

Chapitre I : étude bibliographique

I.1 introduction :

L'extrême variété des conditions de température, degré d'ionisation, densité et champ magnétique, des plasmas spatiaux, thermonucléaires et industriels, se traduit par une grande richesse de comportement physique. Afin de maîtriser cette diversité phénoménologique, la quasi-totalité du temps de travail d'un physicien plasma c'est de développer des méthodes ou modèles que se soient théoriques ou expérimentaux pour l'identification des différents paramètres caractéristiques (temps, longueurs, énergie) associés à un plasma et aux processus ce travail d'identification des paramètres caractéristiques implique, en premier lieu, un recensement de toutes les quantités dimensionnées (densité, masse de l'électron, température...) intervenant a la description du plasma [1] .

Les méthodes d'analyse du gaz plasma que se soient expérimentales ou théoriques sont multiples. ces diagnostics nous ont permis d'obtenir les paramètres caractéristiques tels que la température électronique la densité électronique, le potentiel et de l'espace d'une manière qualitative ou quantitative ou les deux ensembles [2], sur le plan expérimental qui intéresse la majorité des physiciens en plasma d'ailleurs qui ne cessent de le faire développer pour obtenir les meilleures résultats en rapport qualité quantité, les diagnostics peuvent être à distance ou locaux.

I.2. Les diagnostics à distance :

Les diagnostics les plus courants dans le domaine on en trouve la spectrométrie, l'interférométrie et la fluorescence induit par laser.

I.2.1. La spectroscopie :

la spectroscopie est l'étude de l'interaction entre la matière et radiation .elle a été utilisée pendant des siècles pour comprendre et définir la structure atomique des rayonnements émis par une source et l'aider à établir les lois de la mécanique quantique au début du 20e siècle pour les 50 dernières années, une nouvelle branche de la spectroscopie appelée spectroscopie plasma a émergé pour étudier les caractéristiques spectrales du rayonnement émis par un plasma par rapport à l'état du plasma lui-même. Elle est maintenant devenue un important laboratoire de diagnostic pour le plasma en raison de sa précision, de fiabilité et non perturbatrice qualités. La spectroscopie est une méthode non intrusive et permettant des mesures à différentes positions axiales et radiales dans le plasma ; d'où son intérêt comparée à des sondes généralement fixes et qui, surtout, pénètrent et interagissent avec le plasma. A partir des raies d'émission d'une décharge plasma observée par spectroscopie, il est possible, après calibration absolue, de calculer la densité de population des états excités des différents éléments constituant le plasma (ions et neutres). Ces populations expérimentales sont alors comparées à leurs prédictions théoriques, calculées par des modèles mathématiques, afin d'estimer la température des électrons puis la densité des neutres par minimisation de la déviation entre expérience et théorie et dans ce type de diagnostic recèle plusieurs modèles différents dont la spectrométrie d'émission optique, la spectrométrie de masse et la spectrométrie d'émission rayons X (laser) [3].

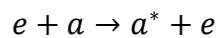
I.2.1.a. la spectroscopie d'émission optique :

La spectroscopie optique d'émission (OES) consiste à analyser le rayonnement émis spontanément par le plasma. Son grand avantage est de pouvoir détecter les différents composant excités du plasma sans le perturber est notamment parmi ceux-

ci les impuretés. De plus, sous des conditions particulières, elle permet d'étudier certaines réactions chimiques, et même de calculer la densité des radicaux, à condition de connaître les processus d'excitation des espèces ainsi que leur probabilité [4].

-processus d'excitation :

Dans un plasma sans gaz réactif sous l'effet d'une collision avec électron (e), le processus d'excitation plus fréquent pour une particule (a) est le passage de son état fondamental à un état électronique excité (a^*).



Dans un plasma avec gaz réactif, en plus de cette relation, la plupart des réactions homogènes peuvent donner naissance à des états excités. La probabilité d'apparition de ces différents processus dépend de leur section efficace excitation, d'ionisation ou de dissociation, selon le type d'excitation.

-Intensité des raies :

L'intensité des raies d'émission est proportionnelle au nombre de particule se trouvant dans l'état excité correspondant à cette raie pour une réaction donnée, ce nombre dépend de la distribution d'énergie des électrons et de la densité des différents composants participant à cette réaction. Dans le cas le plus simple, ion.-électron, l'intensité est donnée par [5].

$$I = cste \times N_e \times N_p \int_0^\infty \sigma(\epsilon) \times \epsilon \times f(\epsilon) \times d\epsilon \quad (I.1)$$

I.2.1.b. la spectroscopie de masse :

La spectrométrie de masse est une technique de détection extrêmement sensible qui permet de déterminer des structures moléculaires, elle est souvent couplée avec un système de chromatographie en phase gazeuse, et cette association, d'une méthode séparative et d'une méthode d'identification, permet d'étudier des mélanges complexes à l'état de traces (quelques nanogrammes de mélange). Le principe de la spectrométrie de masse est le suivant :

Un composé organique introduit dans le spectromètre de masse est ionisé par bombardement électronique à 70 eV. L'ion ainsi obtenu, appelé ion moléculaire, permet la détermination de la masse molaire du composé. Il peut y avoir des ruptures des liaisons chimiques au sein de l'ion moléculaire, formant ainsi des ions fragments caractéristiques puisque cette dissociation éventuelle ne se fait pas au hasard mais selon des mécanismes bien déterminés, ces ions fragments sont ensuite séparés en fonction de leur rapport masse/charge par l'application d'un champ magnétique et/ou électrique, puis collectés par un détecteur, L'ensemble de ces ions fragments constitue le spectre de masse dont la lecture permet l'identification de la structure moléculaire [6].

La caractérisation du plasma s'est révélée difficile de par le fait qu'une bonne partie des molécules et radicaux analysés se font dissocier dans la chambre d'ionisation du spectromètre. Ce dispositif expérimental avec un modèle permettant de caractériser le plasma. Toutefois, son application à notre système de déposition s'est révélée très limitée de par la géométrie du réacteur.

La spectrométrie de masse pour contrôler le plasma a donné de bons résultats, mais elle nécessite un dispositif excessivement compliqué en regard de son application.

Un spectromètre de masse est constitué de cinq parties principales :

- Le système d'introduction qui fait pénétrer l'échantillon dans le spectromètre de masse.
- La source d'ions dans laquelle les molécules sont ionisées après bombardement électronique. Il existe plusieurs méthodes d'ionisation, le choix de celle-ci est directement lié à la nature de l'échantillon et au type d'analyse souhaitée.
- L'analyseur qui réalise le tri des ions fragments en fonction du rapport masse/charge par l'application d'un champ magnétique et/ou électrique.
- Un détecteur qui collecte les ions fragments et amplifie le signal associé aux ions.

-Un ensemble informatique de traitement des données qui permet de transformer les informations reçues par le détecteur en spectre de masse [7].

