

*Chapitre **III**: résultats & discussions*

III.1. Position du problème :

Après avoir réalisé le montage expérimental du Mach Zehnder, nous allons faire un diagnostic interférométrique de densité de deux gaz neutres (azote pur à 99,99% et l'hélium pur à 99%). La décharge considérée est de type couronne, elle sera appliquée pour une polarité positive. Chaque analyse est effectuée à la pression atmosphérique à l'aide d'une source cohérente (laser He-Ne $\lambda = 632,8$ nm). Ensuite, les interférogrammes sont enregistrés à l'aide d'une caméra CCD et traités à l'aide d'un logiciel conçu pour donner une cartographie de la densité des particules du gaz.

III.2. Calcul de l'indice de réfraction d'un milieu :

III.2.1. la relation de Gladstone-Dale :

La relation de Gladstone-Dale, relative aux milieux ionisés, nous permet d'écrire l'indice de réfraction des différentes populations :

$$n - 1 = N_n ((1 - \alpha)K_n + \alpha K_i) + N_e K_e \quad (\text{III.1})$$

n est l'indice de réfraction

α est le degré d'ionisation

K_n , K_i , K_e sont les constantes de Gladstone correspondant à la population de neutres, d'ions et d'électrons.

N_n est la densité des particules neutres en molécules/cm³.

N_e est la densité d'électrons en électrons/cm³.

III.2.2. Hypothèses de calcul :

Dans les gaz faiblement ionisés, comme c'est le cas de notre expérience, le degré d'ionisation est faible et donc la densité des ions est négligeable devant celle des particules neutres alors que la densité des électrons n'est pas la même dans toutes les régions de l'espace. Dans une situation où cette densité est proche de son maximum, c'est à dire lors de la transition à l'arc, Cécile Venin [3] a calculé ces

densités électroniques et a trouvé des valeurs d'allant de 10^{14} à 10^{15} électrons/cm³. Le calcul de la plus basse densité électronique détectable par notre système, permet de savoir si la population d'électrons intervient dans la variation de l'indice de réfraction ou pas. D'autre part, on sait que la dépendance de l'indice de réfraction en fonction de la population électronique s'écrit d'après I.Mehr [4] :

$$n_e - 1 = -\frac{1}{2} \frac{\omega_p^2}{\omega^2} \quad (\text{III.2})$$

$$n_e - 1 = -\frac{e^2 \lambda^2 N_e}{2\pi m_e c^2} \quad (\text{III.3})$$

$$n_e - 1 = -4.4783 \times 10^{-14} \lambda^2 N_e \quad (\text{III.4})$$

Où :

ω_p est la pulsation du plasma.

λ est la longueur d'onde en cm.

n_e est l'indice de réfraction électronique. Si nous considérons que :

$$\Delta\phi = \frac{2\pi(n_e - 1)}{\lambda} \quad (\text{III.5})$$

Alors on peut écrire:

$$(n_e - 1) = \frac{\Delta\phi\lambda}{2\pi L} \quad (\text{III.6})$$

L étant le trajet du faisceau à l'intérieur du milieu perturbé et $\Delta\Phi$ est le déphasage.

Nous pouvons alors calculer la densité d'électron minimale qu'il est possible de détecter dans nos conditions expérimentales. En prenant le minimum de déformation des franges détectable 0.1 degré on obtient la relation :

$$N_e = 2.227 \times 10^{-13} \left(\frac{\Delta\phi}{2\pi\lambda L} \right) \quad (\text{III.7})$$

La densité électronique N_e minimale détectable, avec notre système est donc égale à 10^{19} électrons/cm³. Or d'après les mesures de G. Forn [2], la densité électronique,

même lors du passage à l'arc, est bien inférieure à cette valeur. Nous ne pouvons donc pas détecter cette densité.

Dans nos conditions de gaz faiblement ionisé et avec notre dispositif expérimental, la déformation des franges résulte donc seulement de la variation de la densité des neutres.

La contribution des électrons à la modification du trajet du faisceau lumineux et donc de l'indice de réfraction du milieu est uniquement dû à la présence d'une densité hétérogène de particules neutres. La variation d'indice de réfraction du milieu correspond à la variation de l'indice des neutres. La loi de Gladstone peut alors être simplifiée et s'écrit :

$$n-1 = N_n \cdot K_g \quad (\text{III.8})$$

La valeur de la constante K_g dépend de la longueur d'onde utilisée. Ici $K_g = 1.09163 \cdot 10^{-23}$ [1] en prenant $\lambda = 0.6328 \mu\text{m}$ et $T = 300 \text{ K}$. Pour cette constante l'effet de dissociation est négligeable si la température du gaz n'atteint pas 5000K, ce qui est le cas dans notre étude.

Le minimum de densité de neutres détectables avec notre système est :

$$n-1 = \frac{\Delta\Phi\lambda}{2\pi L} = N_n K_g \quad (\text{III.9})$$

$$N_{\min} = 1.4360 \times 10^{15} \text{ molécules/cm}^3 \quad (\text{III.10.})$$

En prenant comme précédemment $\Delta\Phi_{\min} = 0.1$ degré et $L = 5.8 \text{ mm}$.

Cette densité minimale est très inférieure aux densités de neutres estimées jusqu'à présent dans une décharge couronne. Nos mesures sont donc possibles. En considérant cette relation qui relie l'indice de réfraction d'un milieu gazeux faiblement ionisé à sa densité de particules neutres, nous allons pouvoir déterminer la densité des neutres en chaque point de la décharge

III.2.3. L'inversion d'Abel :

Un grand nombre de diagnostics optiques sont basés sur la mesure de variation de phase. Celle-ci est proportionnelle au produit de l'indice de réfraction du milieu et de la longueur traversée. Plus précisément pour un milieu non homogène, elle est proportionnelle à l'intégrale de l'indice du milieu le long du chemin optique parcouru

par le rayon lumineux. Si le milieu présente une géométrie cylindrique, la situation est simplifiée, et il est possible, à l'aide de l'inversion d'Abel [5], à partir de la mesure axiale de la variation de la phase de déterminer le profil radial de l'indice du milieu. La variation de phase, intégrée le long de l'axe y, due à la présence du gaz est donnée par :

$$\delta\varphi(x) = \frac{4\pi}{\lambda_0} \int_0^{y_0} [n(r) - 1] dy \quad (\text{III.11})$$

