*



➤ Objectifs :

- ◆ Influence des vapeurs métalliques et provenant des parois (buses en téflon)
- ◆ Ablation des buses (montée en pression)

➤ Problématique majeure actuelle :

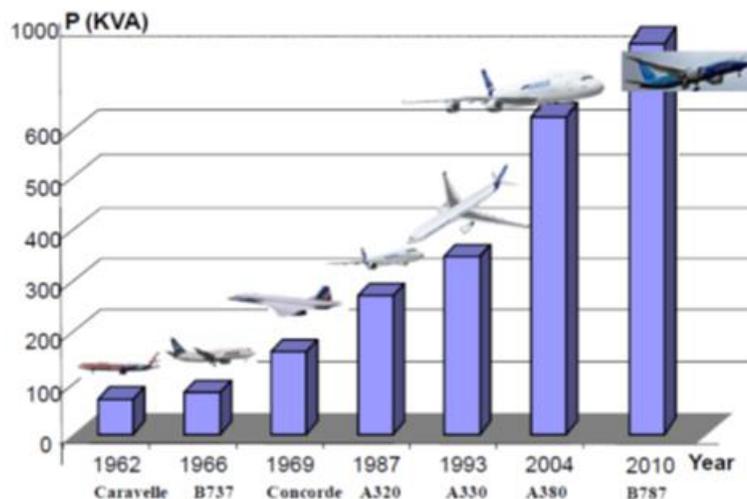
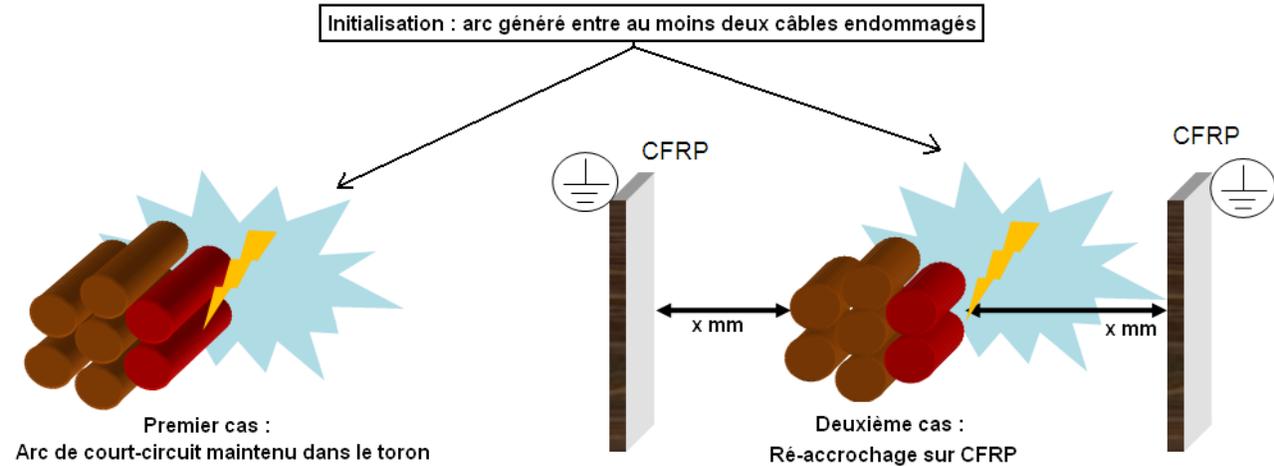
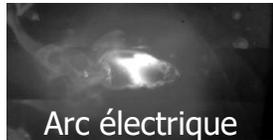
- ◆ **Remplacement du SF₆** par un gaz ayant une empreinte écologique moindre (1 tonne de SF₆ = 23000 tonnes de CO₂ en terme d'effet de serre)
- ◆ Gaz candidats : CO₂, CF₃I, C_XF_Y, ... mais aucun ne rassemble toutes les ppts du SF₆



Applications et procédés : arc de défaut réseaux embarqués

◆ Les arcs de défaut dans les réseaux électriques embarqués : Arc tracking

Cf. Présentation de Jean-Marc Bauchire



Augmentation des risques d'arcs de défaut dans les réseaux embarqués :

