

Chapitre II

Les plasmas thermiques

II-1 Introduction

Commençons par énoncer quelques notions de base qui permettront de mieux appréhender la description des divers processus mis en jeu dans les phénomènes radiatifs. Dans ce deuxième chapitre, nous définissons les lois générales des plasmas, qui relient entre eux les différents paramètres internes (densités de particules, pression etc. . .) Nous abordons ensuite les notions d'équilibre thermodynamique complet et local, et les lois qui en découlent. Enfin nous présentons les résultats de la composition chimique de mélange (*Ar – He*).

II-2 Équilibre thermodynamique

II-2-1 Équilibre thermodynamique complet (ETC)

Un plasma est constitué d'un grand nombre de particules, matérielles ou non (Les photons). Ces particules possèdent une certaine énergie cinétique et potentielle, elles se déplacent dans toutes les directions, et entrent en collision avec les particules voisines. S'il n'existe aucun échange de matière ni d'énergie avec le milieu extérieur, un état d'équilibre peut être atteint, dans lequel chaque processus est contrebalancé par le processus inverse. Un état de micro-réversibilité est alors atteint : tout mécanisme qui tend à faire perdre de l'énergie à une particule est instantanément compensé par le mécanisme inverse qui tend à lui faire gagner cette même énergie. On parle alors d'équilibre thermodynamique complet (ETC), où toutes les particules du plasma ont la même énergie moyenne, et où tous les processus collisionnels et radiatifs sont micro-réversibles.

II-2-2 Lois vérifiées par un plasma à l'ETC

Loi de distribution de Maxwell

Un plasma à l'ETC est isotrope : les particules ne privilégient aucune direction de propagation. Les normes des vecteurs vitesses de ces particules sont donc distribuées autour d'une valeur moyenne nulle ; cette distribution stationnaire est

décrite par la loi de Maxwell : le nombre dn de particules d'une espèce donnée dont la vitesse est comprise entre v et $v + dv$ dans un plasma de température T

Vérifie la relation suivante [3] :

$$\frac{dn}{n} = \left(\frac{m}{2\pi K_B T} \right)^{\frac{3}{2}} \exp \left[-\frac{mv^2}{2\pi K_B T} \right] 4\pi v^2 dv \quad (II-1)$$

m est la masse de la particule et n le nombre total de particules.

Loi de Boltzmann

D'après la loi de Boltzmann, pour une espèce donnée il existe une relation entre la densité de population des niveaux excités d'une particule (niveaux indicés j ici) et les énergies d'excitation associées :

$$\frac{n_j}{n} = \frac{g_j}{Q^{\text{int}}} \exp \left[-\frac{E_j}{K_B T} \right] \quad (II-2)$$

n_j , g_j et E_j sont respectivement la densité de population, le poids statistique et l'énergie associés au niveau j , n est la densité totale de l'espèce, et Q^{int} est la fonction de partition interne de l'espèce considérée. Elle est définie par la relation

$$Q^{\text{int}} = \sum_i g_i \exp \left[-\frac{E_i}{K_B T} \right] \quad (II-3)$$

Loi de Saha-Eggert

Cette loi permet de déterminer le degré d'ionisation du milieu [3] :

$$\frac{n_e n_i}{n_0} = 2 \frac{Q_i^{\text{int}}}{Q_0^{\text{int}}} \left[\frac{2\pi K_B T m_e}{h^2} \right]^{\frac{3}{2}} \exp \left(-\frac{E_i - \Delta E}{K_B T} \right) \quad (II-4)$$

n_e , n_i et n_0 sont les densités des électrons, des espèces chargées, et des espèces neutres d'un même élément ; Q_i^{int} et Q_0^{int} sont les fonctions de partition internes associées. Le facteur 2 est le poids statistique associé à l'électron, E_i est l'énergie d'ionisation de l'espèce, et ΔE est l'abaissement du potentiel d'ionisation, dû aux effets des champs électriques créés par les particules chargées. Ce terme est proportionnel à la densité électronique du plasma [3] :

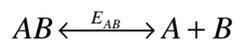
$$\Delta E = \frac{(Z + 1)e^2}{4\pi\epsilon_0\lambda_D} \quad (\text{II} - 5)$$

loi de Guldberg-Waage

La loi de Guldberg - Waage lie les espèces moléculaires aux espèces atomiques. Elle exprime également l'équilibre de dissociation des espèces moléculaires. C'est une autre forme de la loi de Saha.

$$\frac{N_e N_i}{N_a} = \frac{U_A U_B}{U_{AB}} \left(\frac{m_A m_B}{m_{AB}} \right)^{3/2} \left(\frac{2\pi KT}{h^2} \right)^{3/2} \exp\left(-\frac{E_{AB} - \Delta E_{AB}}{KT} \right) \quad (\text{II} - 6)$$

U_A , U_B et U_{AB} sont les fonctions de partitions de A, B et AB, m_A , m_B et m_{AB} leurs masses respectivement. E_{AB} est l'énergie de dissociation et ΔE_{AB} l'abaissement de potentiel de cette énergie de réaction.