En changeant de système de coordonnées (cartésiennes - cylindriques), on obtient :

$$\delta\varphi(x) = \frac{4\pi}{\lambda_0} \int_0^{r_0} \frac{[n(r) - 1] r dr}{(r^2 - x^2)^{1/2}} \quad (\text{III.12})$$

En utilisant l'inversion d'Abel, cette expression devient :

$$\frac{4\pi[n(r) - 1]}{\lambda_0} = -\frac{1}{\pi} \int_r^{r_0} \frac{\varphi'(x) dx}{(x^2 - r^2)^{1/2}} \quad (\text{III.13})$$

En divisant alors l'axe x en n valeurs équidistantes $x_k = kr_0/n$, on obtient n valeurs de la variation de l'indice de réfraction en fonction du rayon, $r_j = jr_0/n$ ($j=0,1,2,\dots,n-1$) :

$$n_j - 1 = \frac{\lambda_0}{2\pi r_0} \sum_{k=1,N} a_{jk} \varphi_k \quad (\text{III.14})$$

où a_{jk} sont des coefficients tabulés correspondent à la distance parcourue par le rayon j dans la zone constante d'indice n_j

Les zones inhomogènes de la décharge qui sont obtenues en partageant le volume de la décharge en n_j zones de même épaisseur [6] :

si $j \neq k$ et $j, k=1,N$ nous aurons :

$$A_{j,k} = 2r \left(\sqrt{k^2 - \left(\frac{2j-1}{2}\right)^2} - \sqrt{(k-1)^2 - \left(\frac{2j-1}{2}\right)^2} \right) \quad (\text{III.15})$$

Si $j=k$ et $j,k=1$ à N nous aurons :

$$A_{j,k} = 2r \left(\sqrt{j^2 - \left(\frac{2j-1}{2}\right)^2} \right) \quad (\text{III.16})$$

r est l'épaisseur constante de chaque couche.

Ce système triangulaire d'équations peut être résolu avec une bonne précision par la méthode d'inversion de matrice (méthode de décomposition L.U, W.H.Press [7]). Nous obtenons alors la valeur de la variation d'indice dans chacune des zones. Comme nous l'avons expliqué, cette méthode est applicable car le milieu étudié possède une symétrie axiale. Elle possède l'avantage d'être simple rapide et précise mais elle a un inconvénient, comme le fait remarquer G.V. Ostrovskaya [6] la résolution d'une intégrale par plusieurs sommes introduit une erreur systématique. Le nombre de zones N ne doit donc pas être trop important car l'erreur absolue dans le calcul de l'indice est proportionnelle à N .

Nous allons donc optimiser le choix du nombre de zones N , pour que la méthode donne une précision maximale. Ce nombre doit, en effet, être assez grand pour que la représentation discrète de l'évolution continue de l'indice soit intéressante. Mais, en même temps, il ne doit pas être trop grand afin de limiter l'amplification de l'erreur systématique. Nous allons donc optimiser N en fonction de la nature de la décharge étudiée, c'est-à-dire en fonction de l'extension radiale de la décharge. Cette extension varie entre la pointe et le plan, à l'intérieur d'une même décharge car celle-ci a une forme conique de la pointe vers le plan. Les résultats obtenus après cette optimisation nous indiquent qu'un choix du nombre de couches compris entre 10 et 30 est judicieux. En effet, lorsque le nombre de couches est supérieur à 30, les résultats montrent que la valeur de l'indice de réfraction est fortement oscillante, elle n'est plus représentative d'une évolution régulière et progressive de l'indice de l'intérieur vers l'extérieur de la décharge. Par contre, lorsque le nombre de couche est inférieur à 5, les valeurs de l'indice obtenues sont trop discrètes et ne sont plus représentatives de chacun des points de la décharge. Nos résultats ont donc été obtenus avec un nombre de zones égal à 21 pour l'azote et 11 pour l'hélium.

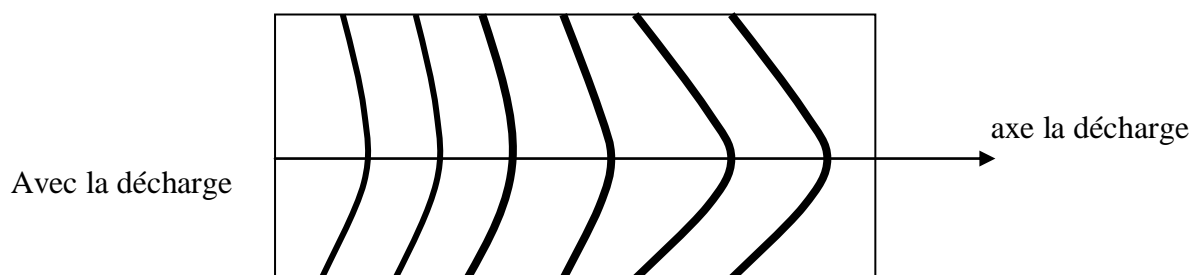
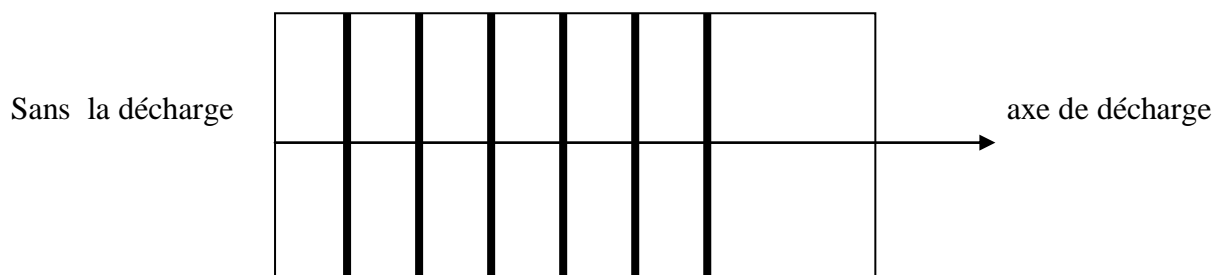
III.2.4. Détermination de la température des neutres :

Pour la détermination de la température des neutres on utilise l'expression suivante :

$$T = T_0 \frac{P(N_0 - 1)}{P_0(N - 1)} \quad (\text{II.17})$$

Avec T_0 , N_0 , P_0 les valeurs de la température, la densité et la pression dans les conditions initiales respectivement et P est la pression au point considéré.