⇒ Nouveaux matériaux

- voilure en composite (fibre carbone)
- câbles (aluminium au lieu du cuivre)

⇒ Augmentation de la puissance électrique embarquée (More Electric Aircraft), notamment réseau 540V DC

⇒ Passage de l'AC au DC (plus difficile d'éteindre un arc en DC)

Applications et procédés : Foudroiement

◆ *Le foudroiement des avions*



➤ **Effets directs**

◆ **Dégâts thermiques et mécaniques sur la structure**

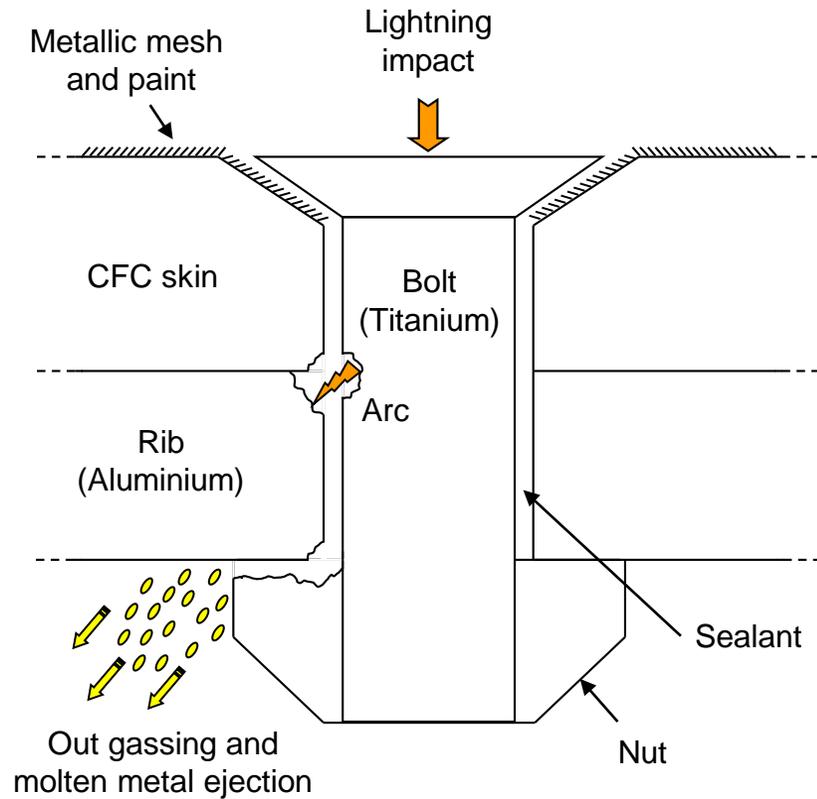
➤ **Effets indirects**

◆ **Couplage électromagnétique sur le câblage et les équipements**

◆ **Dommmages sur antennes, ordinateurs de bord, réseaux électriques**

Applications et procédés : Foudroiement

◆ *Le foudroiement des avions , un exemple d'effet direct → l'étincelage*



● **Attachement de l'arc sur la tête du rivet :**

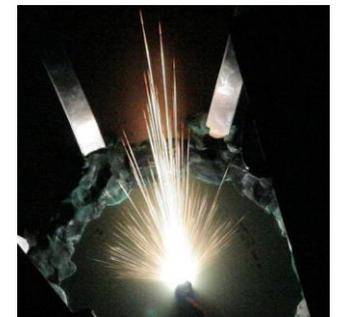
⇒ Etincelage entre le rivet et le rib

⇒ Montée en pression autour du rivet liée à :

- élévation de la température dans l'arc
- augmentation de la masse volumique : fusion et vaporisation des matériaux adjacents

⇒ Dommages sur matériaux (rivet, rib, skin)