Loi de Planck

Lorsque le flux radiatif absorbé par un élément de volume du plasma est égal au flux émis par ce même élément de volume, l'équilibre thermodynamique est atteint.

Le milieu se comporte alors comme un corps noir, la densité du rayonnement suit alors la loi de Planck [4] :

$$L_{\lambda}^0(T) = \frac{2hc^2}{\lambda^5} \left[\exp\left(\frac{hc}{\lambda K_B T}\right) - 1 \right]^{-1} \quad (II - 7)$$

$L_{\lambda}^0(T)$ décrit la luminance spectrale d'un corps noir à la température T

II-2-3 Équilibre thermodynamique local (ETL)

Seuls les plasmas rencontrés en astrophysique, dans les étoiles notamment, peuvent être considérés à l'équilibre thermodynamique complet. Les échanges de matière et d'énergie avec le milieu environnant sont alors totalement négligeables devant les phénomènes internes à ces systèmes. Prenons par exemple le soleil : sur 10^{12} photons émis à l'intérieur du soleil, seul un photon ne sera pas réabsorbé et sortira du soleil pour aller dans l'espace. Les plasmas produits au laboratoire ne sont pas à l'ETC. Ils présentent des gradients de température et de concentration. Des phénomènes de transport de masse et d'énergie non réversibles ont lieu au sein de ces plasmas, et le rayonnement n'y est pas totalement réabsorbé. L'équilibre entre la matière et le rayonnement n'existe plus, c'est le champ électrique extérieur qui fournit l'énergie nécessaire au maintien du plasma. Dans les plasmas suffisamment denses pour favoriser les phénomènes de collisions ($N_e \geq 10^{21} m^{-3}$), en présence de champ électrique ou de forces extérieures modérés, la distribution des vitesses des électrons est presque toujours maxwellienne [5] . La distance moyenne parcourue par les électrons entre deux collisions est si faible que ne peuvent apparaître que de très petites perturbations dans la fonction de distribution dans le temps et l'espace. Localement, il y a alors micro-réversibilité des processus dus aux collisions, le plasma est dit à l'état d'équilibre thermodynamique local (ETL). Les populations de toutes les espèces et de leurs niveaux excités restent bien décrites par les lois de Maxwell, de Boltzmann, de Saha et de Guldberg-Waage [6] . Par contre il n'y a pas micro-réversibilité des processus radiatifs, ce qui implique que la loi de Planck n'est plus valable, elle est remplacée par la loi de Kirchhoff.

$$\varepsilon_{\lambda}(r) = k'_{\lambda}(r).L_{\lambda}^0(T) \quad (II - 8)$$

la loi de Kirchhoff définit une relation entre le coefficient d'émission spectral (relatif au flux émis) et le coefficient d'absorption spectral (relatif au flux absorbé)

II-2-4 Critères d'existence de l'ETL

Pour qu'un plasma soit à l'ETL complet, sa densité électronique doit être suffisamment élevée pour que les mécanismes d'excitation-déexcitation par collision électronique soient beaucoup plus nombreux que ceux des déexcitations spontanées. Plusieurs auteurs ont proposé des critères correspondant à des valeurs de la densité électronique. Par exemple, d'après Darwin on a [7] :

$$n_e \geq 6,5 \cdot 10^{16} \frac{g_{\max}}{g_{\min}} \left[\frac{E_{\max} - E_{\min}}{E_H} \right] \left(\frac{K_B T}{E_H} \right)^{\frac{1}{2}} \phi(\Delta U_{\max}) \quad (II-9)$$

$E_{\max} - E_{\min}$ est le plus grand écart d'énergie entre les niveaux d'excitation de l'atome ou de l'ion, g_{\max} et g_{\min} sont les poids statistiques des niveaux correspondants, $\phi(\Delta U_{\max})$ est une fonction tabulée par Darwin [8] , n_e est la densité électronique exprimée en cm^{-3} , et E_H est le potentiel d'ionisation de l'hydrogène ($13,6 eV$). À titre d'exemple : pour un plasma d'argon de température $T = 10 kK$ à la pression atmosphérique, la densité électronique doit être supérieure ou égale à $n_e \geq 4,4 \cdot 10^{17} cm^{-3}$ pour que l'ETL complet soit réalisé. En réalité ce critère est sévère et il peut être abaissé de près d'un ordre de grandeur si on tient compte de la réabsorption des raies de résonance.