Les résultats que nous avons obtenus avec l'interféromètre Mach Zehnder décrit précédemment concernant nos deux gaz sont donnés sur les schémas suivants :

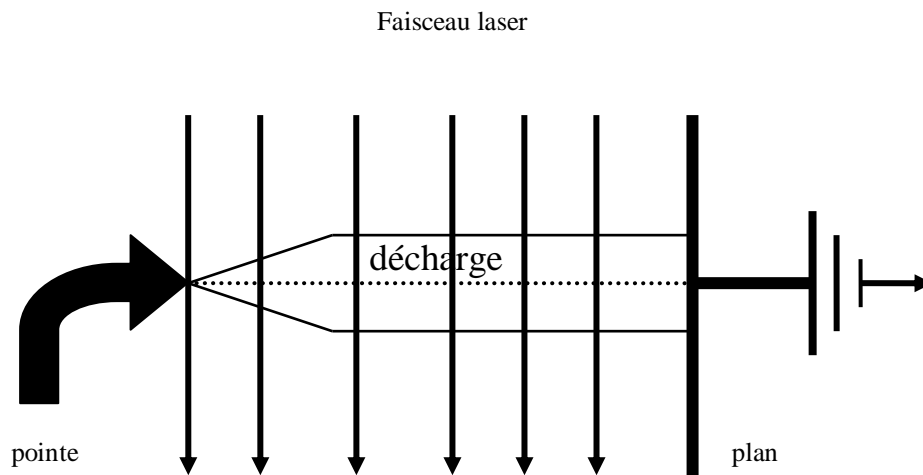


Déformation des franges.

III.2.4.1. Application de la polarité positive :

Sur la figure III.1. Ci-dessous, nous avons représenté le cône de la décharge positive.

Dans ce cas le gaz est soumis à une pression égale à 760 Torrs. Nous obtenons les



interférogrammes avec et sans décharge (voir photos III.1 jusqu'à IV.4).

Figure III.1. Cône de la décharge positive

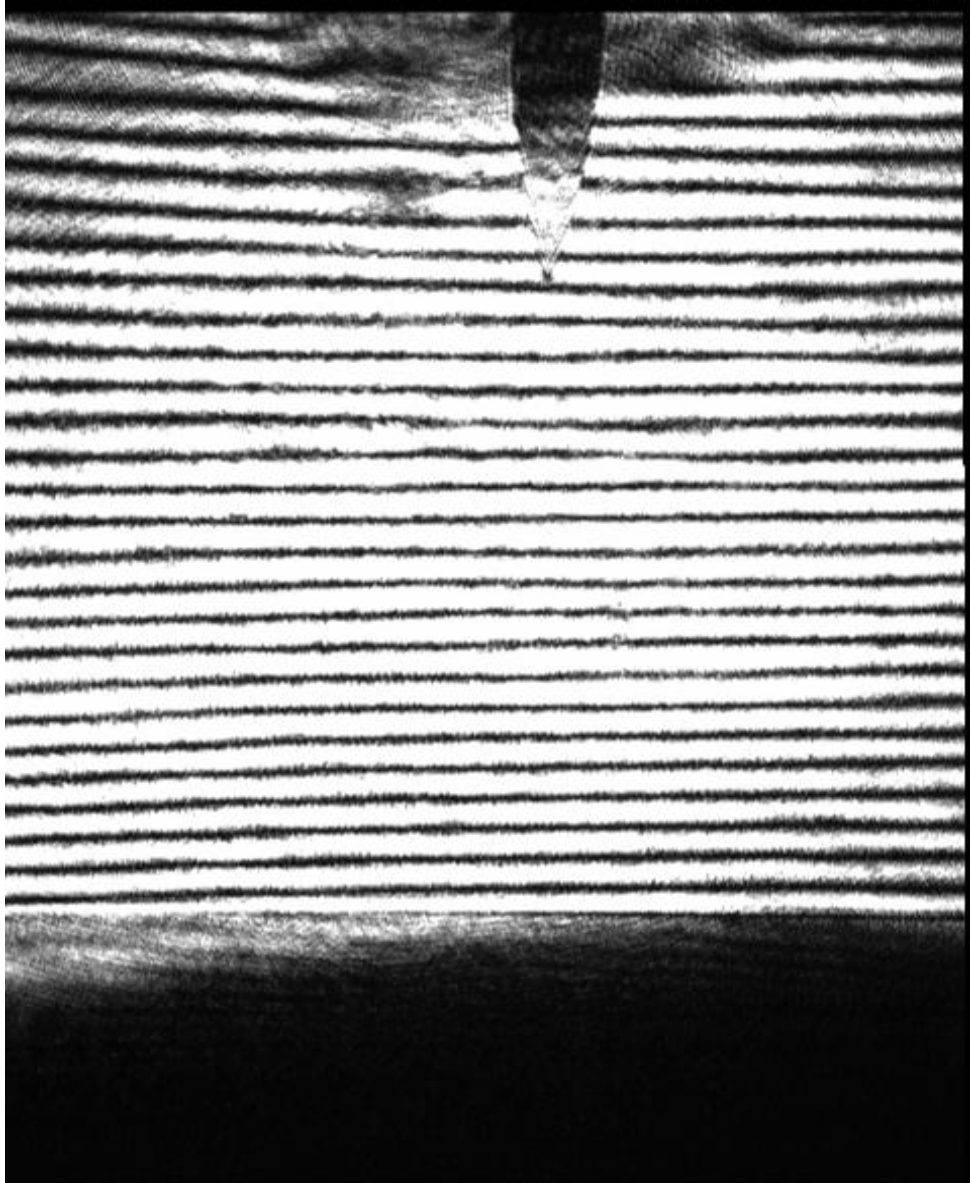


Photo III.1 : franges d'interférences sans application de la décharge
(gaz :N₂, pression:760 torr, tension : 20kV, courant : 0.3mA, résistance : R= 10Mohm)