⇒ Ejection de métal fondu et de gaz chauds



Applications et procédés : projection plasma

Cf. Présentation de
Marie-Pierre Planche

◆ *La projection plasma*

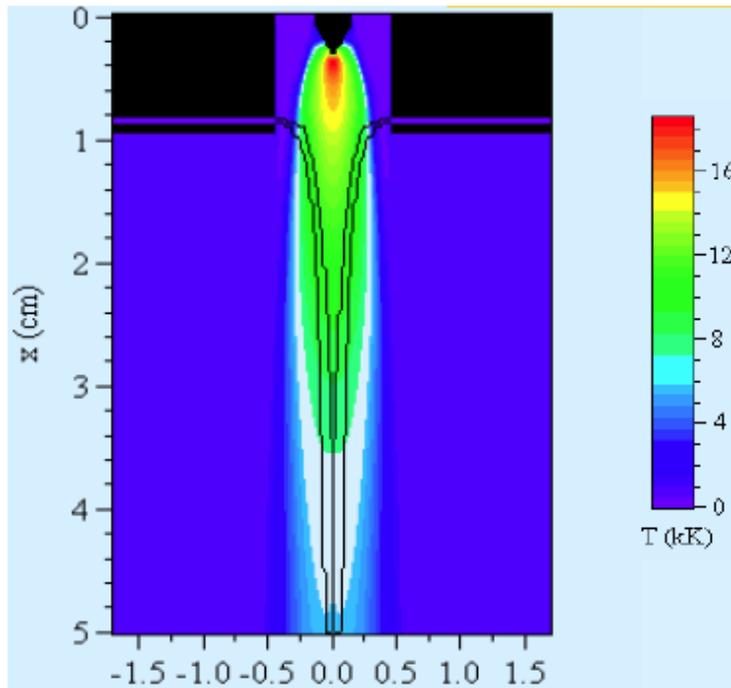


➤ Injection de particules de taille micrométrique ou nanométrique dans le jet de plasma

➤ Les particules vont être fondues et partiellement vaporisées dans le plasma

➤ Les particules fondues vont venir impacter un substrat ⇒ réalisation d'un dépôt en surface

➤ Nombreuses applications, modifications des propriétés du matériau, ...



Applications et procédés : traitement de déchets / biomasse

◆ *Le traitement des déchets*

Déchets



- La Vitrification
- La Gazéification, la thermolyse
- Contexte mondial du traitement des déchets, enjeux économiques, environnementaux