II-3 Composition d'équilibre

À l'équilibre thermodynamique local, les densités des différentes espèces constituant le plasma ne sont pas indépendantes, elles sont reliées par les lois d'équilibre. La composition du plasma est une donnée fondamentale pour l'étude de ses propriétés radiatives. Elle est calculée pour des plasmas supposés en équilibre, à partir des lois d'équilibre et aussi d'autres lois annexes qui sont vérifiées pour

n'importe quel type de plasma et qui sont : la loi de neutralité électrique, la loi de Dalton est les lois de conservation de la matière.

Loi de neutralité électronique

En dehors des zones de gaine où il persiste une charge d'espace, on peut considérer que le plasma est globalement neutre. Ceci signifie qu'il y a autant de particules chargées positivement que de particules chargées négativement au sein du plasma :

$$n_e = \sum_i z_i n_i \quad (II-10)$$

n_e : La densité électronique.

n_i : La densité des ions de charge Z_i .

Dans notre cas cette loi s'écrit sous la forme suivante :

$$n_e = n_{H_e^+} + n_{H_e^{++}} + n_{Ar^+} + 2n_{Ar^{++}} + 3n_{Ar^{+++}} \quad (II-11)$$

loi de Dalton

On suppose souvent que plasmas thermiques se comporte comme un mélange de gaz parfaits. Compte-tenu du degré d'ionisation des plasmas thermiques, une meilleure approximation de la pression est donnée par l'expression [3], [9]

$$P = \sum_j^n n_j KT - \Delta P_d - \Delta P_v \quad (II-12)$$

Avec :

n_j est la densité de l'espèce j ,

ΔP_d est la correction de Debye-Hückel

ΔP_v est la correction du Viriel.

Le terme ΔP_d permet de tenir compte du champ coulombien généré par les particules chargées du plasma, qui tend à écarter le plasma de l'état de gaz parfait. Cet effet est prépondérant à haute température, lorsque les densités des particules chargées sont importantes. La Correction de Debye-Huckel dépend de la température du plasma, et vérifie la relation [4] :

$$\Delta P_d = \frac{K_B T}{24\pi\lambda_D^3} \quad (II-13)$$

Où K_B est la constante de Boltzmann $K_B = 1,380658 \cdot 10^{23} J.K^{-1}$

et λ_D est la longueur de Debye, qui correspond à la distance au bout de laquelle le champ électrique est écranté par les particules chargées environnantes :

$$\lambda_D = \sqrt{\frac{\epsilon_0 K_B T}{e^2 \left(n_e + \sum_j Z_j^2 n_j \right)}} \quad (II-14)$$

e est la charge de l'électron ($e = 1,60217653 \cdot 10^{19} c$) et n_e sa densité. ΔP_v permet de compenser les écarts à l'idéalité du gaz engendrés par les interactions entre particules neutres. Ce terme devient important pour de faibles températures de plasma et de fortes pressions. Il a pour expression [10] : [Hi64] :

$$\Delta P_v = K_B T \left(\sum_{j=1}^N n_j \right)^2 B(T) \quad (II-15)$$

Où $B(T)$ est le coefficient du Viriel d'ordre 2 en (m^3). Il prend en compte les interactions entre les particules du plasma, et dépend du potentiel d'interaction associé à chacune d'elles. Les données nécessaires au calcul du Viriel sont extraites du livre de Hirschfelder et al. [10] , où le potentiel d'interaction considéré est du type Lennard-Jones.

Loi de conservation de la quantité de la matière

Elle exprime la conservation de nombre de moles au de la quantité de la matière dans le mélange. Est donné par la relation :

$$(1 - P_1)N_{Ar} = P_1N_{He} \quad (II-16)$$

soit

$$(1 - P_1)(n_{Ar} + n_{Ar^+} + n_{Ar^{++}} + n_{Ar^{+++}}) = P_1(n_{He} + n_{He^+} + n_{He^{++}})$$

II-4 Résolution du système

La résolution de ce système d'équation non linéaire (obtenu par les lois d'équilibre et les lois annexes) a été réalisée par la méthode de Newton – Raphson . Nous avons linéarisé celles- ci en faisant un développement limité en série de Taylor.