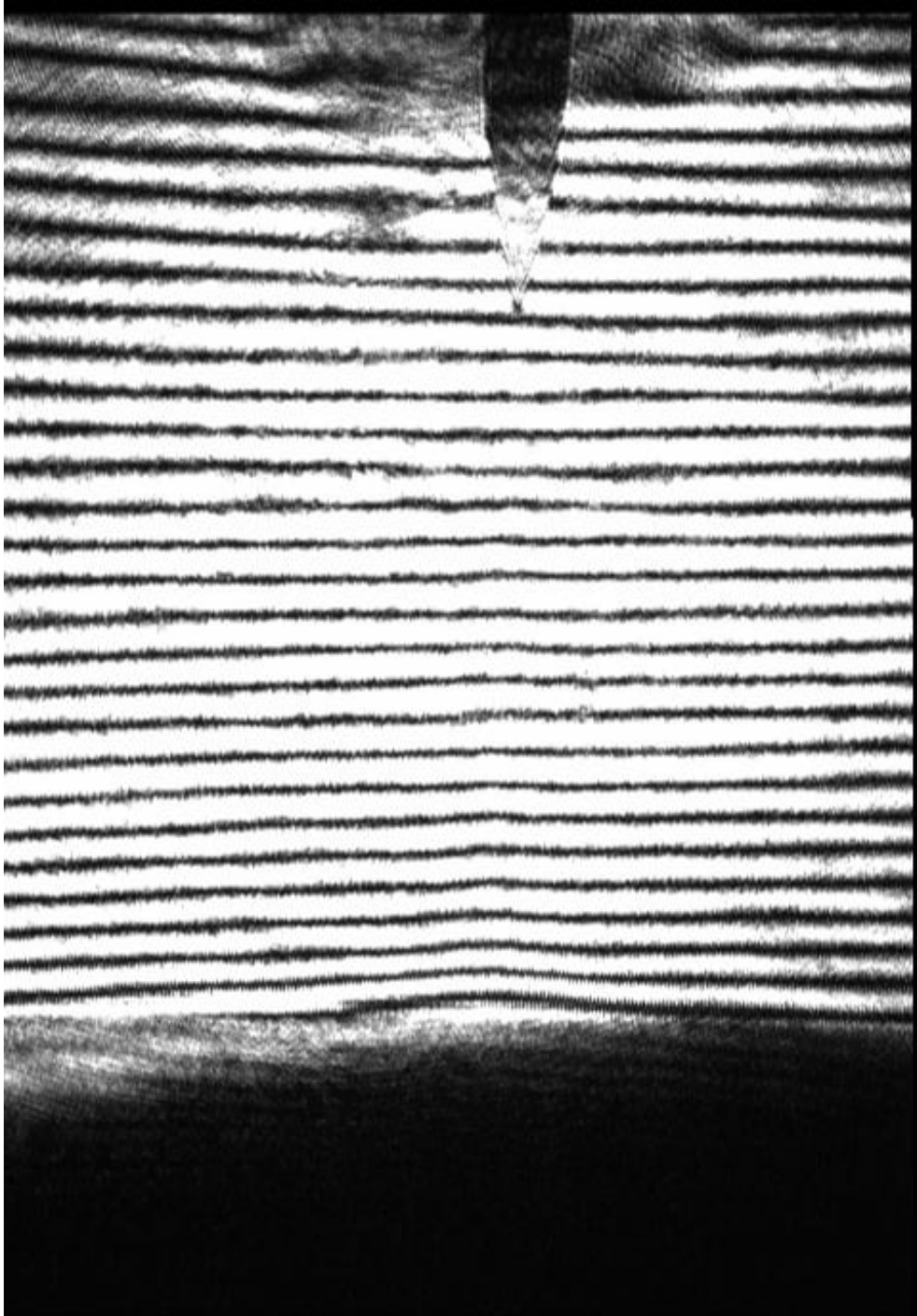


Photo III.2 : franges d'interférences avec application de la décharge
(gaz :N₂, pression:760 torr, tension : 20kV, courant : 0.3mA, résistance : R= 10Mohm)