déchets



arc



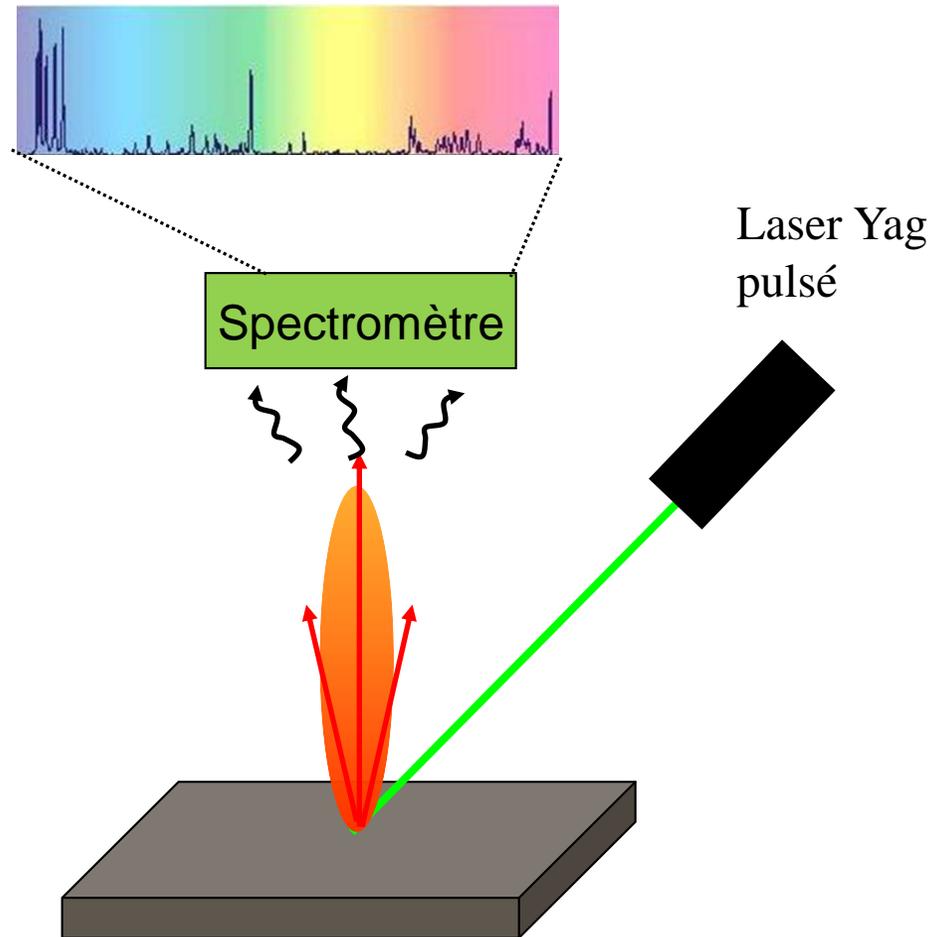
vitrifiats



Applications et procédés : ablation laser

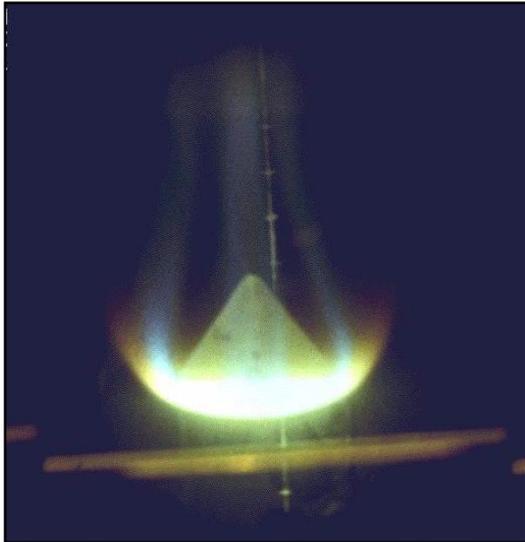
◆ *Analyse de matériaux*

La création d'un plasma par ablation laser est utilisée pour la technique de spectroanalyse appelée LIBS (Laser Induced Breakdown Spectroscopy).



Applications et procédés : entrée atmosphérique

♦ *Les plasmas d'entrée atmosphérique*



- Formation d'une onde de choc et d'un plasma en amont du bouclier thermique
- Différentes atmosphères : Terre, Mars, Titan, Vénus
- Zone de déséquilibre thermique avec $T_g > T_e$
- Modèles collisionnels-radiatifs (CR)
- Modélisation de l'écoulement (aérodynamique)
- Simulation des spectres rayonnés



Sommaire

1. Généralités sur les plasmas thermiques

- A. Principales caractéristiques
- B. Génération des plasmas thermiques

2. Définition de l'ETC et de l'ETL

- A. Thermodynamique des milieux réactifs
- B. Propriétés d'un milieu en ETC
- C. Les plasmas thermiques → ETL