Principe

Soit $X^* = (X^*1, X^*2, \dots, X^*10)$ vecteur solution du système non linéaire

$$F_i(X) = 0 \quad i = 1, \dots, 10$$

Si chaque fonction f_i est continue et différentiable, alors par développement (de premier ordre) en série de Taylor dans le voisinage d'une estime $X^{(k)}$ (valeur initiale) proche de la solution X^* .

$$f_1(X^*) = f_1(X^{(k)}) + \sum_{j=1}^{10} \left. \frac{\partial f_1(X)}{\partial X_j} \right|_{X=X^{(k)}} (X_{ij}^* - X_j^{(t)}) = 0 \quad (II-17)$$

Où

$$\sum_{j=1}^{10} \left. \frac{\partial f_i(X)}{\partial X_j} \right|_{X=X^{(k)}} (X_{ij}^* - X_j^{(t)}) = -f(X^{(k)}) \quad (II-18)$$

Cette dernière relation peut se mettre sous la forme

$$E^{(K)} \cdot \Delta X^{(K)} = F^{(K)} \quad (II-19)$$

En posant la matrice

$$E_{ij} = \frac{\partial f_i(\mathbf{X})}{\partial X_j} \quad (II - 20)$$

Le vecteur

$$\Delta \mathbf{X}^{(k)} = \mathbf{X}^* - \mathbf{X}^{(k)} \quad (II - 21)$$

Et le vecteur

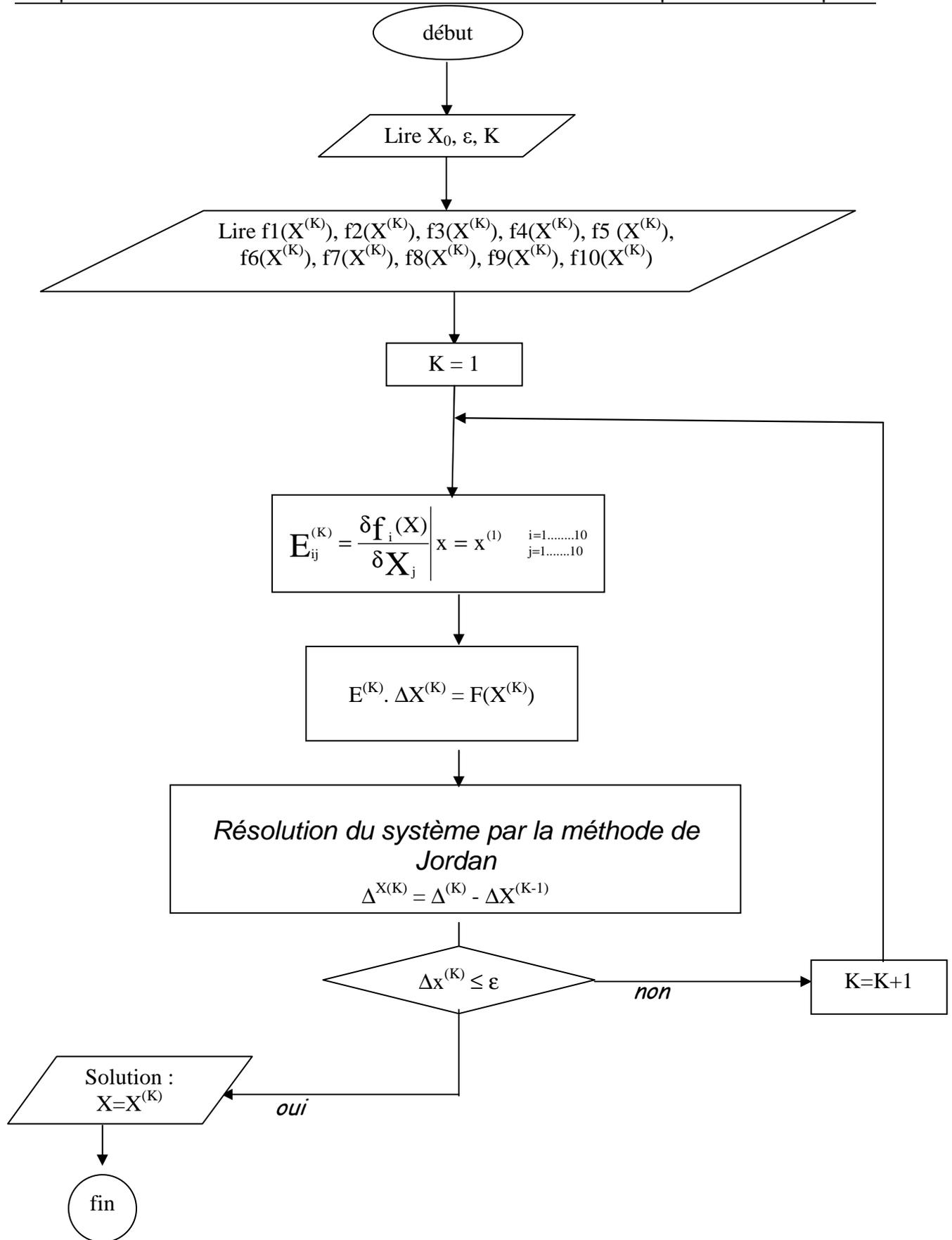
$$\mathbf{F}(\mathbf{k}) = -\mathbf{f}(\mathbf{X}^{(k)}) \quad (II - 22)$$