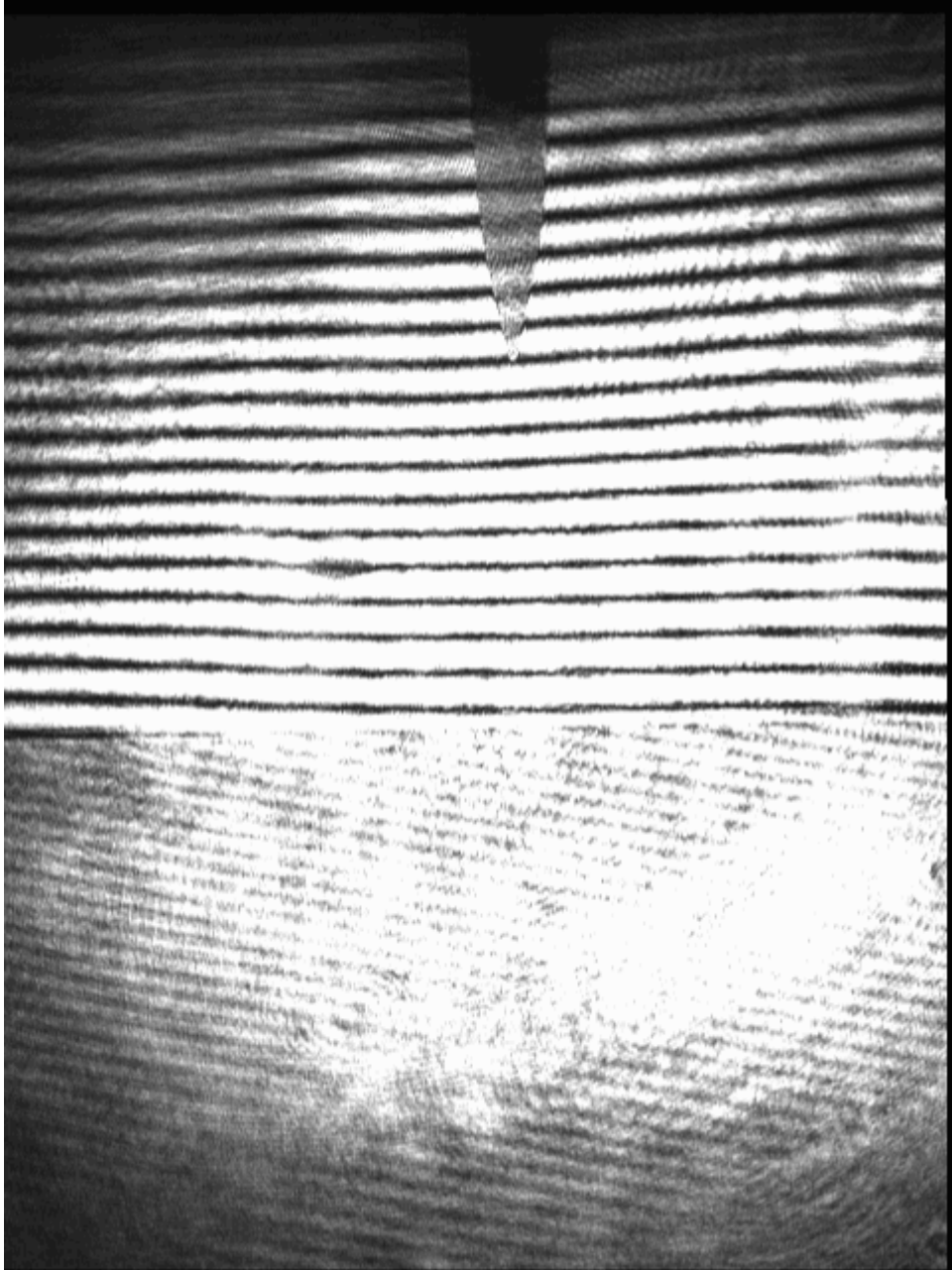


Photo III.3 : franges d'interférences sans application de la décharge
(gaz :He, pression:760 torr, tension : 20kV, courant : 0.3mA, résistance : R= 10Mohm)

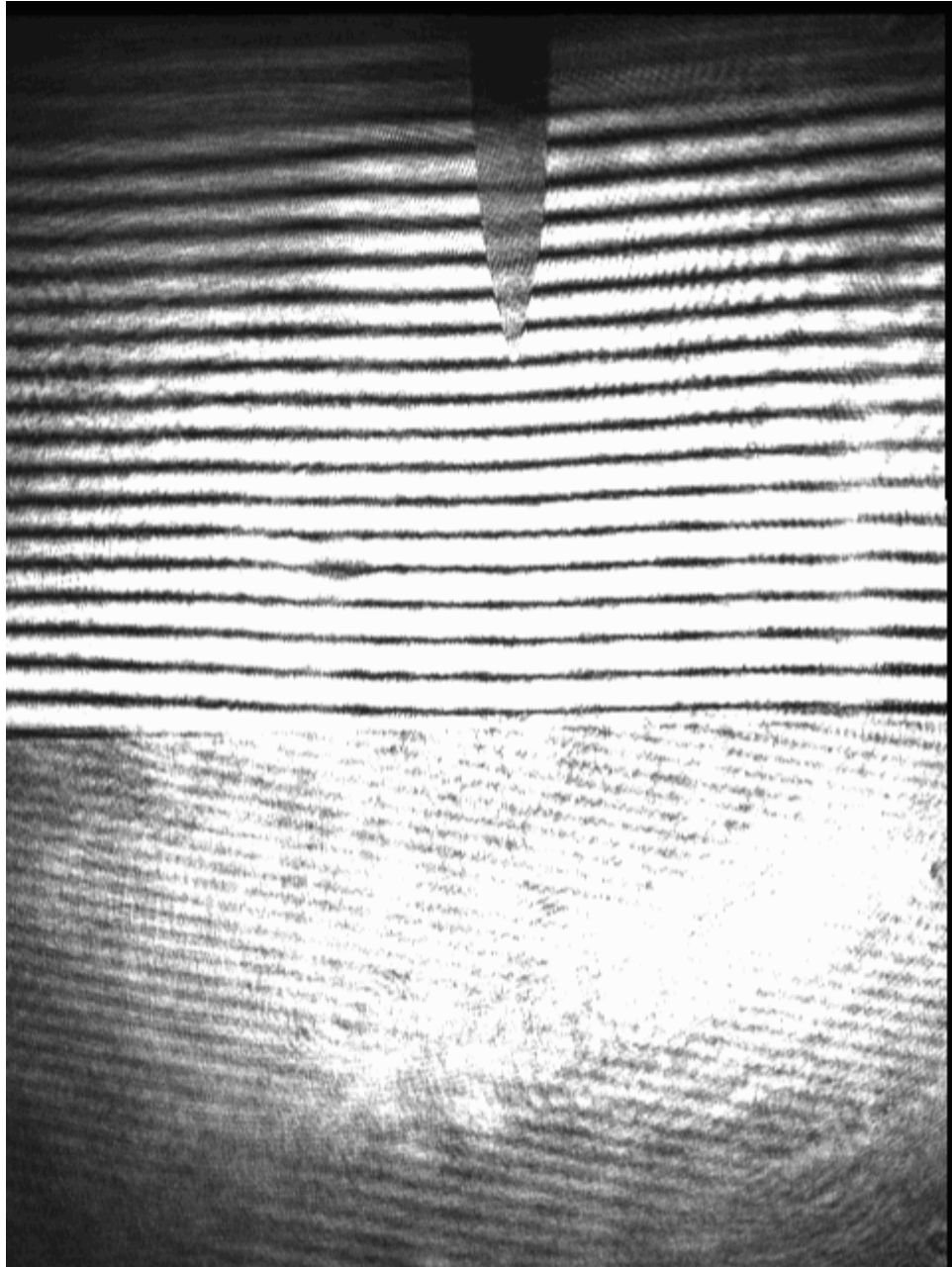


Photo III.4 : franges d'interférences avec application de la décharge
(gaz :He, pression:760 torr, tension : 20kV, courant : 0.3mA, résistance : R= 10Mohm)

L'interférogramme obtenu montre des franges déformées dans le cône de la décharge entre la pointe et le plan. Étant données les observations précédentes, nous savons que la décharge couronne doit présenter en son centre une diminution de la densité des particules neutres, la déformation des franges doit donc nous conduire à une diminution de l'indice de réfraction.