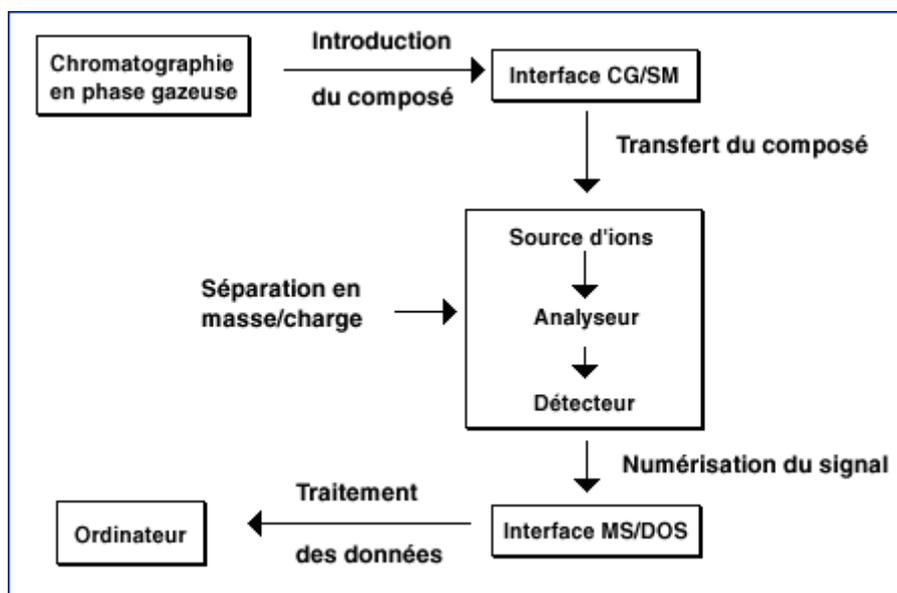


Figure I.1: La spectrométrie de masse

I.2.1.c. la spectroscopie laser:

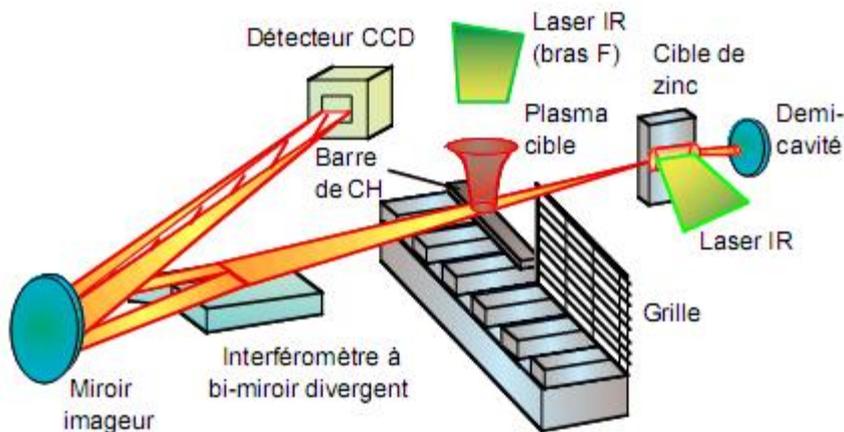
La spectroscopie X des plasmas chauds est indispensable à la caractérisation des sources X créées par laser, utilisées soit en recherche, soit pour leurs applications comme la biologie ou les nanotechnologies. La connaissance du spectre d'émission ou d'absorption d'un plasma chaud permet d'avoir accès à de nombreux paramètres tels que la température, la densité ou l'ionisation. La connaissance de ces paramètres permet l'optimisation d'un spectre donné, par exemple pour le choix de couples d'éléments émetteur-absorbant dans des expériences d'absorption X, ou bien pour l'étude d'une source X pour la lithographie à 13 nm. Les spectrographes doivent être adaptés à la diversité des gammes spectrales offertes par ces sources laser. Pour les rayonnements de l'ordre du keV, caractéristiques d'un plasma chaud, les cristaux de Bragg présentent une très bonne résolution sur une petite gamme spectrale. Pour les plasmas peu chauds, émetteurs de rayonnement X-UV, les réseaux en transmission permettent d'accéder à une gamme spectrale plus large avec un bon pouvoir de résolution [8].

Tout d'abord, nous présenterons un spectrographe X-UV, plus particulièrement la calibration des différents ordres de diffraction nécessaire à l'analyse d'expériences

de spectroscopie d'absorption. Puis, nous donnerons un exemple d'utilisation de cristaux de Bragg, plan ou courbe, pour l'obtention d'un spectre d'émission d'intérêt astrophysique.

I.2.1.c'.la spectroscopie X-UV :

Dans le domaine X-UV, il existe encore de nombreuses techniques de spectroscopie pour modèle le plus développer on prend ce lui de Lulli, Ce spectromètre très résolvant constitué d'un miroir sphérique couplé à un réseau de 5000 traits/mm. Le miroir sphérique, sous incidence rasante, permet d'améliorer la résolution en collectant et en focalisant le rayonnement sur le détecteur X-UV. Il agit aussi comme filtre passe-bas, coupant le rayonnement X-UV Le spectre est obtenu entre 20 et 300 Å., avec une résolution de 0.7 à quelques Å, limitée par le faible angle solide collecté par le miroir [9].



configuration expérimentale

Figure I.2. : La spectroscopie X-UV

Une des caractéristiques de ce spectromètre est la superposition des ordres de diffraction sur le détecteur. Pour remonter au spectre émis par la source, il faut connaître la contribution de chaque ordre du réseau. Les réseaux dont nous disposons sont conçus pour avoir un rapport cyclique théorique $r=0.5$ afin d'annuler les ordres pairs. Les mesures effectuées ont permis de déterminer l'efficacité des

ordres 0 à 6 entre 250 et 800 eV. Elles mettent en évidence une contribution importante des ordres pairs. Ces mesures étaient indispensables à la déconvolution en absolu de spectres provenant d'expériences d'absorption X-UV. Cela a contribué à améliorer la compréhension de codes d'opacité et de codes hydro-radiatifs qui permettent de calculer les spectres d'absorption et de mesurer, par comparaison avec les spectres expérimentaux, la température électronique du plasma. D'autre part, la résolution ultime du spectrographe a permis de mesurer la densité électronique d'un plasma peu chaud à partir de l'élargissement Stark [10] du profil des raies d'absorption.

I.2.1.c'' .la spectroscopie Démission avec un cristal de Bragg :

Dans le domaine du keV, il est possible d'obtenir de très bonnes résolutions spectrales en utilisant des cristaux de Bragg [11]. Pour exemple le spectre d'un plasma de fer créé par laser, mesuré dans deux géométries particulières. Le plasma émetteur est obtenu en focalisant un laser (15 J, 600 Ps, 0.53 μm) sur une cible solide de fer, sur laquelle est placé un marqueur, Al ou Mg. Les spectres ont été enregistrés avec un cristal plan entre 7.5 et 9.5 \AA et un cristal courbe entre 6.5 et 8 \AA . La figure montre la superposition de ces deux spectres. Dans le cas du cristal plan, la résolution spectrale est limitée par la taille de la source X, pouvant aller de 10 à 100 μm dans nos expériences ou, dans le cas d'une source ponctuelle, par la rugosité de la surface et le nombre de plans réfléchissants. Avec un cristal plan d'ADP ($2d = 10.648 \text{\AA}$), le spectre est mesuré entre 7.5 et 9.5 \AA , avec une résolution de 5 $\mu\text{\AA}$, limitée principalement par la taille de la source (100 μm). L'utilisation d'un cristal courbe (géométrie Johann) permet de focaliser une source sur le cercle de Rowland du cristal et de s'affranchir du problème de la taille de source. La résolution optimale est obtenue en plaçant le détecteur sur ce cercle. Le spectromètre utilise un cristal de quartz 100 ($2d = 8.51 \text{\AA}$) de rayon de courbure 70 mm. Cette géométrie nous a permis d'obtenir une résolution de 2 $\mu\text{\AA}$ entre 6.5 et 8 \AA . Le graphe montre le spectre d'émission du fer pour les transitions 2-4 et 2-5 des ions iso électroniques de Li, Be, B et C. Ces données ont permis le repérage de raies inconnues du fer, notamment à l'aide de raies intenses des éléments traceurs. La comparaison du spectre expérimental avec un modèle théorique (code RELAC) a permis d'identifier ces raies du fer d'intérêt astrophysique.