Le système linéaire ainsi obtenu est résolu par la méthode de Jordan avec pivotation totale. On peut alors calculer $\Delta \mathbf{X}^{(k)}$ qui est une estime de l'erreur commise en approximant \mathbf{X}^* par $\mathbf{X}^{(k)}$. On peut donc obtenir une meilleure estime $\mathbf{x}^{(k+1)}$ de \mathbf{X}^* par

$$\mathbf{x}^{(k+1)} = \mathbf{X}^{(k)} + \Delta \mathbf{X}^{(k)}$$

On continue jusqu'à ce que l'erreur $\Delta \mathbf{X}^{(k+1)}$ tende vers 0.

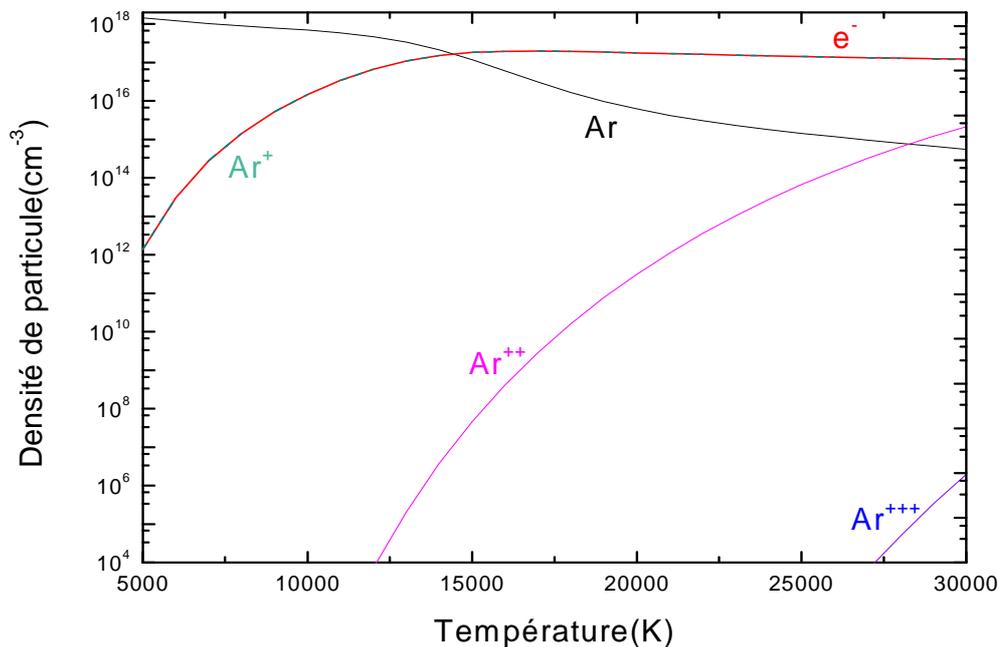
$$\left| \mathbf{X}^{(k+1)} - \mathbf{X}^{(k)} \right| < \varepsilon$$



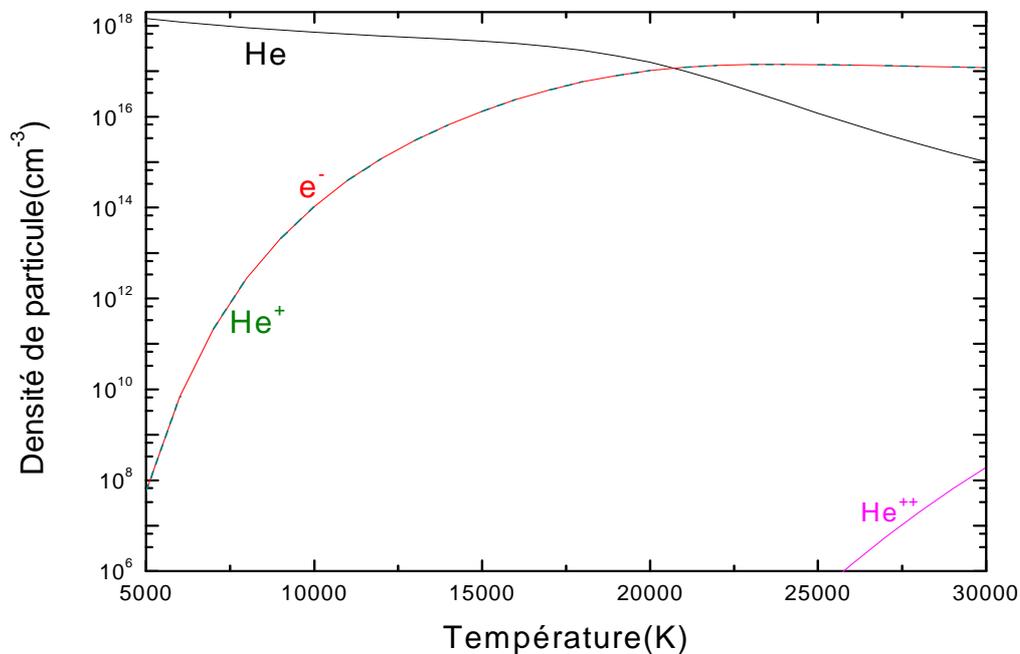
Organigramme de la méthode de Newton – Raphson pour la résolution de système non linéaire.

