

Chapitre III

RESULTATS & DISCUSSIONS

III.1. Position du problème :

Dans le chapitre précédent nous avons décrit le montage expérimental Mach Zehnder, qui va nous servir au diagnostic interférométrique de densité d'un gaz neutre (azote pur à 99,99%). Le gaz étant soumis à une décharge de type couronne en polarité positive. L'étude comporte trois pressions différentes. Ce diagnostic est effectué par l'interféromètre fonctionnant à l'aide d'une source cohérente (laser He-Ne $\lambda = 632,8$ nm).

Les interférogrammes obtenus à l'aide d'une caméra ccd sont 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

L'indice de réfraction est relié à la densité des neutres par la relation de Gladstone-Dale, relative aux milieux ionisés. Cette relation 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 du plasma créé par la décharge couronne, le degré d'ionisation est faible (inférieur à 10^{-4}). La densité d'ions est donc négligeable devant celle des particules neutres. 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 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. La dépendance de l'indice de réfraction en fonction de la population électronique s'écrit d'après I.Mehr [4] :

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

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

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

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 :

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

Alors :

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

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.

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

La densité électronique minimale détectable, avec notre système est donc 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 due 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. Elle 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 :

Si

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

On trouve alors :

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

En prenant comme précédente $\Delta\Phi_{\min} = 0.1$ 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.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 $j,k=1 \text{ à } N$ 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 évoluant entre 21 à la pointe et 30 au plan.

III-4-Détermination de la température des neutres

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

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

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 le gaz d'azote sont donnés sur les photos suivantes dans les deux cas de polarité négative et positive :

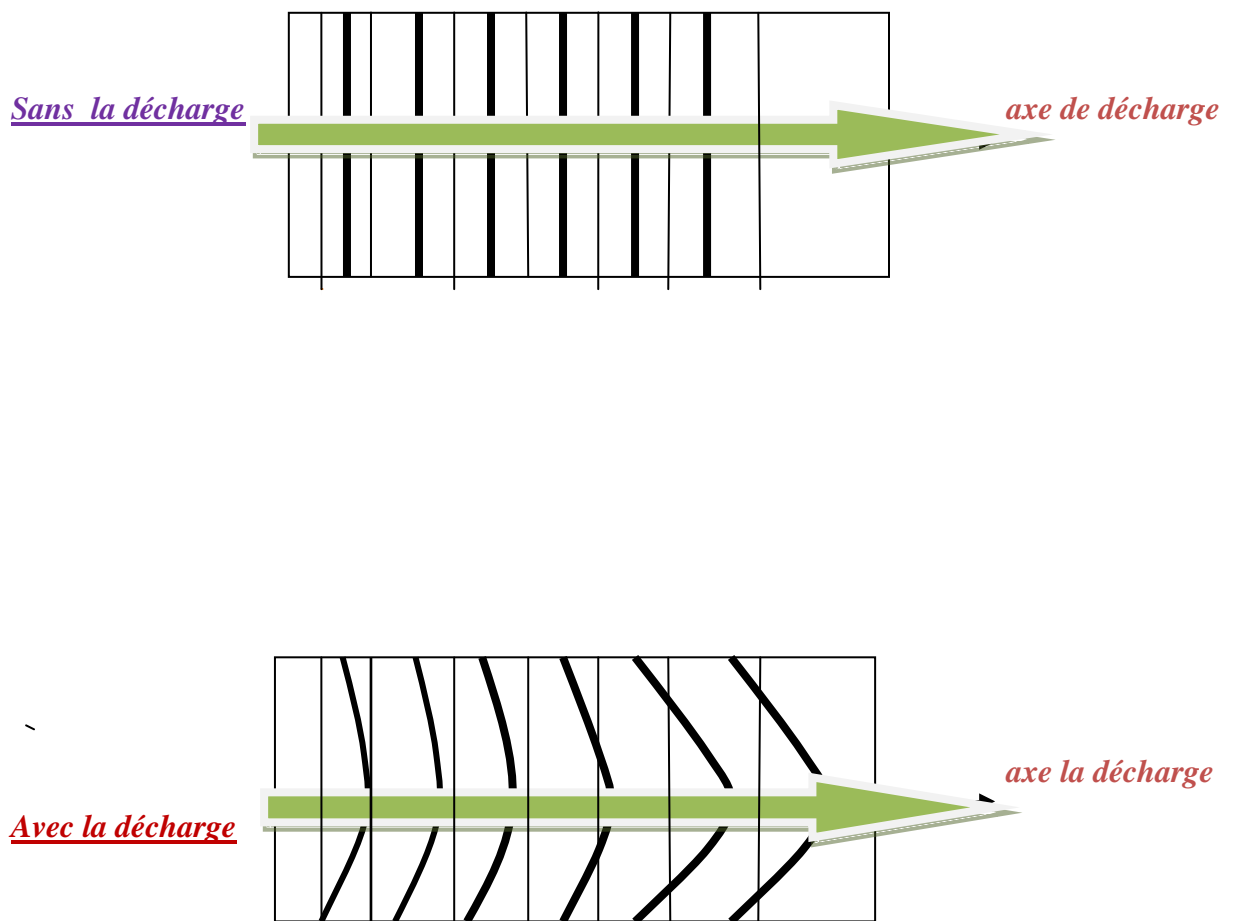


Figure III.1 : déformation des franges.

III.5.1. Application de la polarité positive :

Sur le schéma ci-dessous, nous avons représenté la décharge couronne de polarité positive avec le faisceau laser et le domaine d'injection d'énergie.

