

Chapitre II– Diagnostics en densité d'électrons d'un plasma chaud

I- Introduction

Diagnostiquer spectroscopiquement un plasma consiste à déduire à partir de méthodes basées sur l'étude du rayonnement émis du plasma :

- Température associée aux électrons libres : T_e
- Densité des électrons : n_e
- Composition chimique
- Température et densité des ions de charge z : T_i et N_z
- Intensité du champ magnétique
- Ecart à la distribution de Maxwell pour les électrons libres
- Anisotropies des distributions de vitesses des électrons

Deux types de plasmas sont à distinguer :

- (i) Plasma optiquement mince
Tout photon émis au sein du plasma s'échappe sans être absorbé.
Valable pour des plasmas de densités relativement basses.
- (ii) Plasma optiquement épais
Un photon émis peut être réabsorbé
Pour ce type de plasma qui est caractérisé par des densités relativement élevées, il faut tenir compte du transfert radiatif.

II- Différentes méthodes spectroscopiques de diagnostic

Plusieurs méthodes ont été développées pour déduire des paramètres caractérisant les conditions physiques dans des plasmas.

- (i) Méthodes utilisant les intensités relatives de raies spectrales d'émission

Il s'agit des rapports d'intensité de raies produites par un même ion ou par des ions différents d'un même élément. De tels rapports d'intensité permettent de déduire T_e , n_e et N_z/N_{z+1} .

- (ii) Méthodes basées sur le profil des raies

Il est question d'exploiter l'élargissement des raies par effet Doppler pour déterminer la température ionique T_i ou par effet Stark pour déterminer la densité des électrons n_e et des ions N_z .

- (iii) Méthodes basées sur l'état de polarisation des raies d'émission

Le degré de polarisation de raies peut permettre d'obtenir des informations sur l'anisotropie de la distribution de vitesses des électrons.

(iv) Méthodes utilisant le rayonnement continu (recombinaison radiative et bremsstrahlung)

III- Diagnostic en densité d'électrons

1°) Principe du diagnostic

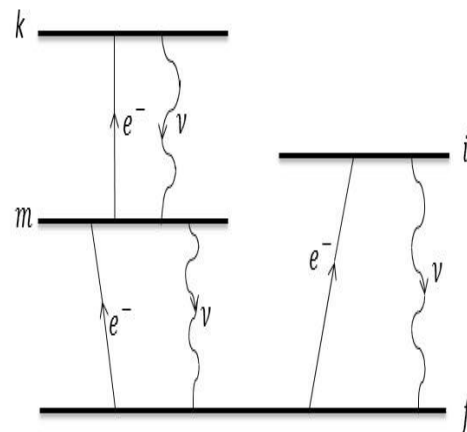
Le rapport des intensités de deux raies d'émission d'un même ion peut être sensible à la densité des électrons n_e lorsque l'une ou les deux raies impliquent un niveau supérieur ou inférieur métastable.

Rappel : un niveau métastable est un niveau excité qui n'a pas la possibilité de se désexciter par transition radiative dipolaire électrique (E1) vers aucun niveau inférieur. Un tel niveau a une durée de vie radiative relativement très grande, et par conséquent son dépeuplement par collisions d'électrons est susceptible de jouer un rôle non négligeable voire important.

On distingue trois types de couples de raies pour lesquels le rapport d'intensité est sensible au paramètre n_e .

a) Premier type de couple de raies

On considère deux raies, l'une due à la transition optiquement permise (E1) $i \rightarrow f$ (du niveau i vers le niveau f) et l'autre due à la transition interdite $m \rightarrow f$ (à partir du niveau m vers le niveau f), m étant un niveau métastable et f le niveau fondamental de l'ion émetteur. Il est clair que la probabilité de transition radiative A_{mf} est très petite devant la probabilité A_{if} . Au dessus d'une certaine valeur de la densité n_e des électrons, les processus de dépeuplement collisionnel du niveau métastable m deviennent non négligeables par rapport au processus de désexcitation radiative spontanée $m \rightarrow f$.