3. Que faire avec l'hypothèse de l'ETL

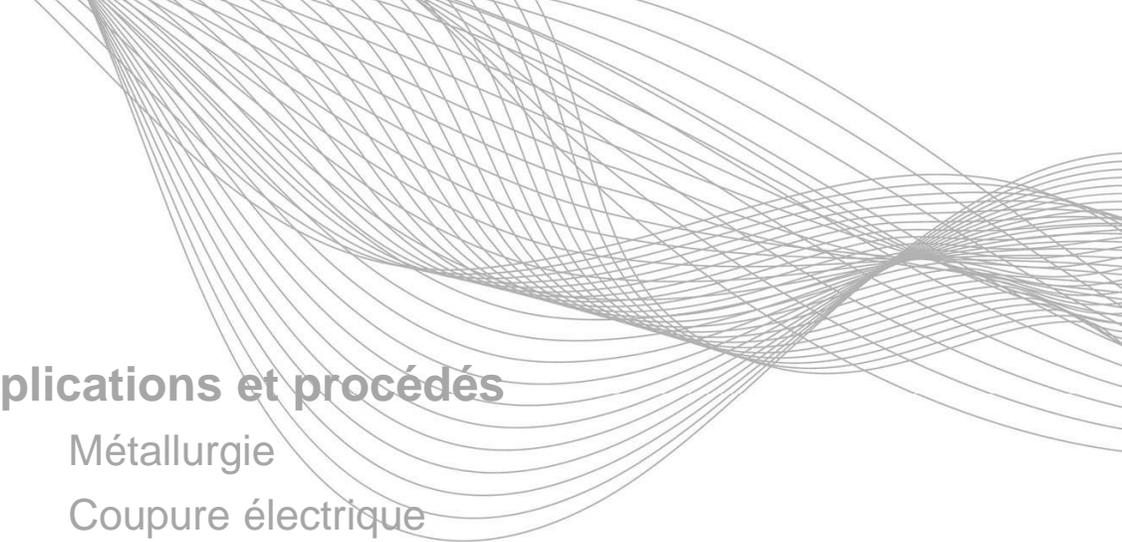
- A. Composition chimique du plasma
- B. Propriétés thermodynamiques
- C. Propriétés de transport
- D. Diagnostic spectroscopique
- E. Modélisation MHD

4. Applications et procédés

- A. Métallurgie
- B. Coupure électrique
- C. Arcs de défaut (réseaux embarqués)
- D. Foudroiement
- E. Projection (torches plasma)
- F. Traitement de matériaux (déchets, biomasse)
- G. Ablation laser
- H. Entrées atmosphériques

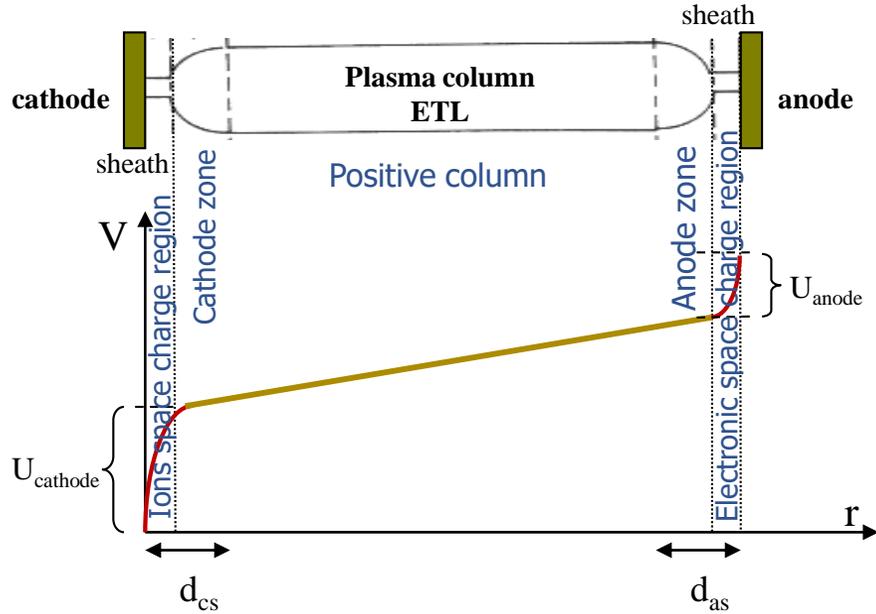
5. Conclusion / challenges

- A. Aspects non abordés dans cette présentation
- B. Quelques perspectives



On n'a pas parlé de ...