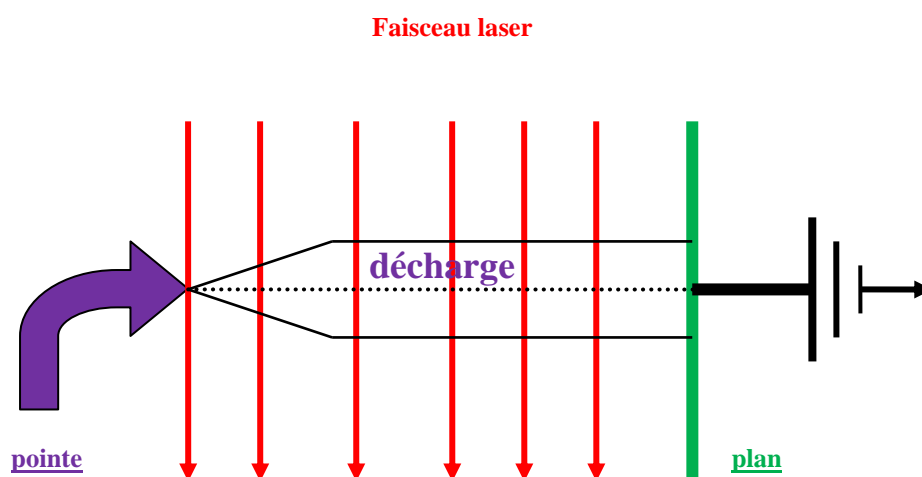
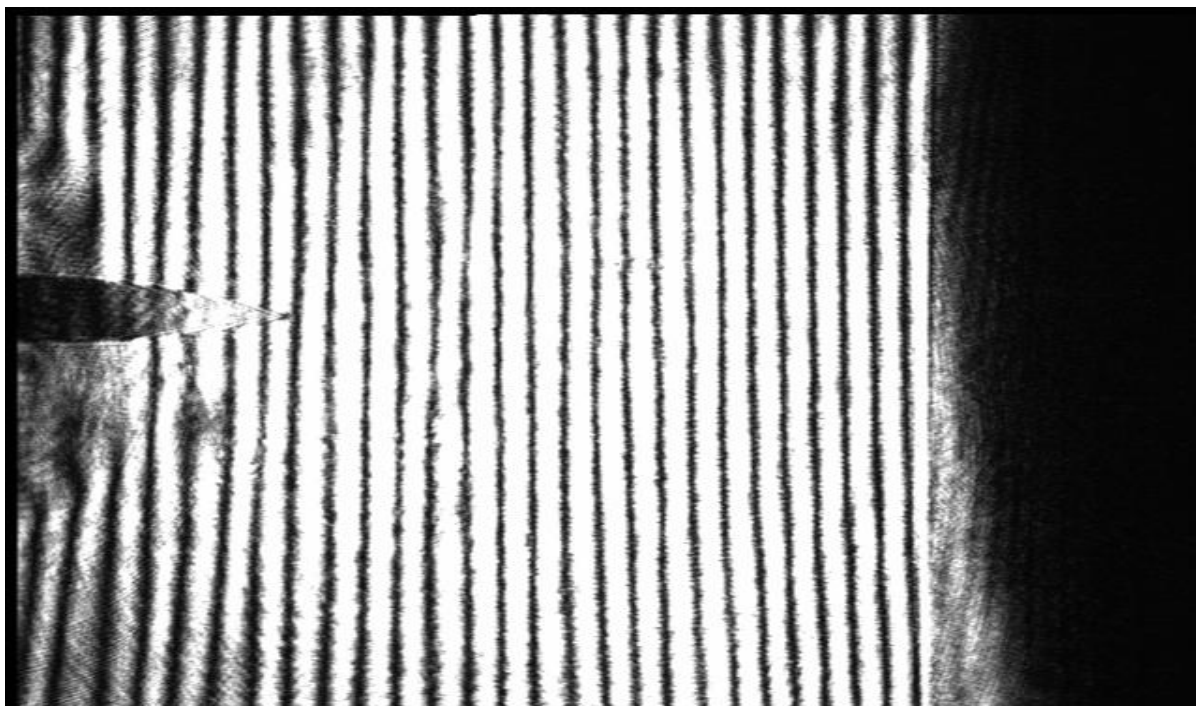


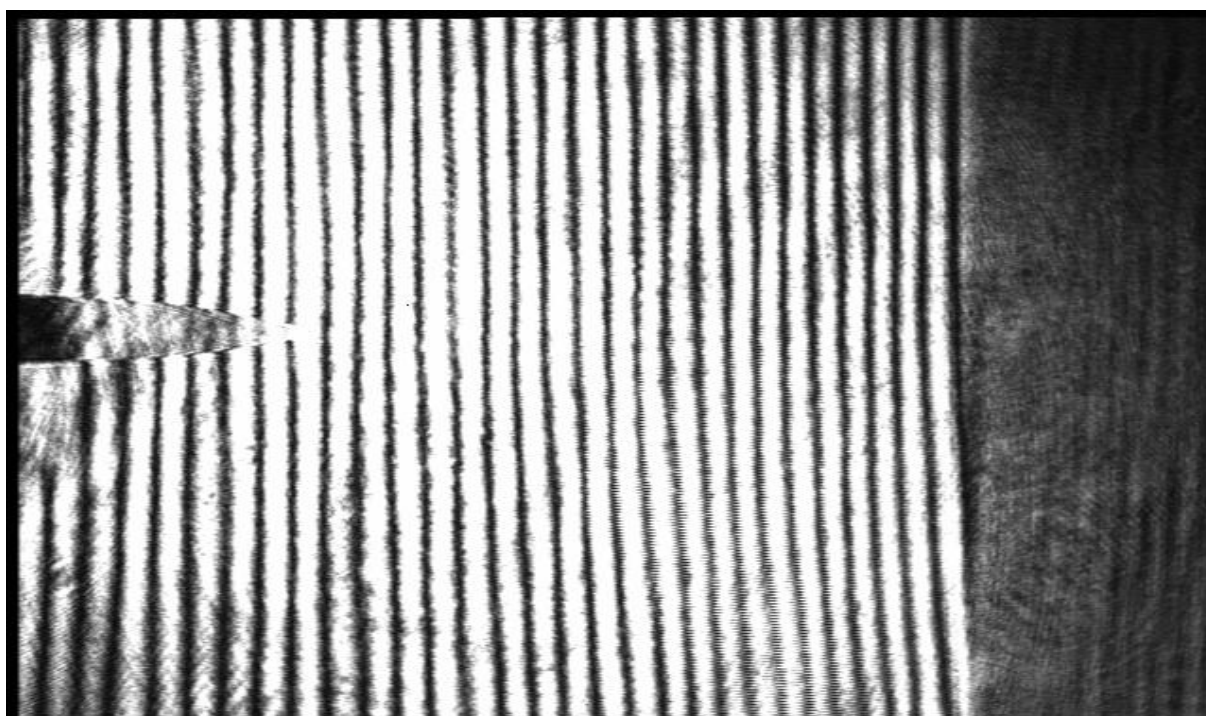
Figure III.2 : représentation globale de la décharge.