Désignons par N_m la population du niveau m . Si on suppose que ce niveau est peuplé principalement par excitation collisionnelle directe à partir du niveau fondamental f , ce qui signifie que les cascades radiatives vers m contribuent très faiblement au peuplement de m , alors la population N_m satisfait à l'équation suivante :

$$N_m \left(A_{mf} + n_e \sum_k C_{mk} \right) = N_f n_e C_{fm} \quad (1)$$

où C_{mk} est le coefficient de taux d'excitation (si $E_k > E_m$) ou de désexcitation (si $E_k < E_m$) à partir du niveau m . L'émissivité de la raie $m \rightarrow f$ est donnée par :

$$\epsilon_{mf} = N_m A_{mf} h\nu_{mf} \quad (2)$$

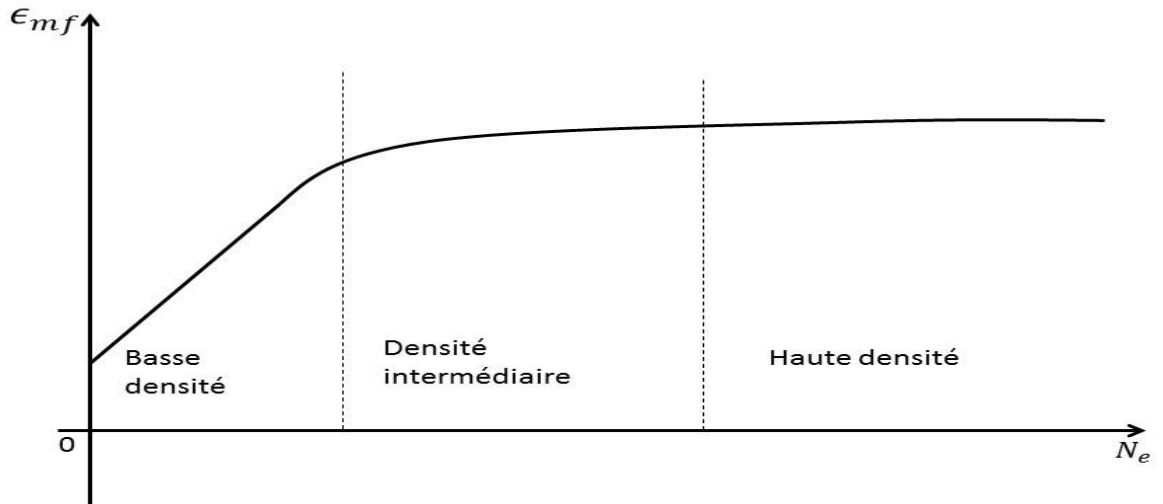
La substitution de l'équation (1) dans (2) conduit à :

$$\epsilon_{mf} = N_f n_e C_{fm} \frac{A_{mf}}{A_{mf} + n_e \sum_k C_{mk}} h\nu_{mf} \quad (3)$$

On remarque que dans la limite des très hautes densités, c'est-à-dire $A_{mf} \ll n_e \sum_k C_{mk}$, l'émissivité devient indépendante de la densité n_e puisque :

$$\epsilon_{mf} = N_f C_{fm} \frac{A_{mf}}{\sum_k C_{mk}} h\nu_{mf}$$

Dans la situation de densités n_e intermédiaires, i.e. le taux de déclin radiatif A_{mf} comparable au taux de désexcitation collisionnelle $n_e \sum_k C_{mk}$, l'émissivité ϵ_{mf} varie selon n_e^γ avec $0 < \gamma < 1$, où $\gamma \rightarrow 0$ correspond à la limite haute densité tandis que $\gamma \rightarrow 1$ correspond à la limite basse densité, ce qui permet de représenter les variations de ϵ_{mf} en fonction de n_e sous la forme suivante :



On peut noter que pour ce type de couple de raies, l'émissivité ϵ_{mf} croît d'abord linéairement avec n_e , puis augmente comme n_e^γ avec l'exposant γ inférieur à 1, avant de tendre vers une constante lorsque la densité excède une certaine valeur. Les différents domaines de n_e (à savoir

densité basse, intermédiaire, élevée) dépendent des paramètres atomiques et diffèrent selon les ions (notamment leurs charges) et les transitions.