Et ils en existent bien d'autres modèles tels que la spectroscopie infrarouge, la spectroscopie à émission atomique et la spectroscopie à émission d'ion.

I.2.2. la fluorescence induit par laser (LIF) :

C'est l'émission des atomes ou des molécules qui ont été excités à des niveaux élevés de l'énergie par absorption du rayonnement laser [12]. La détection de la fluorescence est avantageuse par rapport à l'absorption due à la plus grande sensibilité de la méthode. Les applications analytiques du (LIF) notamment gaz sont le contrôle de la pollution atmosphérique ainsi que la flamme et le diagnostic du plasma, in situ, méthode non intrusive pour le prélèvement spectroscopique neutre ou chargée d'espèces atomiques ou moléculaires à leurs états excités ou fondamentaux. La méthode peut donner des informations qualitatives et quantitatives, aussi spatialement et temporellement résolue. Les limites de détection de la méthode sont en dessous de 10^{-10} cm^{-3} .

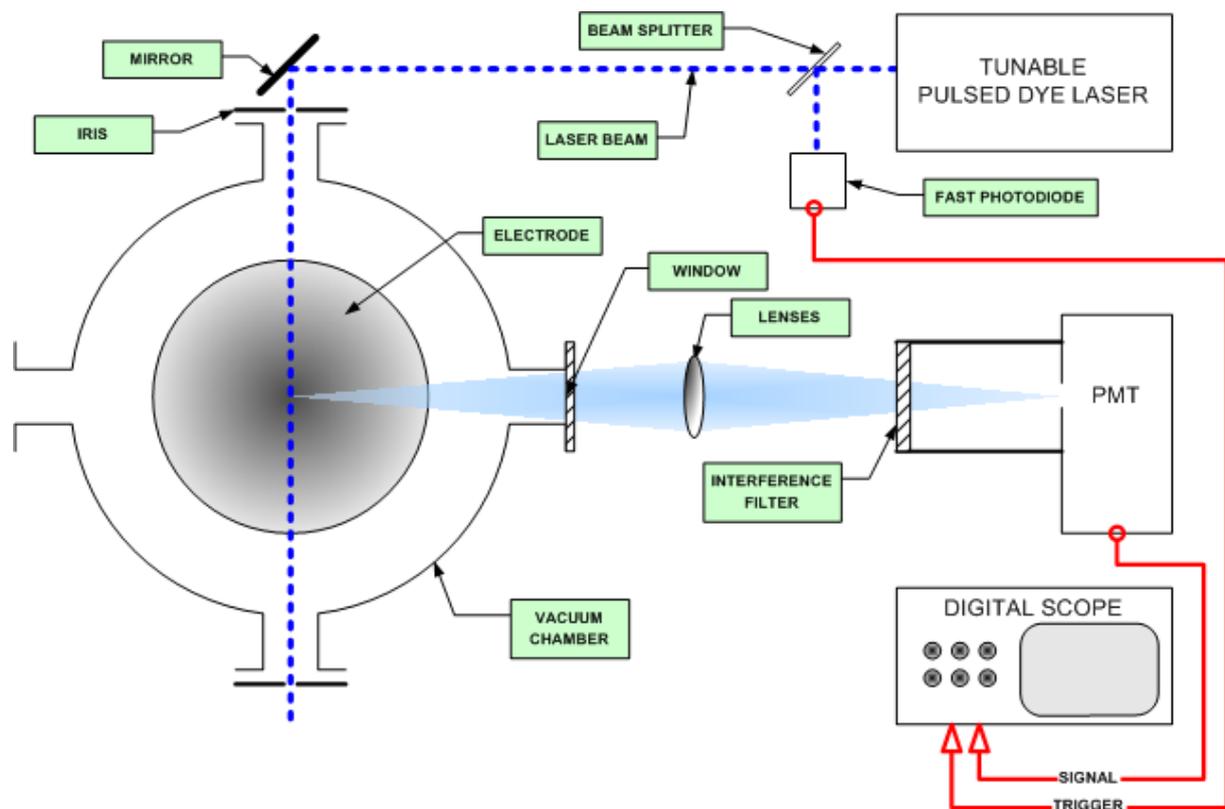


Figure I.3. : Le dispositif expérimental

Le schéma ci-dessus montre la plus simple, mais efficace, installation expérimentale pour Détecter les signaux radio fréquence à des Décharges électriques. Le faisceau laser a une trajectoire perpendiculaire à l'axe de symétrie de la chambre et Parallèlement aux électrodes. L'alignement du faisceau et de la Forme et la qualité des fenêtres optiques Minimiser sont d'une importance primordiale, mais pour maximiser le signal et pour les réflexions du laser à la sortie du faisceau de l'enceinte , en ce sens on utilise deux axes d'inclinaison des miroirs et des fenêtres angle de Brewster,

La lumière de fluorescente est collectée à angle droit, avec des matériaux absorbants collimation et en se concentrant sur l'objectif, quelques nanosecondes après l'excitation avec Une impulsion laser d'une durée typique de quelques nanosecondes. La lumière est collectée portée à la fente d'entrée d'un Monochromateur (alternativement Equipé d'un filtre interférentiel adapté) qui comporte un dispositif de détection de lumière sur la fente de sortie (PMT OU CCD). Une petite partie (ou une réflexion) du faisceau laser est utilisé pour excitateur rapide d'une photodiode (avec un temps de réponse de l'ordre d'un peu ns) pour produire Une impulsion de déclenchement électrique Utilisé pour la synchronisation de l'expérience [13].

I.2.3. l'interférométrie :

L'interférométrie est une technique couramment utilisée pour mesurer la densité électronique des plasmas. Cette méthode repose sur les propriétés dispersives du milieu étudié dont l'indice de réfraction ne dépend, en première approximation, que de la densité électronique. L'indice de réfraction peut être mesuré en estimant le déphasage qu'introduit le plasma sur un faisceau sonde. Expérimentalement, le plasma est placé sur l'un des bras optiques d'un interféromètre. La comparaison des interférogrammes obtenus avec et sans plasma donne accès à la différence de marche introduite par ce dernier. Une méthode d'inversion appropriée permet de remonter à la distribution spatiale de l'indice de réfraction du plasma et ainsi, à son profil de densité électronique.