1^{er} cas d'application de la pression

Dans ce cas le gaz est soumis à une pression égale à 800 Torr. Nous obtenons respectivement les interférogrammes sans et avec décharge (voir photos III.1 et III.2)



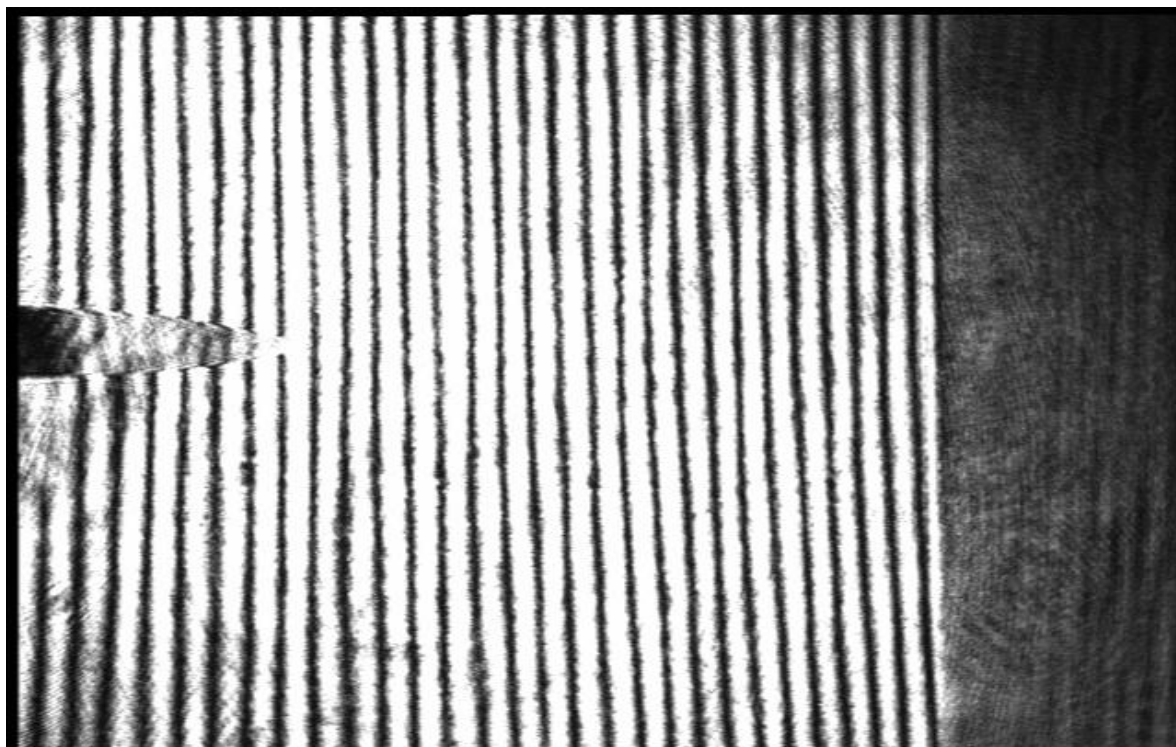
**Photo III.1 : franges d'interférences sans application de la décharge
(gaz :N2, pression : 800 torr 30kV 0.3mA R= 10MΩ)**



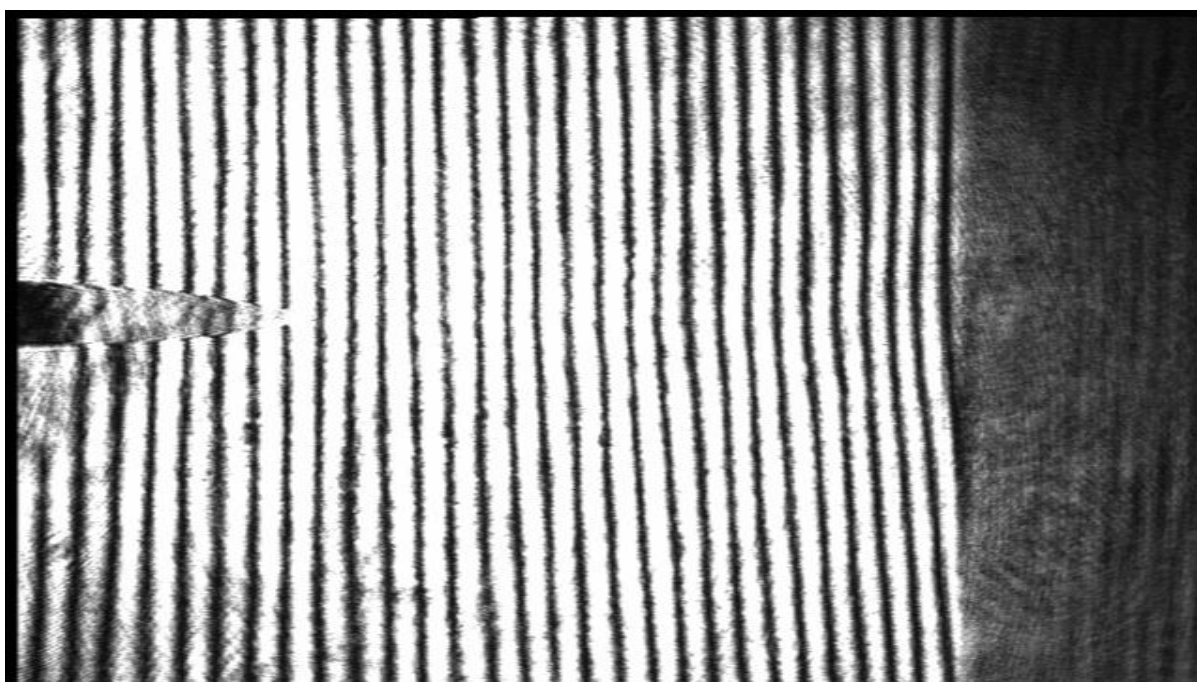
**Photo III.2 : franges d'interférences avec application de la décharge
(gaz :N2, pression : 800 torr 30kV 0.3mA R= 10MΩ)**

2^{ème} cas d'application de la pression

Dans ce cas le gaz est soumis à une pression égale à 400 Torr. Nous obtenons les interférogrammes sans et avec décharge (voir photos III.3. et III.4.)