III.2.4.2. Détermination de la densité des Neutres :

La variation de l'indice de réfraction d'un milieu est généralement le reflet de la variation du nombre de particules à l'intérieur du milieu considéré. Cette variation de l'indice de réfraction est attribuée à la conjugaison des deux phénomènes qui sont l'injection d'énergie, particules chargées) et l'évolution des neutres (peuplement ou dépeuplement). A partir de la relation qui existe entre la densité des particules et l'indice de réfraction, nous pouvons connaître la densité de ces particules dans le plasma créé par la décharge.

III.2.4.2.a. Évolution axiale de la densité des neutres :

Pour faire l'analyse de l'évolution des neutres, nous avons représenté une évolution axiale et une autre radiale pour la décharge de type : décharge pointe négative. Nous travaillons à une température ambiante ($T_0=300K$). Nous appelons :

d: la distance entre la pointe et le plan ($d=5.8$ mm).

z: la distance qui varie la pointe et le plan ($z=0$ représente le plan, $z=5.8$ mm représente la pointe). z représentera l'évolution axiale des neutres.

r: la distance qui varie entre l'axe de la décharge et les extrémités latérales ($r=0$ représente l'axe pointe-plan, $r=6$ mm représente la limite latérale de la décharge pointe négative).

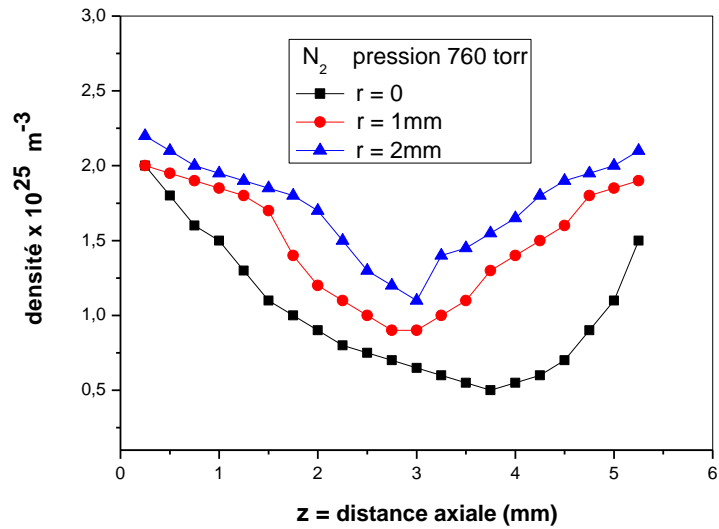


Figure III.2 : Évolution axiale de la densité des neutres du gaz d'azote pour 760 Torr (pointe z=0 ; plan=5.8 mm)

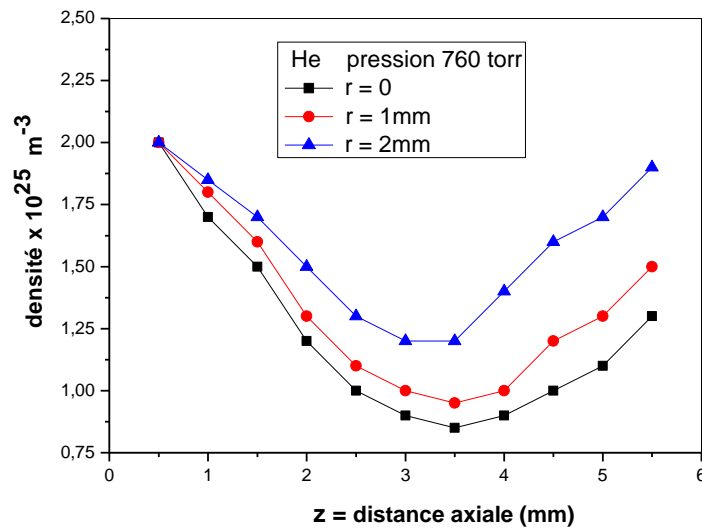


Figure III.3: Évolution axiale de la densité des neutres du gaz d'Hélium pour 760 Torr (Pointe z =0 ; plan=5.8 mm)

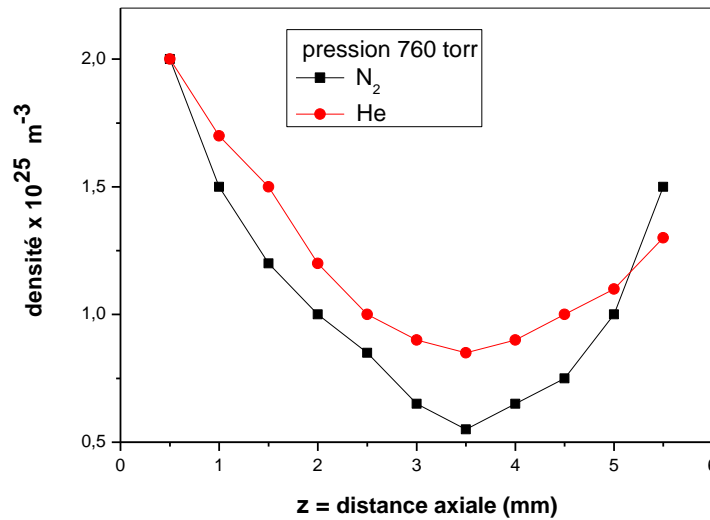


Figure III.4: Évolution axiale de la densité des neutres des deux gaz d'azote et d'Hélium pour 760 Torr (pointe z =0 ; plan=5.8 mm)

III.2.4.2.b. Évolution axiale de la température :

La détermination de l'indice de réfraction du milieu hétérogène créé par la décharge nous permet de déduire non seulement la densité des particules neutres mais aussi la température du gaz de neutres. Cette détermination de l'évolution spatiale de la température complète l'information que nous avons des transferts thermiques entre les particules et nous montre l'empreinte thermique créée par la décharge. Pour déterminer ces températures, nous utilisons les valeurs d'indice de réfraction obtenues précédemment sur les décharges.

Dans la zone de bordure de la décharge où nous sommes en présence d'une onde acoustique formée à partir d'une onde « de choc » se propageant de l'axe, où elle est formée, vers l'extérieur de cette décharge ; la pression n'est certainement pas constante et la relation (III.17.) reste-la même :

$$T = \frac{T_0 P(n_0 - 1)}{P_0 (n - 1)}$$

Où n_0 est l'indice de réfraction de l'air et n celui du milieu considéré.