Comme le spectromètre il y'a plusieurs types d'interféromètres leurs différence se situe au niveau de la source et le chemin optique de ces faisceaux cohérents.

I.2.3.a. l'interférométrie à ondes multiples :

Pour modèle y'a l'interféromètre de Pérot-Fabry :

-L'interféromètre de Pérot-Fabry :

L'appareil est constitué [14] par deux lames de verre épaisses dont les faces en regard sont semi-argentées et dont les faces externes font entre elles un petit angle. L'épaisseur de la lame d'air comprise entre les lames de verre est réglable à l'aide d'une vis moletée, cette épaisseur est de l'ordre de 5 mm. Les faces semi-argentées ont été réglées parfaitement parallèles. Le dispositif constitue alors un interféromètre à ondes multiples dont on peut schématiser la marche de rayons lumineux.



Figure I.4. Photo de l'interféromètre

Un rayon donné tombant sur L_1 sous l'incidence θ subit une série de réflexions sur les face A et B de lame d'air et suit le trajet IJKLMN. de la lame L_2 émerge une série de rayons parallèles. Ces rayons tombent sur lentille L convergent en un point M du plan focal de cette lentille.

Deux rayons successifs présentent entre eux une différence de marche, acquise dans la traversée de la lame d'air d'épaisseur e , égale à :

$$\delta = JK + KL - JP \quad (I.2)$$

$$\delta = 2e/\cos\theta - 2e \tan\theta \sin\theta \quad (I.3)$$

$$\text{Soit } \delta = 2e \cos\theta \quad (I.4)$$

Les figures d'interférences dans le plan focal de la lentille sont des anneaux dont chacun correspond à un angle θ donné. Ces anneaux sont centrés sur la normale à la lame passant par la source. Définissant l'ordre d'interférence par $p = \delta/\lambda$ (λ : longueur d'onde de la radiation monochromatique utilisée), on aura un anneau brillant pour p entier, soit $p = 2e \cos\theta/\lambda = k$. l'ordre d'interférence au centre est donné par la relation $p_0 = 2e/\lambda$. c'est la valeur maximale que peut prendre l'ordre d'interférence, et n'est pas en général un nombre entier. On peut l'écrire sous la forme :

$$p_0 = P + \varepsilon = 2e/\lambda, \quad P \text{ étant la partie entière et } \varepsilon \text{ la partie fractionnaire.} \quad (0)$$

Le 1^{er} anneau brillant d'ordre P est défini par $P = 2e$

$$\cos\theta_1/\lambda \quad (1)$$

$$\text{Le 2}^{\text{ème}} \text{ anneau brillant d'ordre } P-1 \text{ est défini par } P-1 = 2e \cos\theta_2/\lambda \quad (2)$$

$$\text{Le 3}^{\text{ème}} \text{ anneau brillant d'ordre } P-m+1 \text{ est défini par } P-m+1 = 2e \cos\theta_m/\lambda \quad (m)$$

$$(m)-(1) \text{ nous donne : } \varepsilon + m - 1 = 2e (1 - \cos\theta_m) / \lambda .$$

$$\text{Les angles } \theta \text{ étant faible, } \cos\theta = 1 - \theta^2/2, \text{ et par suite : } Q_m^2 = \lambda (m-1 + \varepsilon)/e. \quad (I.5)$$

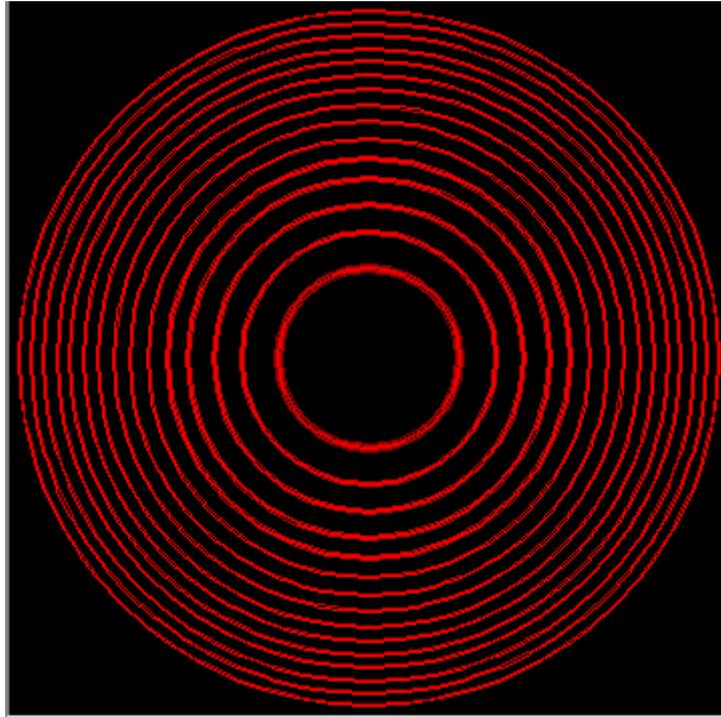


Figure I.5. : Image d'interférence

I.2.3.b. l'interférométrie à deux d'onde :

- Propriété des interférences par divisions d'amplitude :

Lorsque la source est ponctuelle, les interférences peuvent être observées partout dans le champ d'interférences (Le champ d'interférences est le domaine de l'espace où se superposent les deux faisceaux susceptibles d'interférer): elles sont dites non localisées.

Lorsque la source est large, on observe un brouillage de la figure d'interférences, sauf sur une surface, appelée *surface de localisation*, où elle reste nette. On parle d'interférences localisées.

-Dans la pratique on utilise toujours une source large parce qu'on préfère obtenir une figure d'interférences lumineuse, quitte à se restreindre à l'observer dans la surface de localisation. Avec un dispositif à division d'amplitude.

Les interférences devront être observées sur leur surface de localisation.

- La surface de localisation est en réalité la surface de contraste maximal ; en dehors de cette surface, selon les cas, on n'observera rien du tout, ou on observera une figure plus ou moins contrastée.
- Avec un dispositif à division du front d'onde, le brouillage des interférences est le même partout: on ne les observe nulle part ; on parle d'interférences non localisées.
- La surface de localisation est déterminée par l'ensemble des points où se coupent les deux rayons émergents issus d'un même rayon incident émis par un point central de la source.
- Expérimentale, on observe les interférences sur un écran. Le montage devra donc conjuguer la surface de localisation avec l'écran d'observation, à l'aide d'une lentille mince convergente.
- Une frange est définie par $\pm = \text{cste}$. Si la différence de marche $\pm(X)$ dépend d'un paramètre X , une frange correspond alors à $X = \text{cste}$; on parle alors de « franges d'égal X ».

-l'interféromètre de Michelson :

L'interféromètre de Michelson [15] est un dispositif à deux ondes à division d'amplitude. Il peut donc conduire à des interférences localisées avec des sources étendues, une lame semi-réfléchissante appelée séparatrice divise un faisceau lumineux en deux faisceaux perpendiculaires de même amplitude. Chacun des faisceaux est ensuite réfléchi par un miroir puis retombe sur la séparatrice qui va redonner deux faisceaux se propageant dans la même direction. Ces deux faisceaux présentent une différence de marche qui dépend de la distance et de l'angle entre les miroirs : ils peuvent donc interférer, on observe alors un phénomène d'interférences.