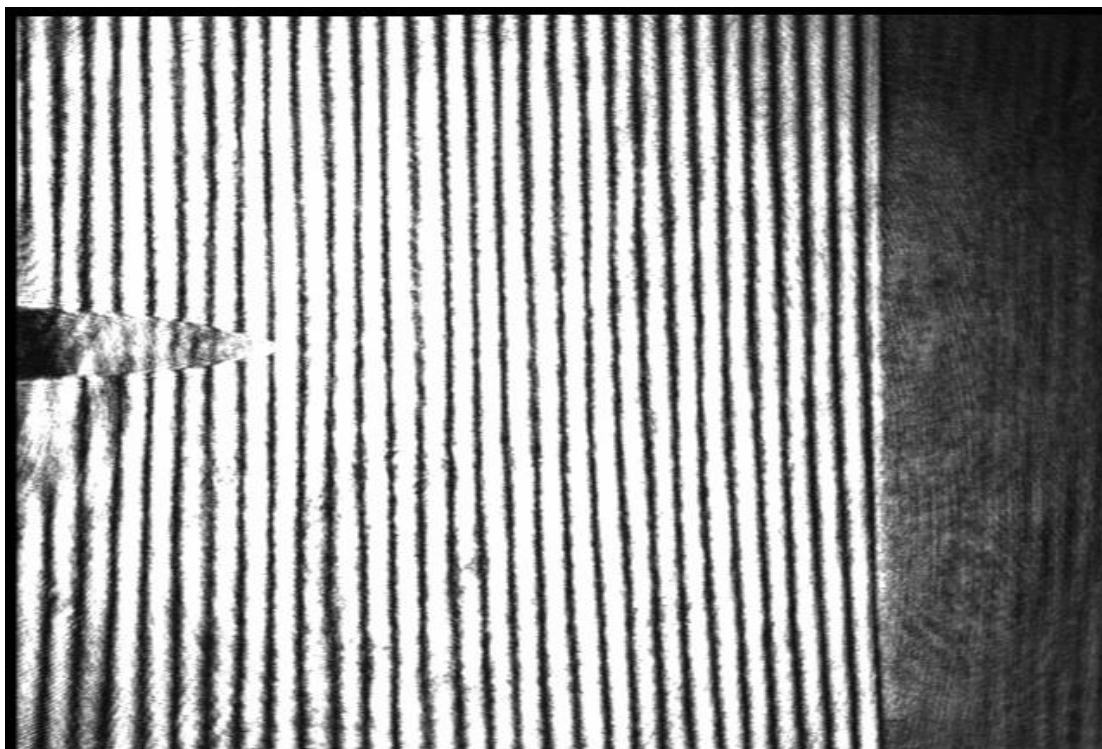
**Photo III.3: franges d'interférences sans application de la décharge
(gaz :N2, pression :400 torr 30kV 0.3mA R= 10M Ω)**



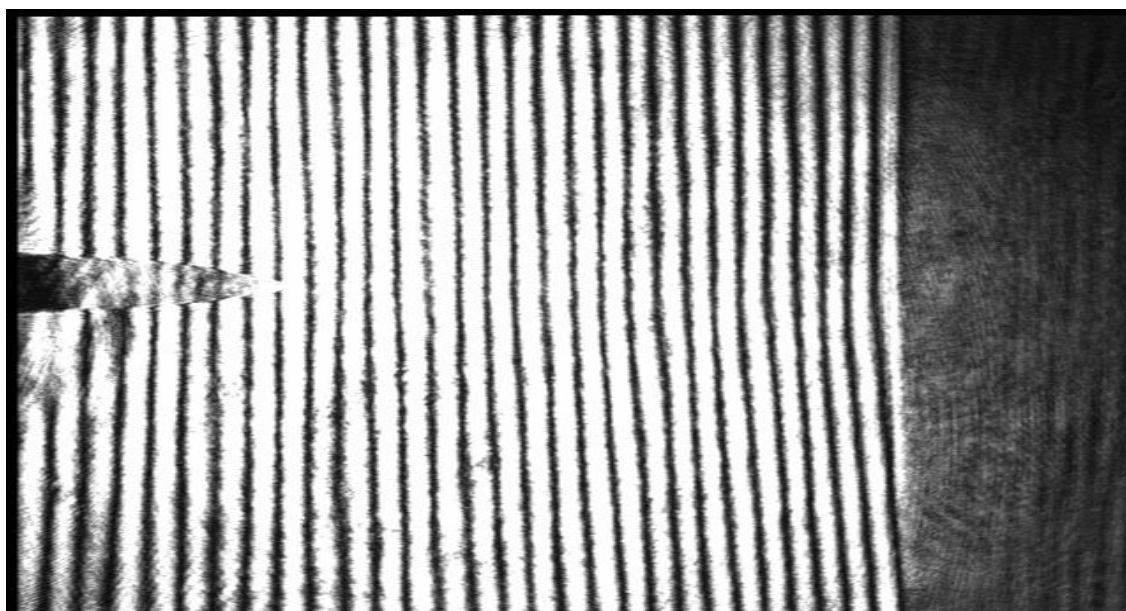
**Photo III.4: franges d'interférences avec application de la décharge
(gaz :N2, pression : 400 torr 30kV 0.3mA R= 10M Ω)**

3^{ème} cas d'application de la pression

Dans ce cas le gaz est soumis à une pression égale à 200 Torr. Nous obtenons les interférogrammes sans et avec décharge (voir photos III.5. et III.6.)