D'après cette relation pour déterminer la température, il faudra connaître la pression initiale P_0 et la pression en chaque point du milieu considéré.

Dans notre cas nous n'avons pas les moyens de connaître cette pression, nous ne ferons donc pas de calcul de température dans cette zone (bordure de la décharge). Au centre de la décharge, nous supposons que la variation d'indice est uniquement due à des phénomènes thermiques. Dans les décharges électriques dont le courant est de quelques milliampères et la vitesse du vent électrique de quelques dizaines de mètres par seconde on estime que la variation de pression par rapport à la pression atmosphérique est négligeable. Cette variation de pression induit une variation d'indice moins importante que celle induite par l'augmentation de la température. La variation de pression n'a donc que peu d'effet sur la variation de l'indice de réfraction. De plus, il faut rappeler que la décharge fonctionne en tension continue. Ce régime est stable et stationnaire, l'équilibre des pressions entre chaque partie ponctuelle du milieu a donc le temps de se faire. La relation précédente pourra donc s'écrire :

$$T = T_0 \frac{n_0 - 1}{n - 1}$$

Connaissant la valeur de l'indice de réfraction en chaque point de la décharge, nous pourrons alors calculer la température du gaz neutre.

Nous représentons sur la figure (III.7.) l'évolution axiale de la température pour les deux types de décharges.

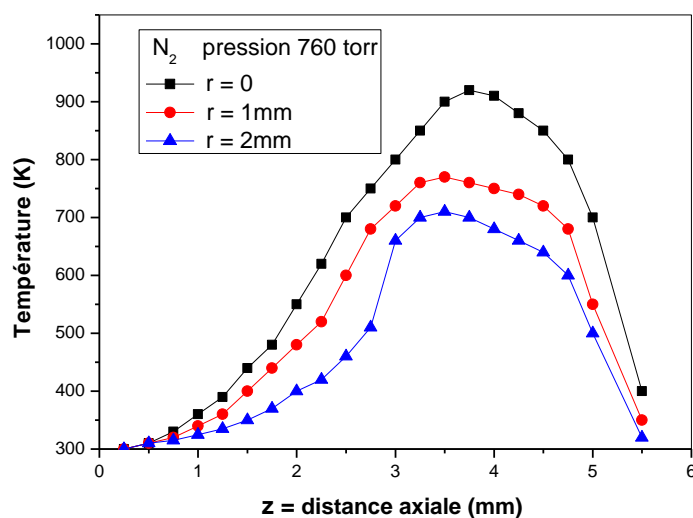


Figure III.5 : Évolution axiale de la température des neutres du gaz d'azote pour 760 Torr

(pointe z = 0 ; plan = 5.8 mm)

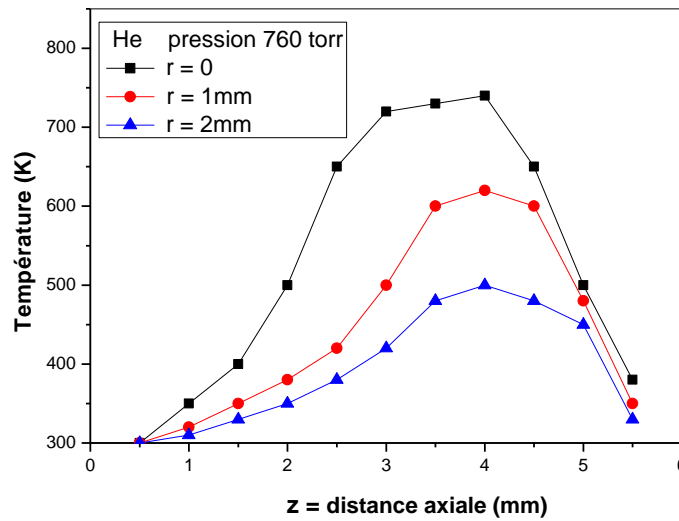


Figure III.6 : Évolution axiale de la température des neutres du gaz d'Hélium pour 760 Torr (pointe z = 0 ; plan = 5.8 mm)

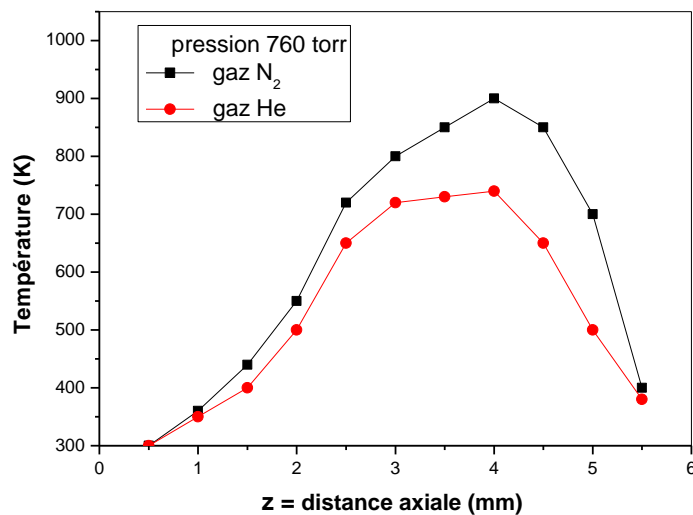


Figure III.7 : Évolution axiale de la température des neutres des deux gaz d'azote et d'Hélium pour 760 Torr (pointe z = 0 ; plan = 5.8 mm)

III.2.4.3. Évolution radiale des neutres:

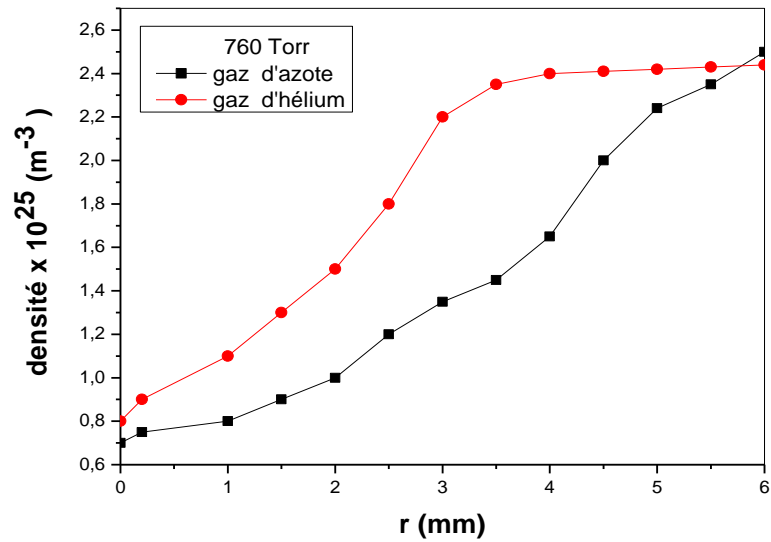


Figure III.8 : Évolution radiale de la densité des neutres des deux gaz d'azote et d'Hélium pour 760 Torr