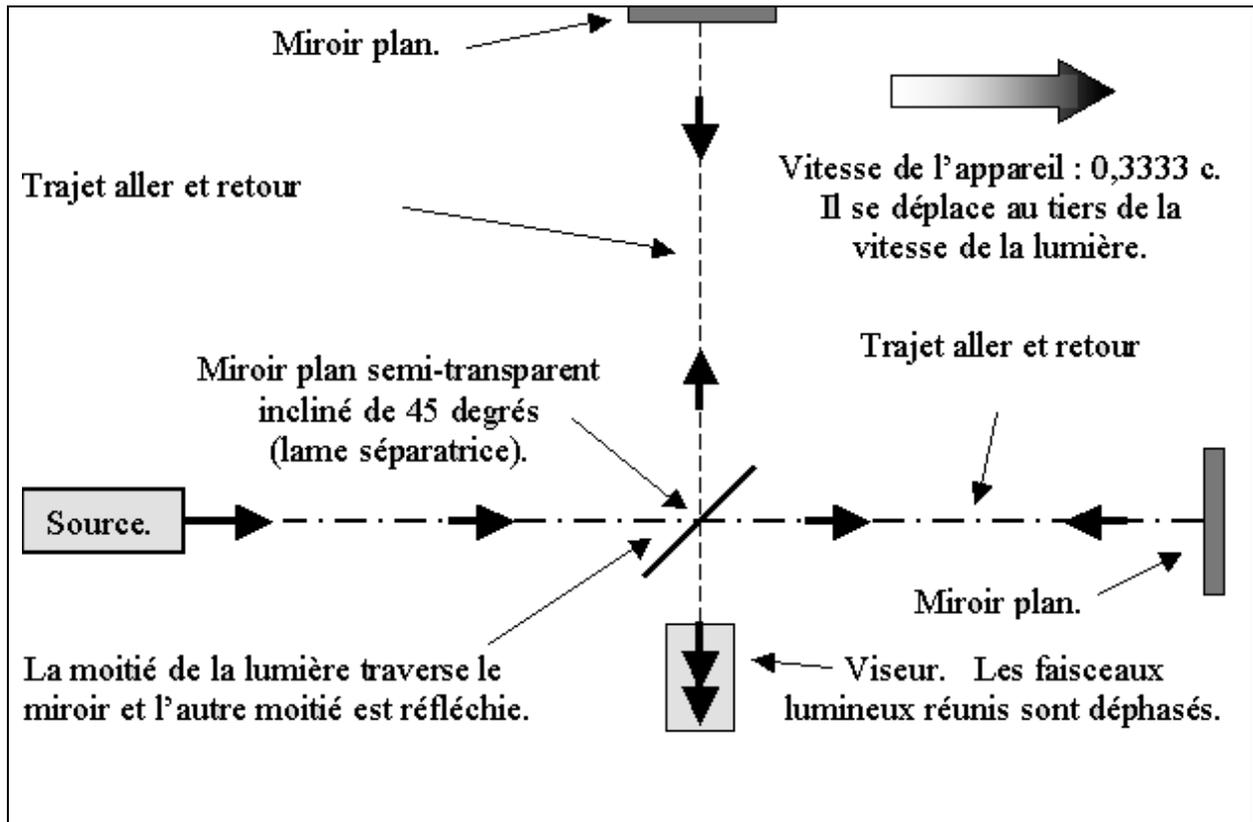


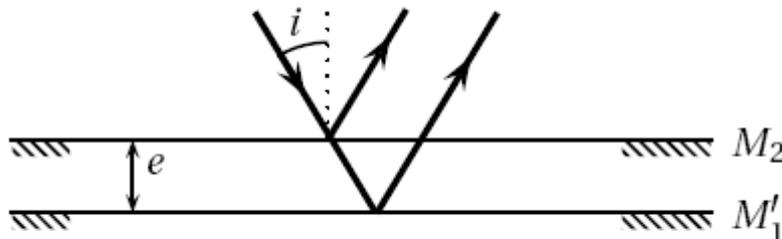
Figure I.6. : L'interféromètre de Michelson

En remplaçant un des miroirs par son image par la séparatrice, on voit que le système est équivalent à une lame d'air dont on peut faire varier l'épaisseur et l'angle.

-Les deux modes de fonctionnement de l'interféromètre de Michelson :

a- lame à faces parallèles: Ce réglage correspond à la configuration où M_2 et M'_1 sont parallèles entre eux. On dit aussi que l'interféromètre est réglé en « lame d'air ».

a.1. L'interféromètre réglé en lame d'air :



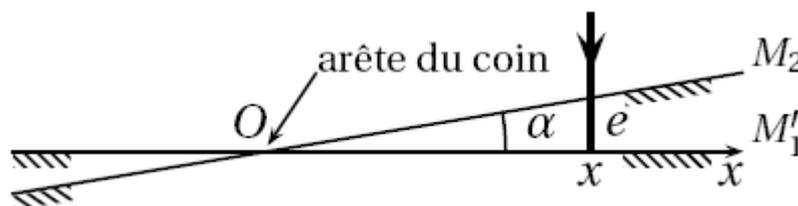
La différence de marche entre deux rayons interférant (issus du même incident) est donnée par :

$$\delta = 2e \cos i. \quad (I.6)$$

- En éclairant avec une source large, les interférences sont localisées à l'infini, il placera donc l'écran d'observation au foyer d'une lentille convergente.
- La différence de marche dépendant de l'inclinaison i du rayon incidente, les franges sont dites d'*égale inclinaison*.
- Les franges d'interférences sont des anneaux.
- L'ordre d'interférences $p = \delta/\lambda$, est maximal au centre ($i = 0$), et décroît quand on s'en écarte.
- Le rayon du k -ième anneau est $\rho_k = \rho_1 \text{ rac } k$
- Les anneaux sont d'autant plus resserrés que l'épaisseur e de la lame est grande.
- Quand $e = 0$, on est au *contact optique* ; les anneaux disparaissent et on obtient une intensité uniforme sur l'écran.
- Pour observer beaucoup de franges, il faut que δ et l'angle d'incidences i puisse varier sur le plus large intervalle possible, c'est-à-dire éclairer la lame avec un faisceau le plus ouvert possible.

b- Coin d'air : Dans cette configuration, M_2 et M'_1 ne sont pas parallèles entre eux. La droite intersection de M_2 et M'_1 est appelée arête du coin d'air.

b.1. L'interféromètre réglé en lame d'air :



Le montage est équivalent à L'intersection des deux plans est l'arête du coin d'air ; l'angle du coin d'air est $\alpha \ll 1$. La différence de marche entre deux rayons interférant (issus du même incident sous incidence normale) vaut :

$$\delta = 2e \alpha x \quad (I.7)$$

- En éclairant avec une source large, les interférences sont localisées au voisinage du coin d'air, il fera donc l'image des miroirs sur l'écran d'observation à l'aide d'une lentille convergente.
- La différence de marche dépendant de l'épaisseur e du rayon incidente, les franges sont dites d'« égale épaisseur ».
- Les franges d'interférence sont rectilignes, parallèles à l'arête du coin.
- L'ordre d'interférence est nul (« frange centrale ») sur l'arête du coin ($e = 0$).
- Les franges sont d'autant plus resserrées que le coin est fermé (α petit).
- Pour observer beaucoup de franges, il faut que δ puisse varier sur le plus large intervalle possible, c'est-à-dire éclairer la plus grande surface de miroir ; l'éclairage se faisant en incidence normale.