**Photo III.5. : franges d'interférences sans application de la décharge
(gaz :N2, pression : 200 torr 30kV 0.3mA R= 10M Ω)**



**Photo III.6. : franges d'interférences avec application de la décharge
(gaz :N2, pression : 200 torr 30kV 0.3mA R= 10M Ω)**

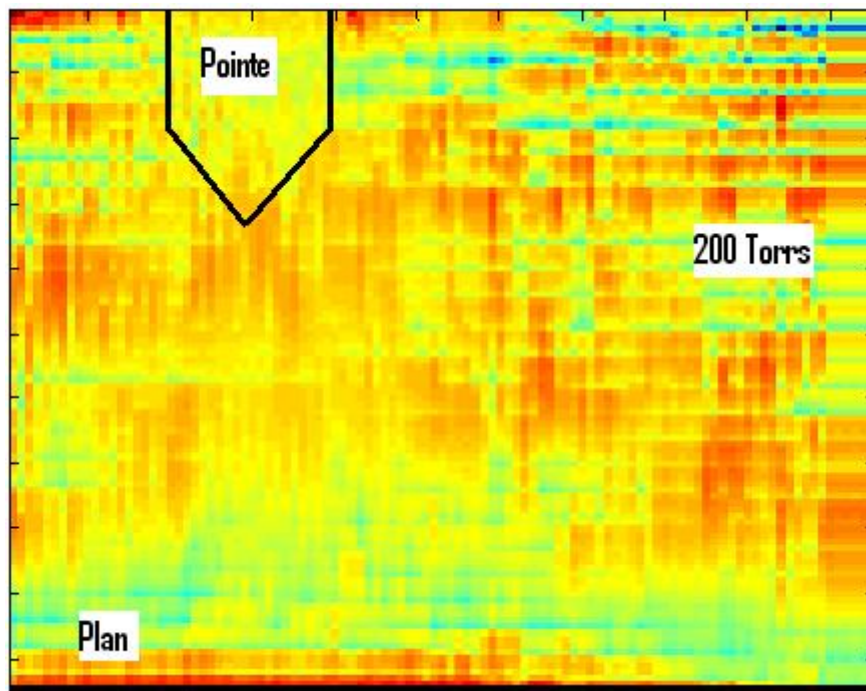
Les interférogrammes obtenus montrent des franges déformées dans le cône de la décharge entre la pointe et le plan. Le sens est donc la polarité de la déformation de ces franges est arbitraire, il dépend de la situation expérimentale et des résultats attendus [1,2] étant données les observations précédentes, 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.

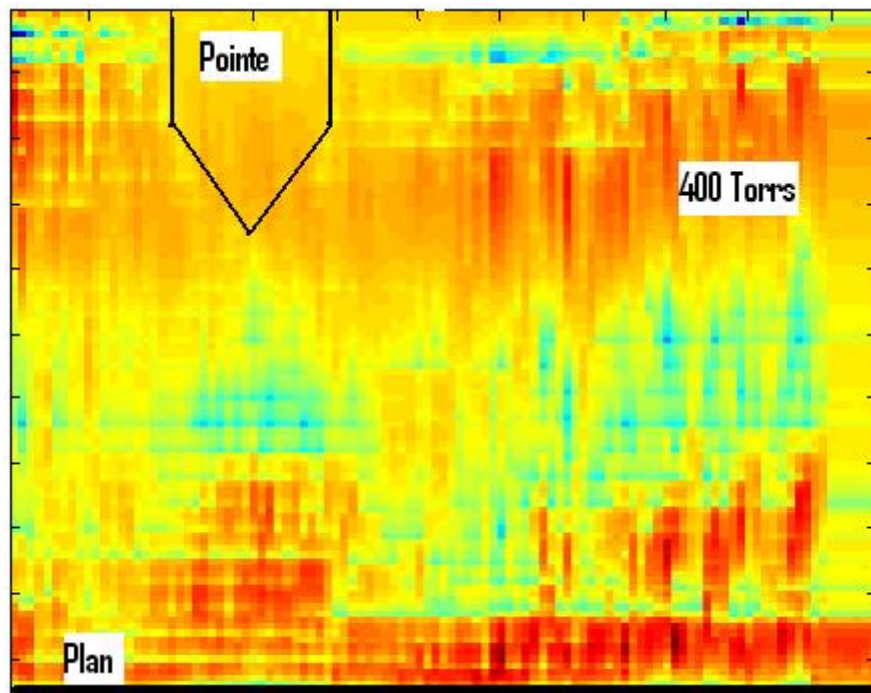
III.6.-Détermination de la densité des Neutres

Pour calculer la densité des neutres que ce soit dans la direction radiale ou la direction axiale, nous avons préféré afficher des images 2D à l'aide d'un logiciel conçu dans notre laboratoire qui représentent la distribution de la densité dans tout l'espace. Bien sûr cette cartographie a été déduite de la variation de l'indice de réfraction qui est le reflet de la variation du nombre de particules à l'intérieur du milieu considéré. A partir de la relation qui existe entre la densité des particules et l'indice de réfraction, nous pouvons connaître la densité des particules dans le plasma créé par la décharge.

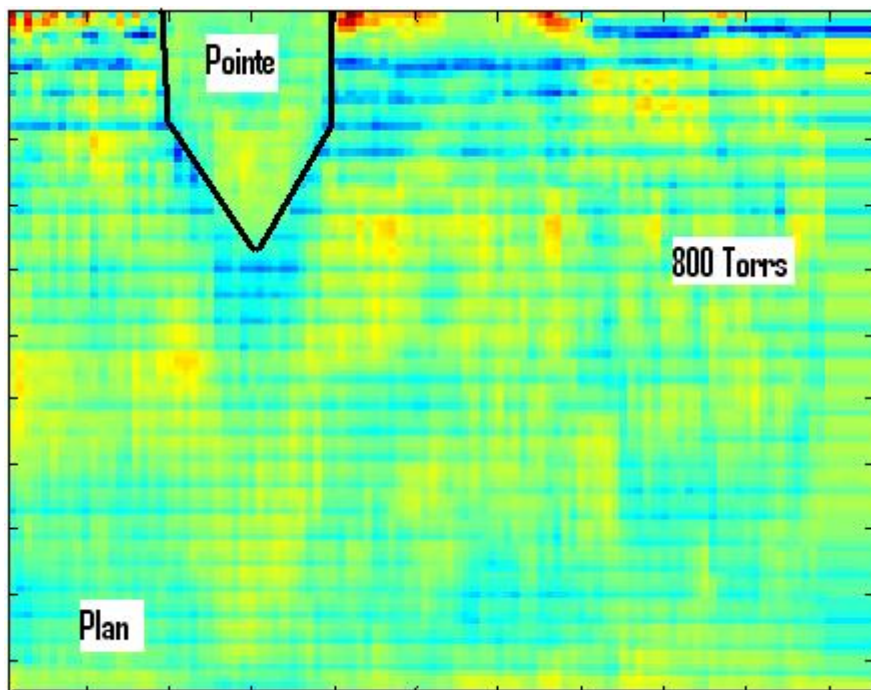
Les photos III.7, III.8 et III.9 représentent respectivement la cartographie de la densité du gaz d'azote pour 200, 400 et 800 orrs.