II-5 Résultats et discussions

La figure II-1 présente l'évolution des densités d'espèces en fonction de la température pour un plasma d'argon pur à la pression atmosphérique. En examinant ces courbes, on constate la forte présence de Ar jusqu'à une température proche de 15000 K , où elle commence à diminuer. En effet, les espèces Ar^+ et e^- deviennent majoritaires à une température proche 15000 K jusqu'à la température 30000 K . Il faut également noter que l'ion Ar^+ assure la neutralité électrique du plasma avec les électrons dans l'intervalle de température $15000\text{ K} - 30000\text{ K}$, l'espèce Ar^{++} commence à apparaître à partir de 12000 K , d'autre par l'espèce Ar^{+++} reste très faible dans l'intervalle de température considéré.

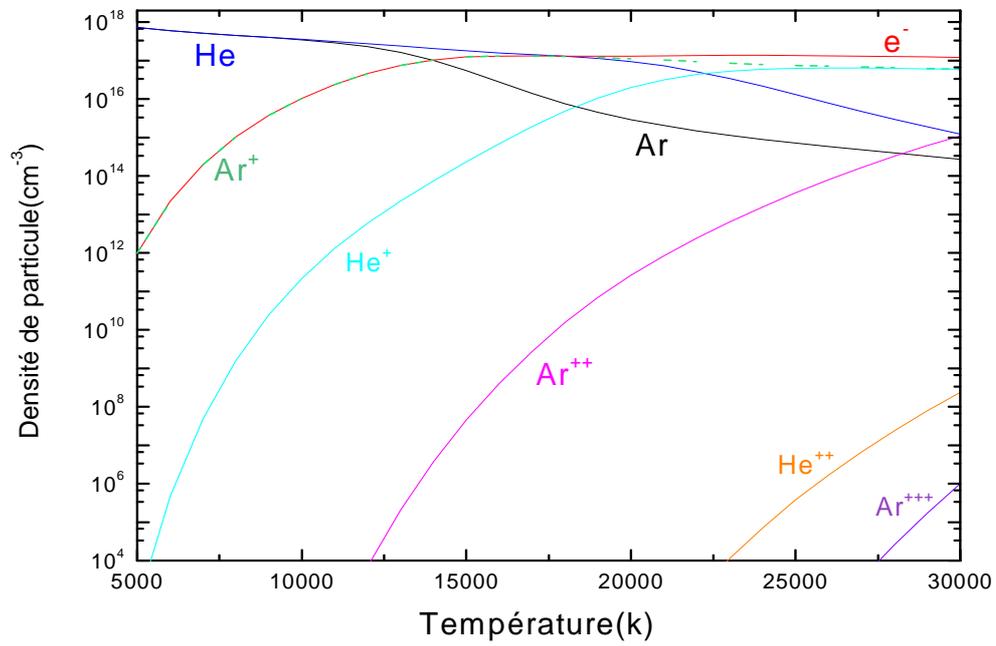


II.1- Composition chimique d'un plasma d'argon pur à la pression atmosphérique

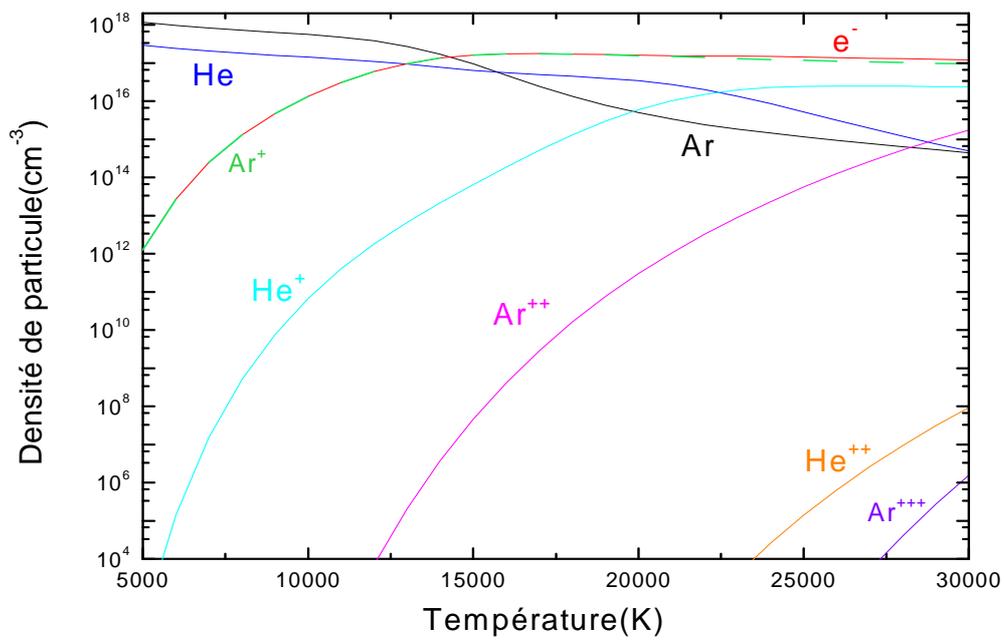