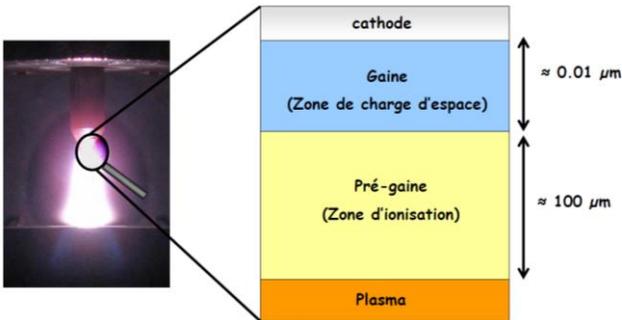
Phénomènes aux électrodes, interaction arc - électrodes



Cf. Présentation de Pierre Freton

La tension d'arc dépend de la longueur d'arc

$$U_{total} = U_{column} + (U_{cathode} + U_{anode}) = E \cdot L_{column} + \Delta U_{electrodes}$$



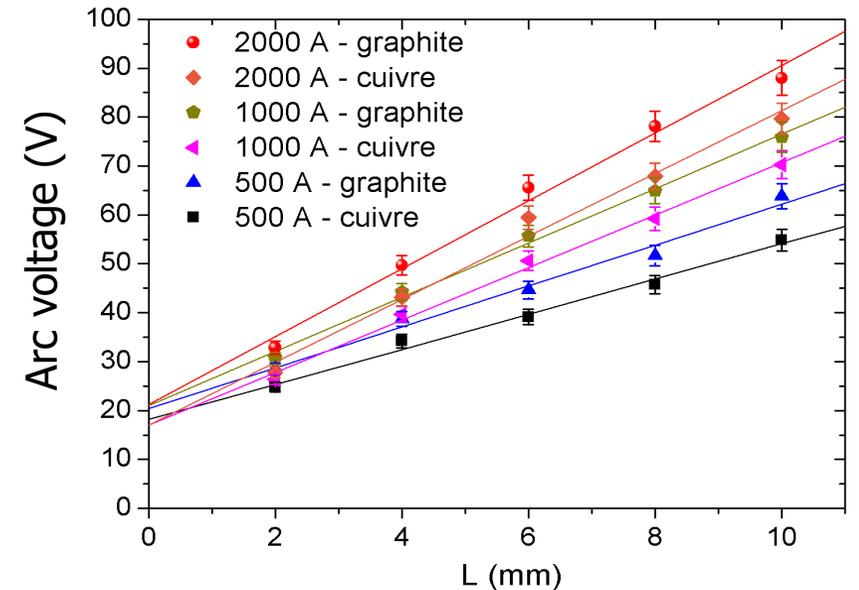
[Ca-1] Thèse F. Cayla

Electrode	Sheath layer (SH)	Ionization layer (IL)	Thermal non-equilibrium (TN)	Thermal perturbation (TP)	LTE plasma
	$n_e \neq n_i$	$n_e = n_i$ $n_e \neq n_{eSaha}$	$n_e = n_i$ $n_e = n_{eSaha}$ $T_e \neq T_h$	$n_e = n_i$ $n_e = n_{eSaha}$ $T_e = T_h$ $Q_{rad} \neq Q_{JH}$ LTE is valid	

[Li-1] Thèse M. Lisnyak

En première approximation, la tension varie linéairement avec la longueur d'arc.

A pression atmosphérique, les gaines anodique et cathodique ont des épaisseurs faibles par rapport à la longueur de la colonne.



On n'a pas parlé de ...

Rayonnement, transfert radiatif

→ Équations de conservation de l'énergie :

$$\rho C_p \frac{\partial T}{\partial t} + \rho C_p v_r \frac{\partial T}{\partial r} = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r k \frac{\partial T}{\partial r} \right) + \sigma E^2 - Q_{\text{rad}}$$

divergence du flux radiatif

→ Equation du transfert radiatif :

$$\frac{dL_\lambda}{dr} = K'_\lambda \cdot B_\lambda - K_\lambda \cdot I_\lambda$$

direction (pointing to dr)
 gaz T, P, λ (pointing to K'_λ)
 longueur d'onde (pointing to I_λ)