**Photo III.7. : Cartographie de densité de l'azote
(pression : 200 torr - 300K - 30kV - 0.7mA R= 10M Ω)**



**Photo III.8. : Cartographie de densité de l'azote
(pression : 400 torr - 300K - 30kV - 0.7mA R= 10M Ω)**



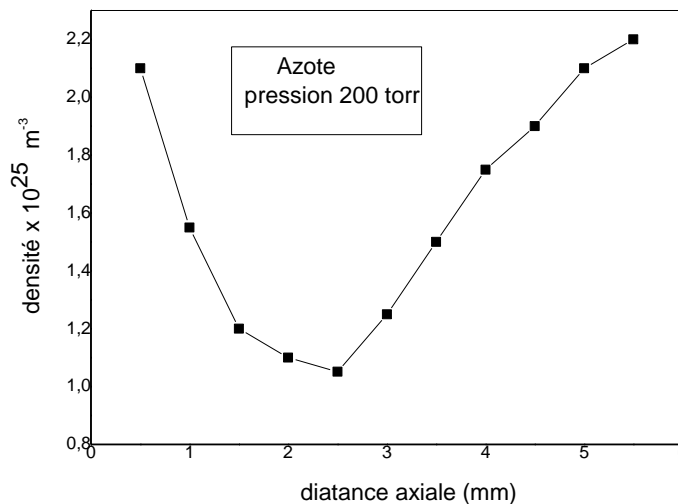
**Photo III.9. : Cartographie de densité de l'azote
(pression : 800 torr - 300K - 30kV - 0.7mA R= 10M Ω)**

III.6.1. Evolution axiale des neutres

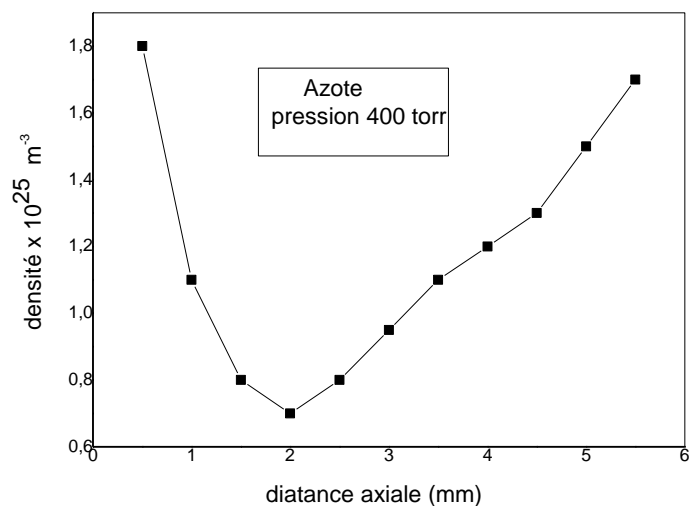
Les figures III.3., III.4. et III.5. représentent respectivement l'évolution axiale des neutres pour les pressions 200, 400 et 800Torr. Nous travaillons à une température ambiante ($T_0=300K$). Nous appelons :

- 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).

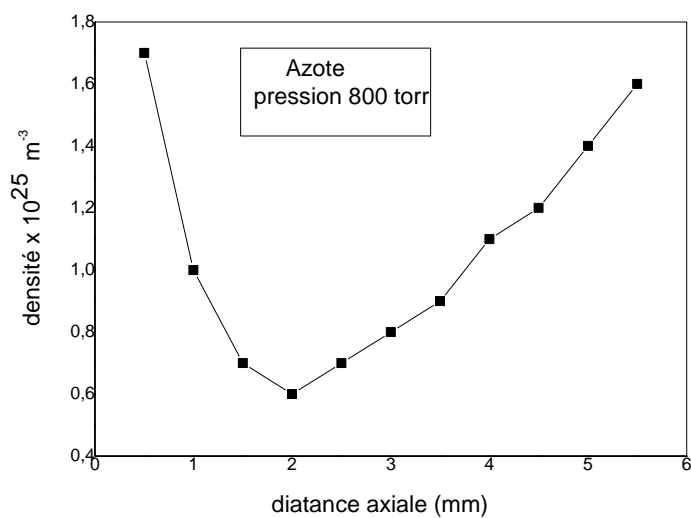
Nous remarquons sur l'ensemble des courbes que la dépopulation des neutres est minimale pour une distance égale au 2/3 de la pointe. Ce résultat est en bon accord avec ceux obtenus dans la littérature [2] [3].



**Figure III.3 : Évolution axiale de la densité des neutres pour 200 Torr
(pointe $z=0$; plan= 5.8 mm)**



**Figure III.4 : Évolution axiale de la densité des neutres pour 400 Torr
(pointe z =0 ; plan=5.8 mm)**



**Figure III.5 : Évolution axiale de la densité des neutres pour 800 Torr
(pointe z =0 ; plan=5.8 mm)**

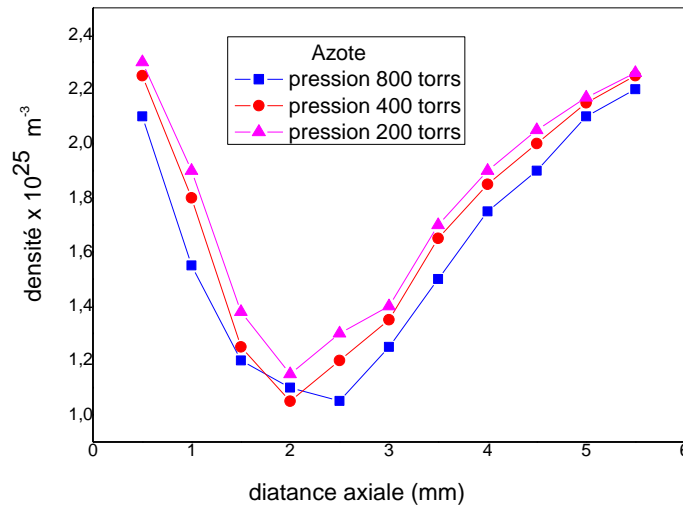


Figure III.6 : Évolution axiale de la densité des neutres pour trois pressions 200, 400 et 800 Torr (pointe z =0 ; plan=5.8 mm)

Sur la figure III.6. nous avons tracé ensemble l'évolution de la densité de N₂ pour les trois pressions. Nous remarquons sur ces courbes l'influence de la pression sur la dépopulation des neutres. En effet, plus la pression augmente plus les interactions entre les molécules sont importantes et tout ceci se répercute sur le mouvement des neutres.