I.2.4. L'ombroscopie :

L'ombroscopie est une technique non intrusive de visualisation d'écoulement qui consiste à placer le fluide perturbé à étudier entre une source lumineuse quasi-punctuelle et un capteur réceptionnant la lumière. Elle met en évidence la dérivée d'ordre 2 de l'indice de réfraction, qui est proportionnelle aux variations de la masse volumique (ou de la densité), donc de température ou de pression.

-Principe de la manipulation :

L'ordre de grandeur des temps d'évolution du plasma est la nanoseconde. Il n'existe pas de dispositifs électroniques ayant des temps de résolution aussi petits (40 nano seconde pour un oscilloscope). Il va donc falloir procéder par imagerie optique pour pouvoir observer l'évolution du plasma dans le temps. La technique employée est l'ombroscopie. On utilise une impulsion lumineuse qui viendra éclairer le plasma à des temps contrôlés par l'expérimentateur, et l'on fait l'image de cette ombre sur une caméra CCD. On observe ainsi la progression du plasma au cours de la manipulation.

Les différents temps d'observation pour une cible de graphite furent (3, 13, 24 et 34 ns). Les images observées sont les suivantes :

(Les dimensions sont 5/5 mm)

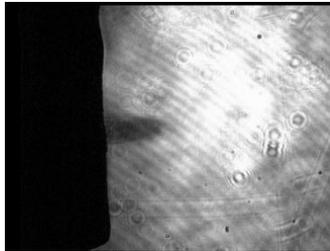


Image (1): 3 ns

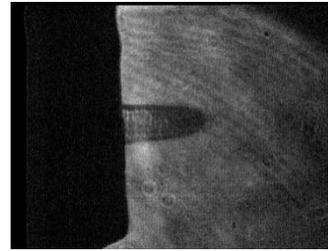


Image (2): 13 ns

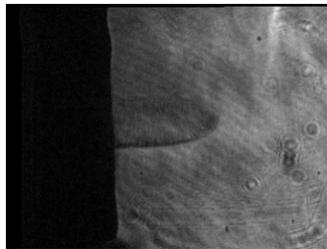


Image (3): 24 ns

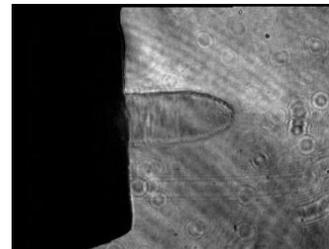
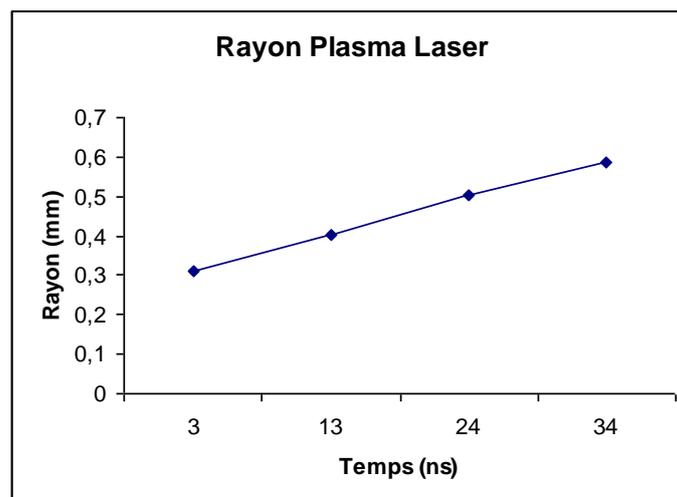


Image (4): 34 ns

Le plasma crée se développe de manière privilégiée dans la direction perpendiculaire à la cible et a une forme de cylindre arrondi en son bout.

La mesure du rayon du cylindre en fonction du temps d'observation nous amène par régression linéaire à la courbe qui suit :



I.2.5 Autres techniques de diagnostics à distance :

I .2.5.a. Tomographie :

Le but de la tomographie est de faciliter l'observation d'un écoulement en visualisant des coupes de celui-ci. Pour cela, on éclaire une tranche de cet écoulement, préalablementensemencé par de fines particules, avec une nappe laser. Les particules contenues dans cette fine section diffusent la lumière du laser suivant les lois de Lorenz-Mie. L'image des particules ainsi éclairées est alors enregistrée à l'aide d'une caméra. Cette technique peut être utilisée pour quantifier le mélange de deux gaz (ensemencés différemment), suivre et caractériser des structures tourbillonnaires.

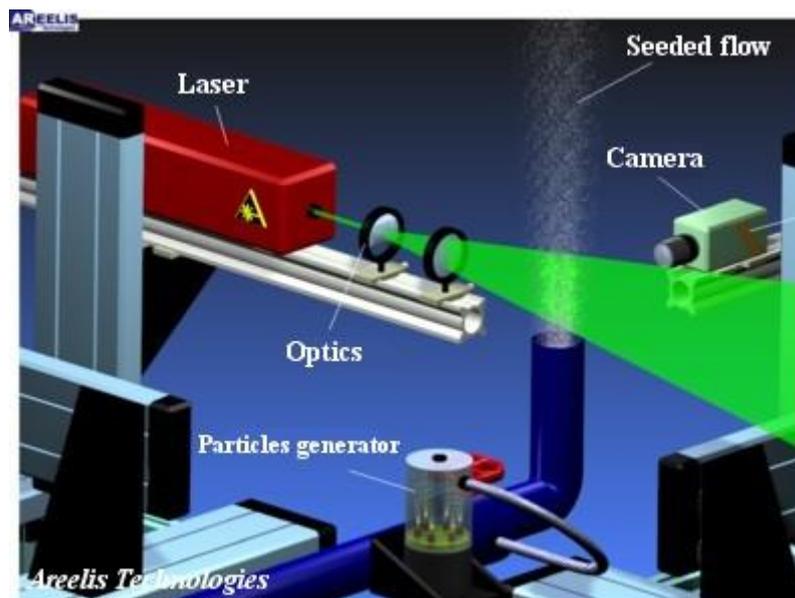


Figure I.8 : schéma de la manipulation

I .2.5.b. Strioscopie :

La strioscopie est très proche de l'ombroscopie, mais la lumière non déviée par le gradient d'indice de l'écoulement est supprimée grâce à un couteau. Elle met en évidence la dérivée d'ordre 1 de l'indice de réfraction, elle-même en liaison à des variations de masse volumique (ou de densité), donc de température ou de pression.

La strioscopie offre une dynamique plus grande des niveaux de gris de l'image. Le positionnement vertical ou horizontal du couteau permet également de choisir la direction des variations à observer.