dépendance spatiale au mélange en longueur d'onde

calcul complexe

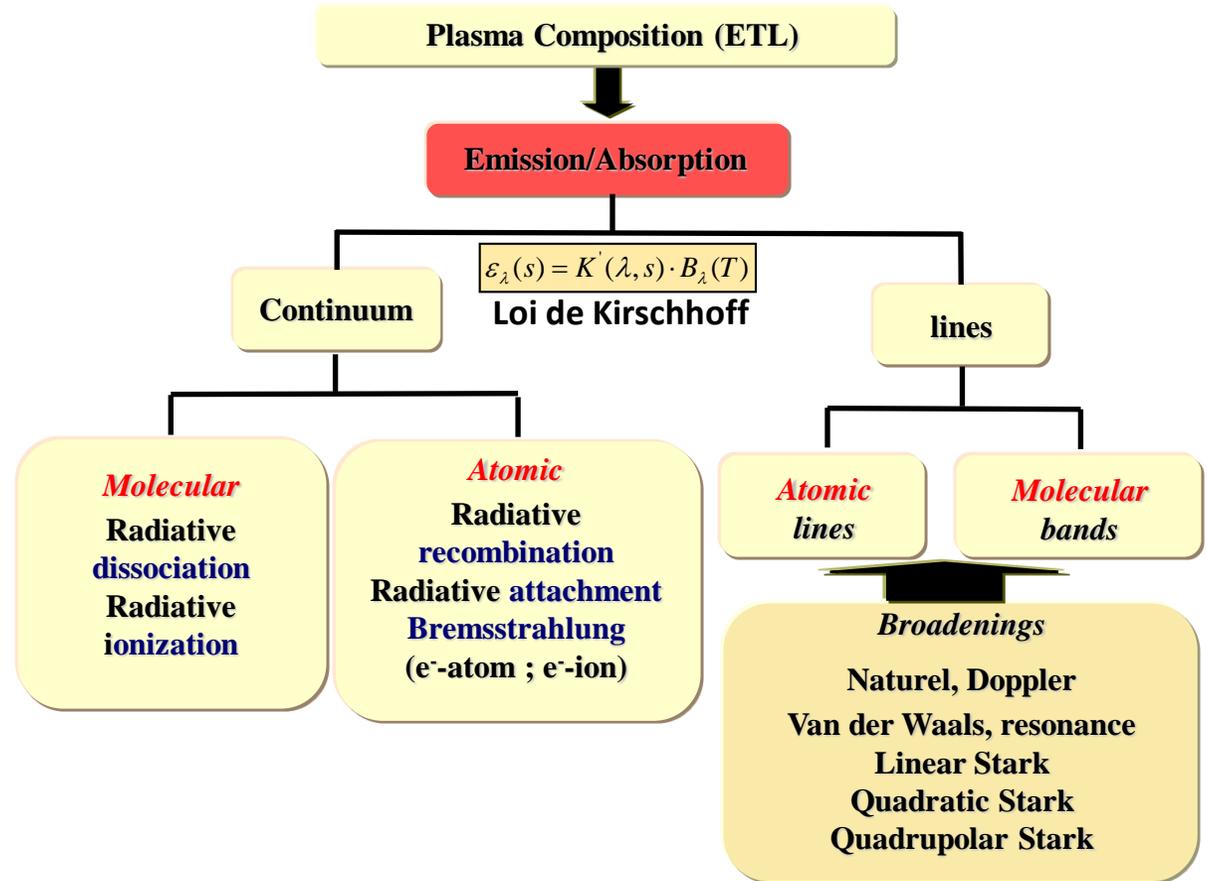
→ Approches simplifiées :

➤ **Simplification spatiale** : Plasma = sphere isotherme ⇒ **Coefficient d'Emission Nette (NEC)**

[Lo-1] Lowke and Capriotti, *JQSRT* 9 207 (1969)

➤ **Simplification spectrale** : Plasma = corps gris par intervalles de fréquence ⇒ **Coefficients Moyens d'Absorption (MAC)**

[Mo-1] Modest, "Radiative Heat Transfer"