II.2- Composition chimique d'un plasma d'hélium pur à la pression atmosphérique

La figure II-1 représente l'évolution des densités d'espèces d'hélium en fonction de la température pour un plasma d'hélium pur à la pression atmosphérique. En examinant ces courbes, on constate la forte présence de He jusqu'à la température proche de 21000 K , où elle commence à diminuer, En effet, He^+ et e^- deviennent dominants à une température proche 21000 K jusqu'à la température 30000 K . Il faut également noter que l'ion He^+ assure la neutralité électrique du plasma avec les électrons dans cet intervalle de température, l'espèce He^{++} commence à apparaître à partir de 26000 K



II.3- Composition d'un mélange 50%Ar-50%He à la pression atmosphérique



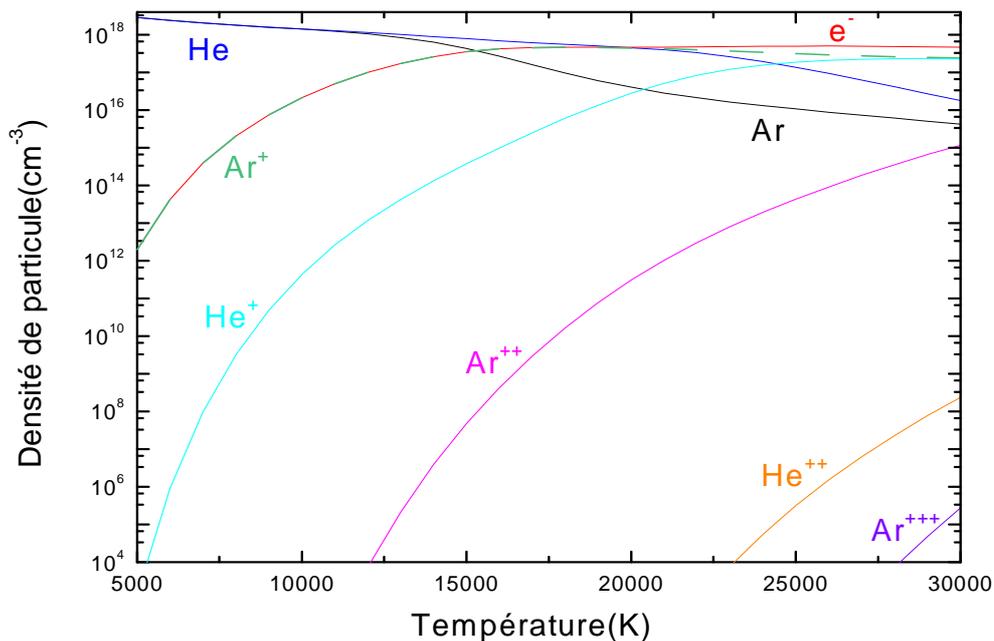
II.4- Composition d'un mélange 80%Ar-20%He à la pression atmosphérique

Les figures II-3 et II-4 montrent la composition des mélanges 50%Ar-50%He, 80%Ar-20%He à la pression atmosphérique.