Cherchons maintenant l'émissivité de la raie $i \rightarrow f$. On suppose qu'à toutes les densités qui nous intéressent ici, le dépeuplement du niveau excité i se produit essentiellement par émission spontanée vers f , ce qui veut dire que les processus collisionnels de dépeuplement du niveau i sont à négliger. Quant au peuplement du niveau i , on admet qu'il est causé par excitation collisionnelle directement à partir du niveau fondamental f .

Désignons par N_i la population du niveau i , qui vérifie l'équation suivante :

$$N_i A_{if} = N_f n_e C_{fi} \quad (4)$$

L'émissivité de la raie $i \rightarrow f$ est donnée par :

$$\epsilon_{if} = N_i A_{if} h\nu_{if}$$

En substituant l'équation (4) dans l'équation précédente, on obtient aisément :

$$\epsilon_{if} = N_f n_e C_{fi} h\nu_{if} \quad (5)$$

On peut, à présent, obtenir l'expression du rapport d'émissivité ρ des deux raies considérées en divisant membre à membre les 2 équations (3) et (5) :

$$\rho = \frac{\epsilon_{mf}}{\epsilon_{if}} = \frac{h\nu_{mf}}{h\nu_{if}} \frac{C_{fm}}{C_{fi}} \frac{1}{1 + \frac{n_e \sum_k C_{mk}}{A_{mf}}} \quad (6)$$

On remarque que dans la limite des très basses densités, i.e. telles que $n_e \sum_k C_{mk} \ll A_{mf}$, le rapport d'émissivité devient indépendant de n_e et s'écrit simplement :

$$\rho = \frac{h\nu_{mf}}{h\nu_{if}} \frac{C_{fm}}{C_{fi}}$$

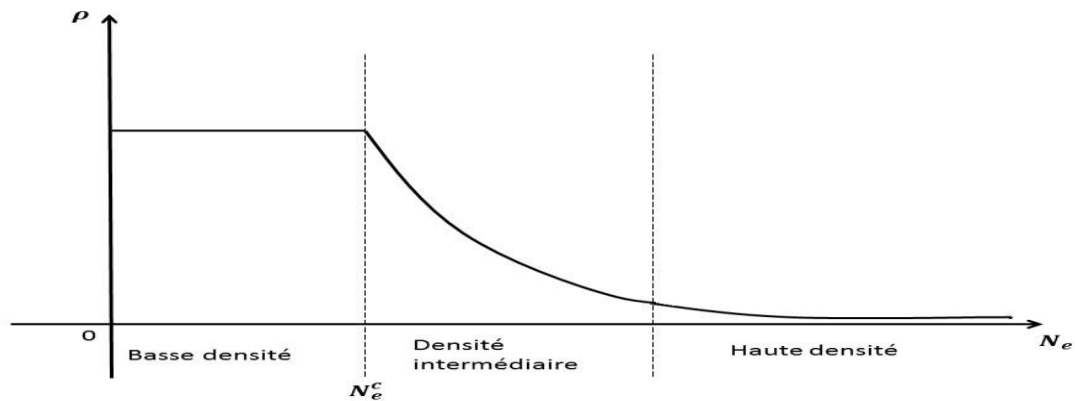
Lorsque n_e augmente suffisamment de sorte que $n_e \sum_k C_{mk}$ devienne du même ordre de grandeur que A_{mf} , ρ devient sensible à n_e et il diminue lorsque n_e augmente.