Perspectives

➔ Les plasmas quasi-thermiques / HE thermique

➤ **Calculs de propriétés 2T : non unicité loi d'action de masse**

[An-1] Annaloro, Teulet, Bultel et al., *Eur. Phys. J. D* **71**, 342 (2017)

$$\left\{ \begin{array}{l} \mathbf{A + A \rightarrow A + A^+ + e^-} \\ \mathbf{A + e \rightarrow A^+ + e^- + e^-} \end{array} \right. \quad \frac{n_e n_+}{n_A} = \frac{g_e g_+}{g_A} \left(\frac{2\pi m_e k_B T_e}{h^2} \right)^{\frac{3}{2}} \times \exp\left(-\frac{E_{ion}}{k_B T_h}\right)$$
$$\frac{n_e n_+}{n_A} = \frac{g_e g_+}{g_A} \left(\frac{2\pi m_e k_B T_e}{h^2} \right)^{\frac{3}{2}} \times \exp\left(-\frac{E_{ion}}{k_B T_e}\right)$$

➤ **Modèles hydrodynamiques 2T :**

✓ **Nécessité de 2 équations couplées de conservation de l'énergie**

- pour électrons
- pour les lourds

[Fr-1] Freton et al., *J. Phys. D: Appl. Phys.* **45** 465206 (2012)

✓ **Séparer les propriétés thermodynamiques et de transport entre électrons et lourds (C_{pe} , C_{ph} , κ_e , κ_h)**

➔ Les arcs dans les liquides (interaction plasma – liquide, synthèse de nanoparticules, ...)

➔ Thématiques d'intérêt dans les années à venir

➤ **Thématiques (lien avec industrie) souvent pilotées par considérations environnementales, d'innovation technologique, ...**

- ✓ **Coupure électrique MT et HT, remplacement du SF₆ : contrainte environnementale**
- ✓ **Arc de défaut dans les réseaux électriques embarqués, avion plus électrique, nouveaux matériaux de voilure, nouveaux types de câble (aluminium), réseaux DC : innovation technologique**
- ✓ **Protection contre le foudroiement des aéronefs, nouveaux matériaux de voilure : innovation technologique**
- ✓ ...

Références de la présentation

- [Bo-1] Boulos, Fauchais, Pfender, « *Thermal Plasmas, Fundamental and Applications* », Plenum Press, New-York (1994)
- [Dr-1] : H. W. Drawin and P. Felenbok, *Data for plasma in Local Thermodynamic Equilibrium*, Ed. Gauthier-Villon, Paris (1965)
- [He-1] : G. Herzberg, *Spectra of diatomic molecules*, 2nd Edn, Van Nostrand Reinhold, New York (1950)
- [He-2] : G. Herzberg, *Infrared and Raman Spectra*, 2nd Edn, Van Nostrand Reinhold, New York (1950)
- [Hi-1] : J.O. Hirschfelder, C.F. Curtis and R. Byron Bird, "*Molecular Theory of Gases and Liquids*", John Wiley and Sons, New York (1964)
- [Mu-1] : A.B. Murphy, *J. Phys. D Appl. Phys.* **34** R151-R173 (2001)
- [Bu-1] : J.N. Butler and R.S. Brokaw, *J. Chem. Phys.* **26** 1636 (1957)
- [Ch-1] : B. Chervy, A. Gleizes and M Razafinimanana, *J. Phys. D: Appl. Phys.* **27** 1193 (1994)
- [Me-1] : A. Mercado-Cabrera, "*Modélisation de la cinétique chimique d'un plasma en extinction dans un disjoncteur basse tension*", Thèse de l'Université Paul Sabatier Toulouse 3 (2003)
- [Ca-1] : F. Cayla, "Modélisation de l'interaction entre un arc électrique et une cathode", Thèse de l'Université Paul Sabatier Toulouse 3 (2008)
- [Li-1] : M. Lisnyak, "Theoretical, numerical and experimental study of DC and AC electric arcs", Thèse de l'Université d'Orléans (2018)
- [Lo-1] : J.J. Lowke and E.R. Capriotti, *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer* **9** 207 (1969)
- [Mo-1] : M.F. Modest, "*Radiative Heat Transfer*", Mc Graw-Hill, Mechanical Engineering Series, (1993)
- [An-1] : J. Annaloro, Ph. Teulet, A. Bultel *et al.*, *Eur. Phys. J. D* **71**, 342 (2017)
- [Fr-1] : P. Freton *et al.*, *J. Phys. D: Appl. Phys.* **45** 465206 (2012)