III .6.2. Evolution 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 :

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

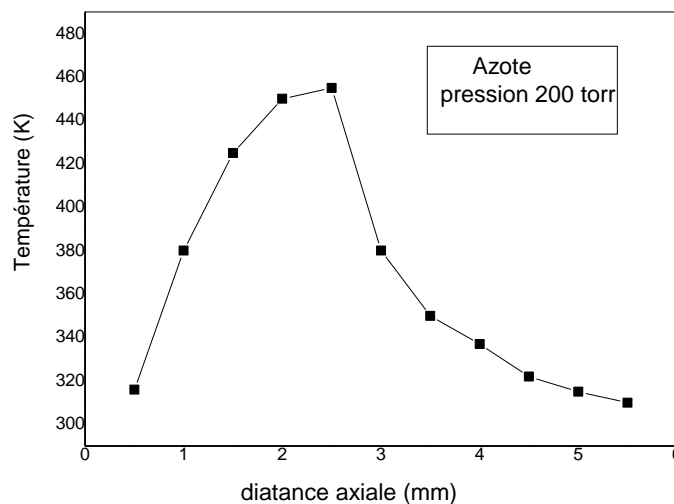
Où n_0 est l'indice de réfraction de l'air et n celui du milieu considéré.

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).

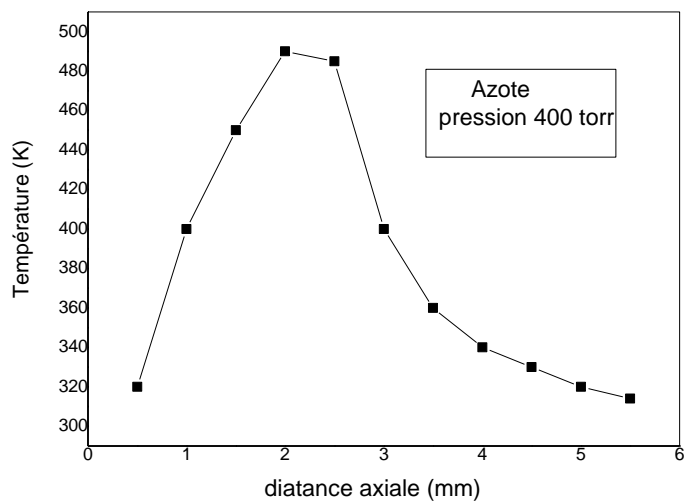
Au centre de la décharge, nous supposons que la variation d'indice est uniquement due à des phénomènes thermiques. Dans les décharges électriques dont le courant est de quelques milliampères et la vitesse du vent électrique de quelques dizaines de mètres par seconde on estime que la variation de pression 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 :

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

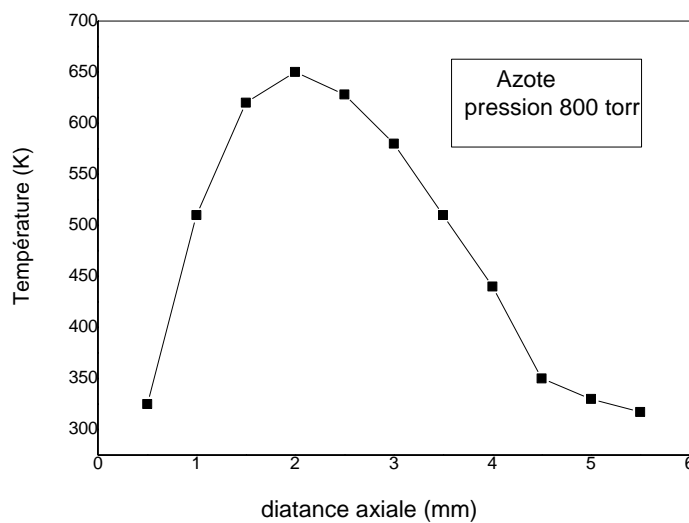
Connaissant la valeur de l'indice de réfraction en chaque point de la décharge, nous pourrons alors calculer la température du gaz neutre. Nous représentons sur les figures (III.7), (III.8.) et (III.8.) l'évolution axiale de la température.



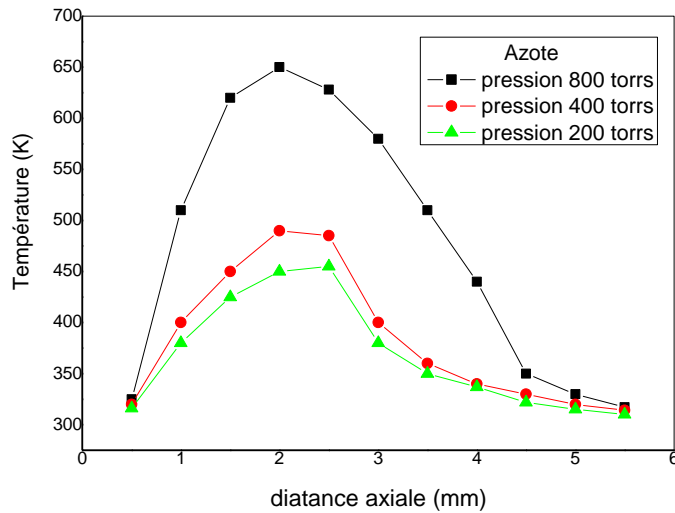
**Figure III.7 : Évolution axiale de la température des neutres pour 200 Torr
(pointe z =0 ; plan=5.8 mm)**