Dans la limite des très hautes densités, i.e. $n_e \sum_k C_{mk} \gg A_{mf}$, ρ prend la forme approchée :

$$\rho \approx \frac{h\nu_{mf}}{h\nu_{if}} \frac{C_{fm}}{C_{fi}} \frac{A_{mf}}{n_e \sum_k C_{mk}}$$

On peut noter que dans ces conditions, ρ varie comme $1/n_e$.

En conclusion, on peut représenter le comportement du rapport ρ vis-à-vis de la densité n_e suivant la figure ci-dessous.



Il est utile de mentionner que le long d'une séquence iso-électronique, les probabilités de transition radiative augmentent avec le numéro atomique Z de l'ion tandis que les coefficients de taux d'excitation collisionnelle diminuent, ce qui fait que la valeur de la densité caractéristique n_e^c définie par :

$$A_{mf} = n_e^c \sum_k C_{mk}$$

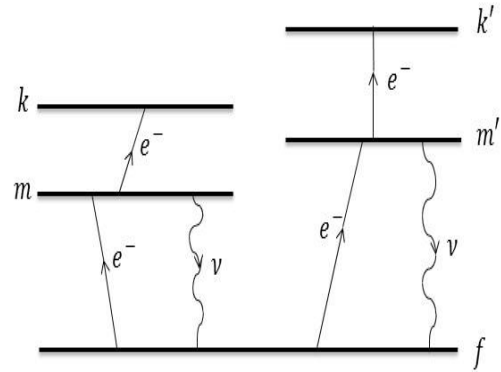
croît avec Z .

Plusieurs remarques sont à formuler :

- (i) Plus n_e devient élevé plus ϵ_{mf} sera faible car le dépeuplement du niveau métastable m s'effectue surtout par collisions, et à partir d'une certaine valeur de densité, la raie $m \rightarrow f$ n'est plus observable. Par conséquent, pour un ion donné la raie interdite $m \rightarrow f$ n'est observable qu'en dessous d'une certaine valeur de n_e .
- (ii) On montre que la sensibilité de ρ en n_e disparaît si les cascades radiatives alimentant le niveau m deviennent importantes.
- (iii) Pour que le rapport d'émissivité ρ soit un bon indicateur de la densité n_e , il faut que ρ soit indépendant de la température T_e , ce qui signifie que le rapport des coefficients de taux C_{fm} / C_{fi} ne varie pas avec T_e . En fait, C_{fm} / C_{fi} dépend de T_e par l'intermédiaire du facteur $\exp[(E_i - E_m)/(kT_e)]$. Il est alors exigé que $(E_i - E_m) \ll kT_e$, i.e. l'écart d'énergie entre les niveaux i et m doit être suffisamment petit.

b) 2^{ème} type de couple de raies

On s'intéresse, pour ce 2^{ème} type, à deux raies interdites $m \rightarrow f$ et $m' \rightarrow f$ toutes deux émises par un même ion, où les niveaux m et m' sont des niveaux métastables et f correspond au niveau fondamental de l'ion. On admet que les niveaux supérieurs m et m' des 2 raies sont peuplés essentiellement par excitation collisionnelle directe à partir du niveau fondamental f (voir schéma ci-contre).



En utilisant l'équation (3), le rapport d'émissivité ρ des 2 raies $m \rightarrow f$ et $m' \rightarrow f$ est donné par :

$$\rho = \frac{\epsilon_{mf}}{\epsilon_{m'f}} = \frac{h\nu_{mf}}{h\nu_{m'f}} \frac{C_{fm}}{C_{fm'}} \frac{1 + \frac{n_e \sum_{k'} C_{m'k'}}{A_{m'f}}}{1 + \frac{n_e \sum_k C_{mk}}{A_{mf}}} \quad (7)$$

où C_{fm} et $C_{fm'}$ représentent les coefficients de taux d'excitation à partir de f vers m et m' , respectivement. Dans la limite des très basses densités, le rapport ρ se simplifie sous la forme :

$$\rho \approx \frac{h\nu_{mf}}{h\nu_{m'f}} \frac{C_{fm}}{C_{fm'}}$$

Dans ces conditions de densité, ρ est donc indépendant de n_e .