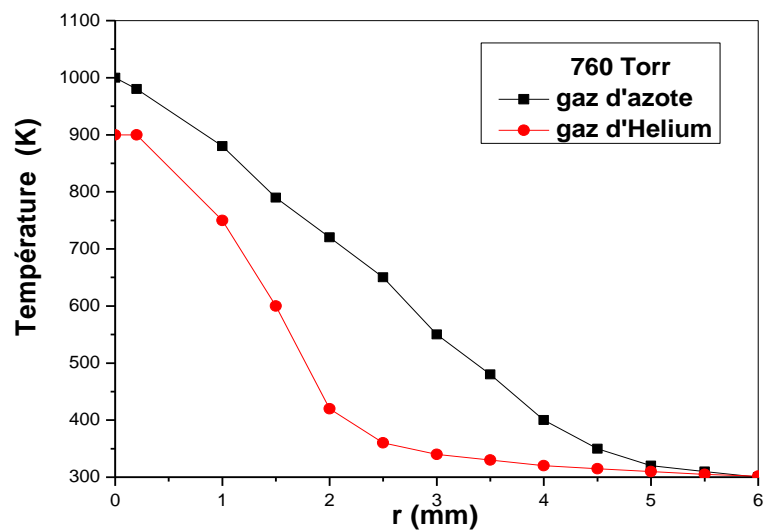


Figure III.9 : Évolution radiale de la température des neutres des deux gaz d'azote et d'Hélium pour 760

III.3. Conclusion :

Le diagnostic interférométrique réalisé sur les deux gaz soumis à la décharge couronne, nous a permis de déterminer de façon quantitative le phénomène de dépopulation et de température de neutres au cœur de la décharge. Nous avons pu mettre en relief la dépopulation entre ces deux gaz qui sont le siège de nombreux transferts thermiques entre les particules. Le fort courant qui circule dans le canal de décharge, et plus particulièrement le canal électrique est accompagné d'une forte augmentation de température du gaz. Nous avons montré que l'empreinte thermique de la décharge couronne est différente entre les deux gaz. Elle est plus accentuée dans la décharge d'azote que dans la décharge d'hélium.

Dans les deux cas, nous avons une augmentation de température et une forte dépopulation qui participent à la modification du milieu dans lequel les décharges évoluent, augmentant ainsi les conditions d'inhomogénéités.

En comparant l'évolution de la répartition des neutres et celle des températures à l'intérieur de la décharge, nous pouvons en déduire que l'augmentation de température du gaz de particules est liée directement au chauffage des neutres par les particules chargées (excitation électronique et collision entre particules). La forte dépopulation des neutres, à pression constante, est due à une forte augmentation de température.

Références

- [1] : Vest CM 1979 holographic interferometry(New york wiley).
- [2] :Tanner LH 1967 J.Sci. instrum.44 1011-4.
- [3] :Kulkarai VG and Puntanibekar R N 1978 Opt .commun.27 33-6
- [4] :Howes WL and Buclele D R 1966 j.Opt.Am.56 1517-28.
- [5] :Sweeney D W and Vest CM 1972 Appl.Opt.11 205-7
- [6] :Sweeney D W and Vest CM 1973 Appl.Opt.12 2649-64.
- [7] :Presayakov Y P 1976 Opt.Spektrosk.40 514-7.
- [8] :Junginger H G and Van Haeringen W 1972 Opt.commun .5 1-4.
- [9] :Vest C M 1974 J . Opt. Soc.Am.64 1215-8.
- [10] :Oldenburg D Wand Samson JC 1979 J.Opt .Soc.Am.69 927-42.
- [11] :Pavelek M and Lisca M 1983 Opt. Acta 30 943-54.
- [12] :Rosu N.Ralea M. Foca M Mircea D. Lova land Nagy G1992nat.Conf of Physics. p 100.
- [13] : L.Mehr, J. Christiansen et al(1991).
- [14] : V.Malka, F.Amiranoff, C.Coulaud, J.P.Geindre, V.Lopez, Z.Najmudin, D. Neely
LULI, UMR n°7605, CNRS - CEA - X - Paris VI, Ecole Polytechnique,
91128 Palaiseau, France. Mesure des profils de densité d'atomes dans des jets de gaz
à
géométrie cylindrique.1998.
- [15] : Ostrovsky Yu.I., Butusov M.M., Ostrovskaya G.V. " Interferometry by holography".
Edition D.L.Mac Adam. 1979
- [16]: G.Forn, « Dynamique de l'interaction électrons-neutres lors de la transition à l'arc
Propagation de l'onde de souffle associée." Thèse pour Doctorat 3ème cycle.
Université Paul Sabatier (Toulouse) 1984 N° d'ordre:3006
- [17]: C.Venin, "Diagnostic optique de la dynamique des neutres dans les gaz faiblement
ionisés. Applications aux pseudo-décharges."
Thèse pour Doctorat Nouveau régime. ULP (Strasbourg) 1993 N° d'ordre:1469
- [18]: A.Bensenane, application de l'interféromètre mach-zehnder pour le diagnostic
d'une décharge couronne en milieu gazeux. Mémoire de magister. Année 2004.
Université de tlemcen
- [19]: S. Kheddim , diagnostic optique de densité et de température d'une décharge
couronne baignant dans un milieu gazeux. Mémoire de magister. Année 2005. Univ.
de tlemcen
- [20]: F.Boudaoud, application d'une méthode interférométrique pour le calcul des profils
de la densité et de la température d'un gaz soumis à une décharge couronne.
Mémoire de magister. Année 2009. Univ. de tlemcen