**Figure III.8 : Évolution axiale de la température des neutres pour 400 Torr
(pointe z =0 ; plan=5.8 mm)**



**Figure III.9 : Évolution axiale de la température des neutres pour 800 Torr
(pointe z =0 ; plan=5.8 mm)**

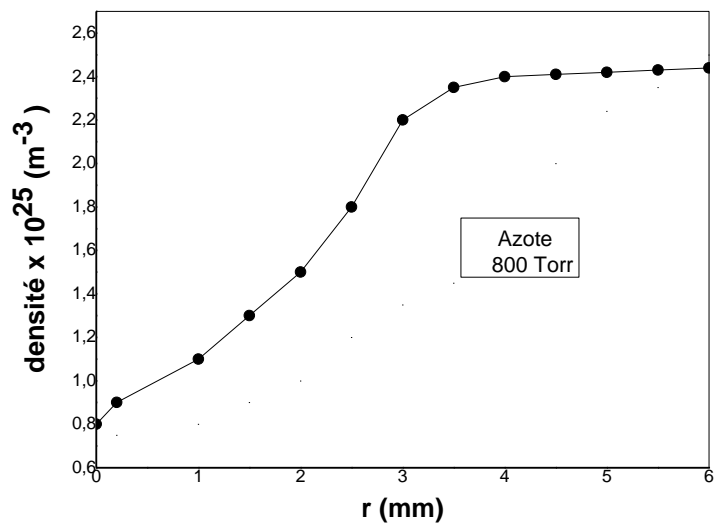


**Figure III.10 : Évolution axiale de la température des neutres pour 800 Torr
(pointe $z=0$; plan=5.8 mm)**

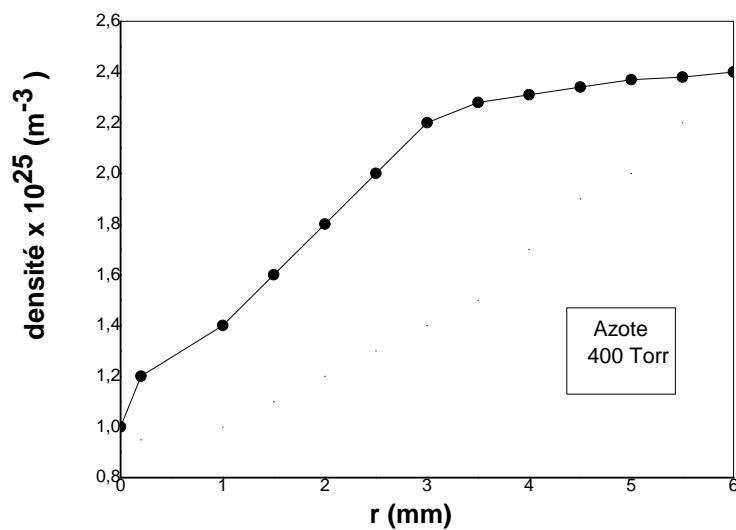
La figure III.10. représente l'évolution de la température d'azote pour trois pressions : 200, 400 et 800Torr. Nous observons sur ces graphes l'influence du chauffage du gaz dans l'espace interélectrodes. Comme pour la dépopulation nous remarquons ici que la température pour les trois pressions est maximale au 2/3 de la pointe.

III.6.3. Etude de l'évolution radiale de la densité

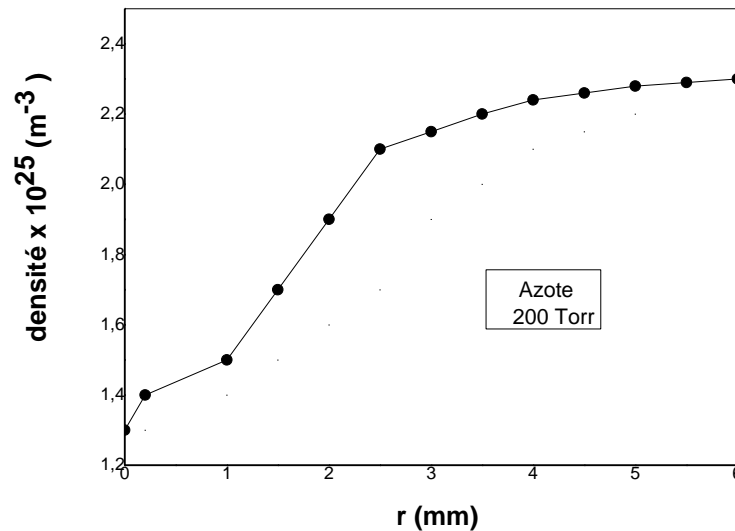
Pour terminer notre analyse, nous avons représenté sur les figures III.11., III.12. et III.13. l'évolution radiale des neutres pour les pressions 200, 400 et 800Torr. Nous observons clairement sur ces courbes le mouvement des neutres qui est d'autant plus important que la pression est grande.



**Figure III.11 : Évolution radiale de la densité des neutres pour 800 Torr
(pointe z = 0 ; plan = 5.8 mm)**



**Figure III.12 : Évolution radiale de la densité des neutres pour 400 Torr
(pointe z = 0 ; plan = 5.8 mm)**



**Figure III.13 : Évolution radiale de la densité des neutres pour 200 Torr
(pointe z =0 ; plan=5.8 mm)**

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, est due à une forte augmentation de température.

III.7. Conclusion

Le diagnostic interférométrique réalisé sur cette 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 en déduire que cette dépopulation est donc le siège de nombreux transferts thermiques entre les particules. Le fort courant qui circule dans le canal de décharge, et plus particulièrement dans le canal « canal électrique » est accompagné d'une forte augmentation de température du gaz. L'augmentation de température et la forte dépopulation modifient le milieu dans lequel la décharge évolue, augmentant ainsi les conditions d'inhomogénéités.

Références

[1] : (M.West,1979).

[2] : **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

[3]: **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

[4] : L.Mehr, J. Cristiansen et al(1991).

[5] : 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.

[6] : **Ostrovsky Yu.I., Butusov M.M., Ostrovskaya G.V.** " Interferometry by holography".
Edition D.L.Mac Adam. 1979

[7] : **F. Boudaoud** mémoire de magister, université de tlemcen, 2009