Dans l'autre extrême limite, celle des hautes densités, ρ peut s'écrire approximativement :

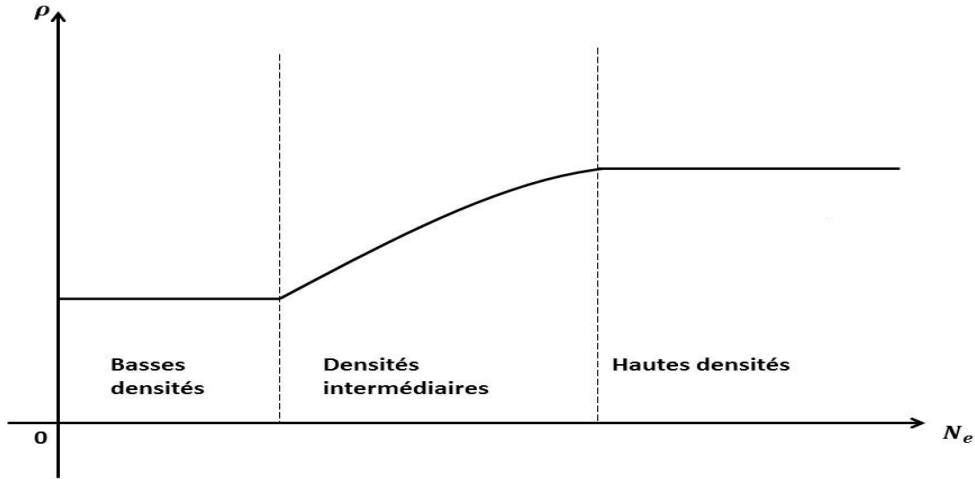
$$\rho \approx \frac{h\nu_{mf}}{h\nu_{m'f}} \frac{C_{fm}}{C_{fm'}} \frac{\sum_{k'} C_{m'k'}}{\sum_k C_{mk}} \frac{A_{mf}}{A_{m'f}}$$

Le rapport d'émissivité ρ est également dans ces conditions indépendant de n_e .

Dans le cas des densités intermédiaires, ρ peut servir de diagnostic de n_e si toutefois le facteur

$\frac{\sum_k C_{mk}}{A_{mf}}$ diffère significativement de $\frac{\sum_{k'} C_{m'k'}}{A_{m'f}}$. Si ce n'est pas le cas, la dépendance en n_e de ρ

devient très faible et ρ ne présente aucune utilité pour les diagnostics en densité de plasmas. Dans la figure ci-dessous, on a tracé les variations de ρ en fonction de n_e .



c) 3^{ème} type de couple de raies

Dans ce dernier type, on considère deux raies associées toutes les deux à des transitions optiquement permises $i \rightarrow f$ et $i' \rightarrow m$, avec m qui représente un niveau métastable et f le niveau fondamental de l'ion émetteur (voir figure ci-contre). On admet que le niveau i est peuplé principalement par excitation collisionnelle à partir du niveau fondamental f , ce qui permet d'écrire l'équation donnant la population N_i du niveau i (voir équation (4)) :

$$N_i A_{if} = N_f n_e C_{fi}$$

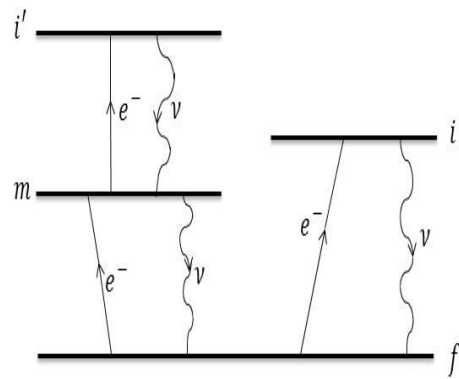
Concernant le niveau i' , on suppose qu'il est peuplé essentiellement par excitation collisionnelle à partir du niveau métastable m , d'où la population $N_{i'}$ du niveau i' vérifiant l'équation suivante :