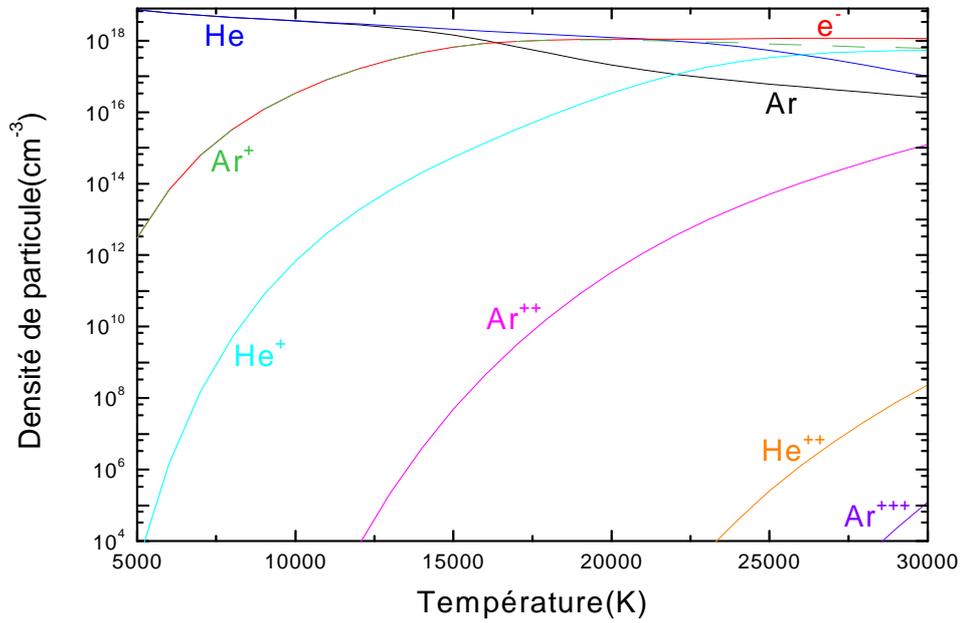
La première phase est caractérisée par la dominations des espèces Ar , He dans un intervalle de température allant de 5000 K jusqu'à 15000 K, avec l'apparition progressive des espèces He^+ , Ar^+ , Ar^{++}

Lorsque la température est située entre 15000 K et 30000 K, Nous remarquons que, les électrons sont les dominant ,d'autre part dans la figure II-3 (pour le même pourcentage) A cause de leur faible potentiel d'ionisation, les espèces Ar^+ sont plus dominant par rapport à l'ion He^+

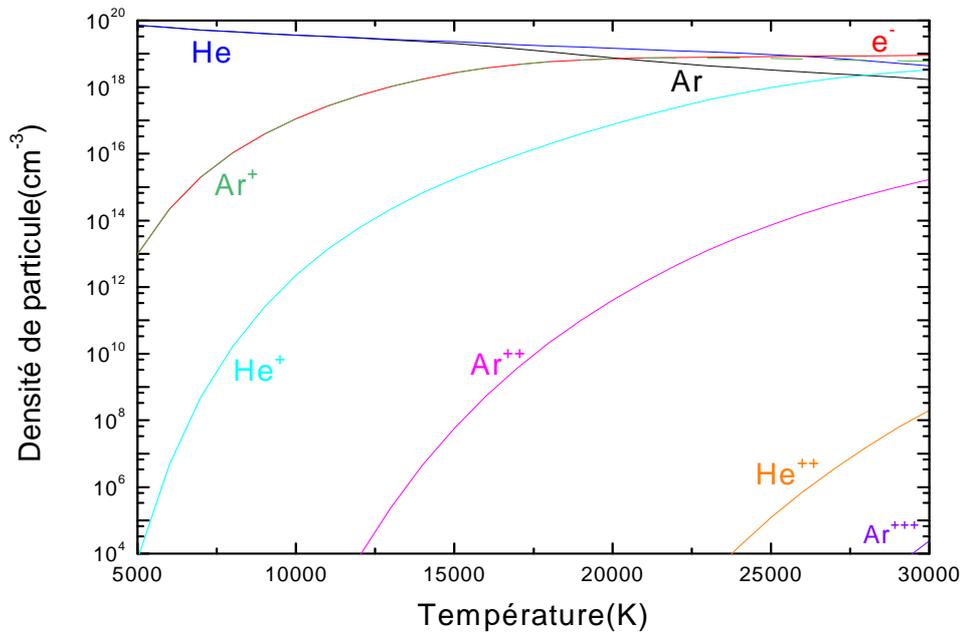
On constate que plus le pourcentage de l'argon est plus grand dans le plasma , l'espèce Ar^+ devient majoritaire et les espèces Ar^+ , e^- devient des dominant



II.5- Composition d'un mélange 50%Ar-50%He à un pression 4atm



II.6- Composition d'un mélange 50%Ar-50%He à la pression 10 atm



II.7- Composition d'un mélange 50%Ar-50%He à la pression 100 atm

Les figures II.5-, II-6 et II.7 donnent la composition du mélange 50%Ar-50%He à haute pression (4 atm, 10 atm, 100 atm), Nous remarquons que La présence des densité des espèces Ar, He sont moins importante plus la pressions du plasmas augmente, a cause de l'abaissement du potentiel d'ionisation .