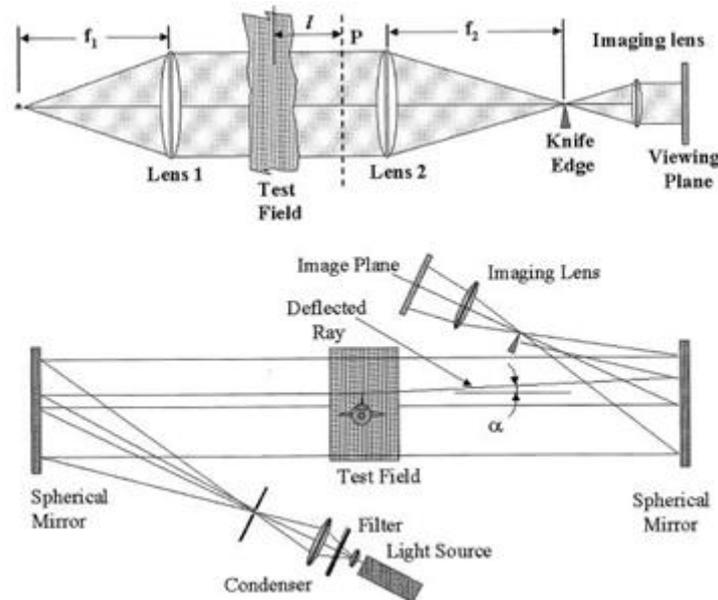


Figure I.9 : dispositif de la strioscopie

I.3. Les diagnostics locaux:

L'une des méthodes les plus fiables pour estimer les paramètres d'un plasma (l'indice de réfraction, température et la densité électronique) dans ce mode de diagnostic est la sonde de Langmuir. Son utilisation est toute fois limitée à certaines zones du plasma, et peut selon les conditions locales demander des systèmes d'analyse très compliqués.

I.3.1. La sonde de Langmuir :

Cette méthode de mesure consiste à introduire dans le plasma une petite électrode auxiliaire (la sonde) [16], et à mesurer le courant en fonction de son potentiel par rapport au plasma

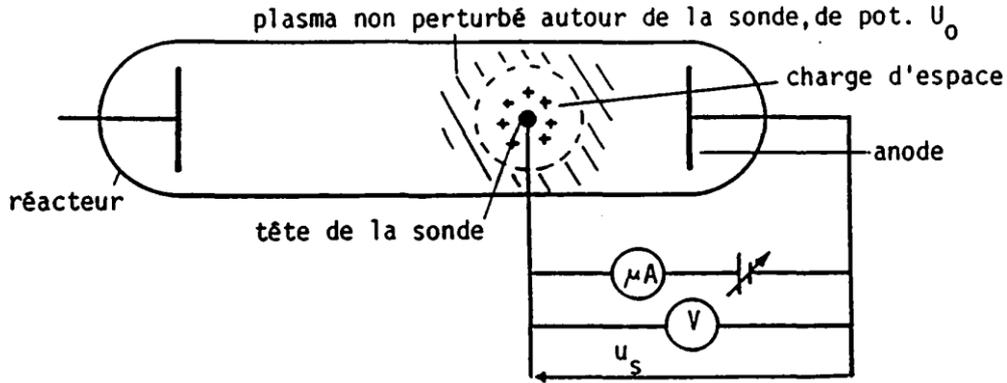


Figure I.10: schéma de principe

Avec : U_0 = potentiel plasma par rapport à l'interférence (anode)

U_s = potentiel de la sonde par rapport à la référence

$V_s = U_s - U_0$ = potentiel de la sonde par rapport au plasma

La courbe obtenue $I(V)$ s'appelle "la caractéristique" de la sonde et comporte trois zones typiques :

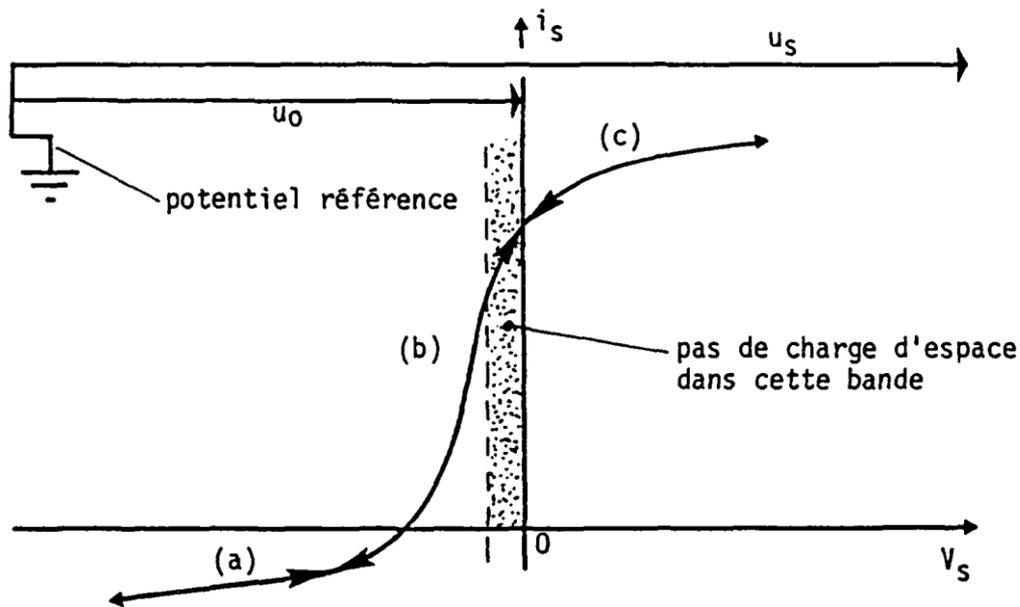


Figure I.11 : la caractéristique de Langmuir

1^o) zone (a) :

Le potentiel de la sonde est fortement négatif par rapport au potentiel plasma ($V_s \ll 0$). Les électrons sont repoussés et le courant est transporté par les ions

positifs vers la sonde .de plus, il y a une charge d'espace positive autour de la sonde qui limite l'accroissement du courant.

2^o) zone (b) :

Le potentiel de la sonde (V_s) est négatif, mais les électrons les plus énergétiques du plasma réussissent à le franchir et à atteindre la sonde le courant de sonde est transporté aussi bien par les électrons que par les ions. Lorsqu'on augmente V_s jusqu'au potentiel plasma i.e. $V_s=0$ le courant électrique de la sonde augmente rapidement est la charge d'espace disparaît.

3^o) zone (c) :

Le potentiel de la sonde (V_s) est positif, les ions sont repoussés et il se forme une charge d'espace négative autour de la sonde qui limite l'accroissement du courant.

-condition d'application d'une sonde de Langmuir :

Pour qu'une sonde donne des résultats cohérents, elle doit perturber au minimum le plasma. Les conditions minimales d'application sont les suivantes :

1^o) le courant tiré par la sonde doit être très petit par rapport au courant de décharge.