$$N_{i'} A_{i'm} = N_m n_e C_{mi'}$$

En utilisant les deux équations précédentes, le rapport d'émissivité ρ des deux raies considérées s'exprime comme :

$$\rho = \frac{\epsilon_{i'm}}{\epsilon_{if}} = \frac{h\nu_{i'm}}{h\nu_{if}} \frac{N_m C_{mi'}}{N_f C_{fi}} \quad (8)$$

On admet que le niveau métastable m est peuplé principalement par excitation à partir de f et est dépeuplé par désexcitation radiative spontanée vers f ainsi que par désexcitation collisionnelle vers i' .



On peut alors écrire le rapport de populations N_m / N_f comme :

$$\frac{N_m}{N_f} = \frac{n_e C_{fm}}{A_{mf} + n_e C_{mi'}} \quad (9)$$

Il est intéressant de noter que dans la limite des hautes densités, i.e. $A_{mf} \ll n_e C_{mi'}$, l'équation précédente se simplifie :

$$\frac{N_m}{N_f} \approx \frac{C_{fm}}{C_{mi'}}$$

et le rapport d'émissivité ρ devient :

$$\rho \approx \frac{h\nu_{i'm}}{h\nu_{if}} \frac{C_{fm}}{C_{fi}}$$

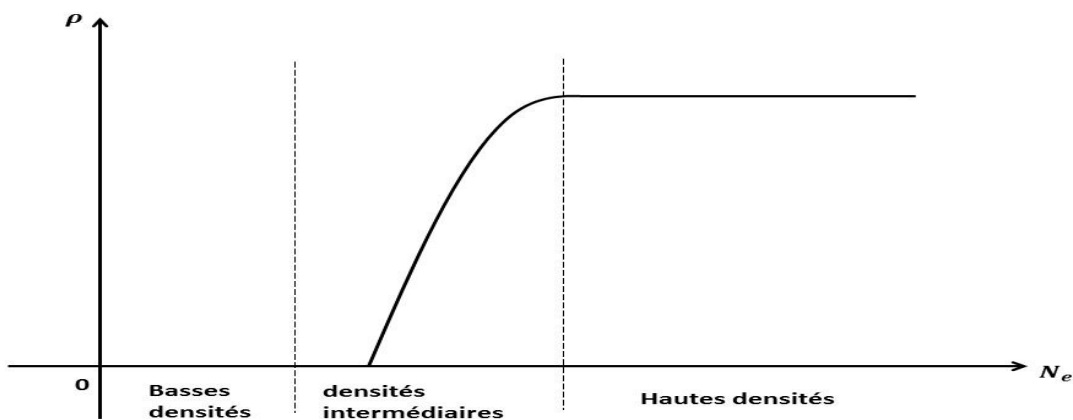
Il est clair que dans cette limite, ρ ne dépend pas de n_e .

A l'opposé, dans la limite des basses densités, la raie $i' \rightarrow m$ devient pratiquement inobservable car d'intensité très faible. Ceci vient du fait que dans cette limite le niveau m possède une population faible, et, par conséquent, le taux de peuplement $N_m n_e C_{mi'}$ du niveau supérieur i' à partir de m est insignifiant.

En combinant les équations (8) et (9), on trouve que dans le cas des densités intermédiaires, le rapport d'émissivité ρ s'écrit comme :

$$\rho = \frac{h\nu_{i'm}}{h\nu_{if}} \frac{n_e C_{mi'}}{A_{mf} + n_e C_{mi'}} \frac{C_{fm}}{C_{fi}}$$

Dans la figure ci-dessous, on a représenté l'allure de ρ lorsque la densité n_e varie.



2°) Exemples