2^o) la charge d'espace doit être très petite par rapport au volume du plasma

3^o) le libre parcours moyen des électrons et des ions doit être plus grand que l'épaisseur de la charge

De plus le plasma doit être au moins homogène, stationnaire, faiblement ionisé, etc. Même si ces conditions sont satisfaites, les mesures peuvent être fortement perturbées par différents effets tels que :

- Des molécules de gaz excités, des photons ou des électrons rapides qui produisent l'émission d'électrons secondaires de la sonde.
- Des électrons ou des ions qui sont réfléchis par la surface de la sonde.
- Une couche de gaz absorbé par la sonde qui change le potentiel appliqué à la sonde (etc.)

Donc la sonde de Langmuir est applicable au diagnostic d'un plasma. Son utilisation est cependant très limitée à cause des électrons très rapides qui perturbent la tête de la sonde.

I.4. Méthodes de diagnostic basé sur la mesure de l'intensité d'une raie :

Le coefficient d'émission ε d'une raie de fréquence ν , qui est la puissance émise sur cette raie par unité d'angle solide, s'écrit :

$$\varepsilon = \frac{h\nu}{4\pi} A_{ul} N_u \quad (\text{I.8})$$

Avec :

A_{ul} : Probabilité de transition.

N_u : Densité des atomes dans l'état d'énergie u .

h : constante de Planck.

Lorsque l'équilibre thermodynamique est réalisé, les populations N_u des différents niveaux d'énergie sont régies par la loi de Boltzmann, et s'écrivent sous la forme :

$$\frac{N_u}{N(T)} = \frac{g_u}{U(T)} e^{\frac{-E_u}{kT}} \quad (\text{I.9})$$

Avec :

E_u, g_u : Énergie et poids statistique du niveau u .

$N(T)$: Densité des atomes à la température T .

$U(T)$: Fonction de partition $U(T) = \sum_i g_i e^{\frac{-E_i}{kT}}$

Dans ces cas de conditions, le coefficient d'émission ε peut s'écrire :

$$\varepsilon = \frac{h\nu}{4\pi} A_{ul} g_u \frac{N(T)}{U(T)} e^{\frac{-E_u}{kT}} \quad (I.10)$$

$U(T)$ et $e^{\frac{-E_u}{kT}}$ croissent en même temps que T ; à pression constante $N(T)$, diminue, dans le cas des atomes neutres, lorsque T augmente ; pour les ions, N_u commence par augmenter, pour décroître ensuite à partir d'une certaine température. Dans tous les cas, le coefficient d'émission ε passe par un maximum pour une certaine température T_R appelée température d'émission maximale, qui dépend de la pression et de la composition du plasma.

Considérons maintenant un plasma cylindrique présentant un maximum de température T_0 sur son axe. Si la température T_0 est inférieure à la température d'émission maximale T_R , le coefficient d'émission du plasma $\varepsilon(r)$ décroît régulièrement en fonction du rayon r . en revanche, si la température T_0 sur l'axe est supérieure à la température T_R , $\varepsilon(r)$ présente un maximum d'émission en dehors de l'axe pour le rayon $r = r_r$. Dans ce dernier cas, il est possible d'obtenir facilement la distribution radiale de température de température du plasma.

Le coefficient d'émission ε en un point du plasma ne se mesure pas directement, mais se déduit de l'intensité I émise par le plasma dans une certaine direction.

Pour un plasma homogène d'épaisseur d , l'intensité rayonnée perpendiculairement à la direction surface du plasma est : $I = \varepsilon d$

Pour un cylindre de rayon R , l'intensité $I(y)$ correspondant à l'ordonnée y et à la direction $x'x$ s'écrit :

$$I(y) = \int_{-x}^{+x} \varepsilon(r) dX = 2 \int_{y}^R \frac{\varepsilon(r) r dr}{r^2 - y^2} \quad (I.11)$$

La formule d'inversion d'Abel permet de calculer la distribution radiale du coefficient d'émission $\varepsilon(\mathbf{r})$ à partir de la distribution transversale $I(y)$ de l'intensité :

$$\varepsilon(r) = \left(-\frac{1}{\pi}\right) \int_r^R \frac{\frac{dI}{dy} dy}{\sqrt{r^2 - y^2}} \quad (\text{I.12})$$

I.5. Méthode du graphique de Boltzmann :

Lorsque l'équilibre thermodynamique est réalisé, la densité de population N , d'un niveau d'énergie E , peut se mettre, d'après la relation de Boltzmann (II.22) sous la forme :

$$\log \frac{N_u}{g_u} = \frac{E_u}{KT} + B(T) \quad (\text{I.13})$$

$$B(T) = \log \frac{N(T)}{U(T)} \quad (\text{I.14})$$

Le coefficient B ne dépend que de la température T du point du plasma considéré ; le tracé en ce point de la droite

$$Y = \log \frac{N_u}{g_u} \quad (\text{I.15})$$

fonction de E , dont la pente est $-\frac{1}{KT}$, permet de déterminer T .

Les densités de population N des différents niveaux d'énergie peuvent être obtenues, soit à partir du coefficient d'absorption des raies. Cette méthode a le grand avantage de permettre une vérification de l'ETL en chaque point du plasma ; par ailleurs n'est pas nécessaire de connaître N en valeur absolue ; sa mise en œuvre est souvent rendue difficile par la nécessité de trouver un nombre convenable de raies ayant des probabilités de transmission sûres et des niveaux de départ suffisamment espacés en énergie.

Référence :

- [1] P. Bayle, M. Bayle, G.Forn, J. hys.D :Appl.Phys. 8 (1985),
- [2] E.Marode, F.Bastien, G.Bakker, J.Appl.Phys. 50 (1979)
- [3] N.Spyrou, B.Held, R.Peyrous, C.Manassis, P.Pignolet, J.Phys.D:Appl.Phys.25(1992),
- [4] SLF RICHARDS, G.J.Llod and R.P.Jones, university de bath ,experimentale technik (1968)
- [5] JM. Poitevin,G.lempiérière et C. Fourier : Appl. Phys , vol 12(1979]
- [6] S. Bourquard, D. Erni and J. M. Mayor conference of plasma chemistry and technology San Diego (1982)
- [7] P. Potzinger and F. W. Lampe the journal of physical chemistry (1969)
- [8] P.Bayle, M.Bayle, G.Forn, J. hys.D :Appl.Phys. Article 8 (1985), p2395
- [9] E.Marode, F.Bastien, G.Bakker, J.Appl.Phys. Article 50 (1979) p140
- [10] N.Spyrou, B.Held, R.Peyrous, C.Manassis, P.Pignolet, J.Phys.D:Appl.Phys.25(1992), p211
- [11] J.M.Greay, G.W.Penney, J.Appl.Phys. Article 45 (1974), n°1 p126
- [12] A.Gibert, J.Dupuy, P.Bayle, M.Bayle, J.Phys., (1983), p1493
- [13] A.Kurimodo, O.Farish, IEE Proc. 127 (1979), n°2 p89
- [14] G.V.Ostrovskaya, Sov.Phys.Tech.Phys. 21 (1976), n°12
- [15] Eddie SAUDRAIS —Auxerre 2004-2005 Phy.
- [16] Denis Erni EPFL_ Thèse n:638 écoles polytechniques fédérales de Lausanne