

Etude d'une décharge hélicon : confinement d'un plasma magnétisé

MESTRE Eloïse
KUTYLA Charlotte
Binome A7

04/2019

1 Introduction

L'objectif du TP est de mesurer les paramètres caractéristiques (densité électronique n_e et température électronique T_e) d'un plasma d'Argon dans un réacteur Hélicon, en fonction de la pression p_0 du gaz, de la puissance radiofréquence appliquée à l'antenne P_{rf} et de l'intensité B_0 du champ magnétique, grâce à une sonde de Langmuir qui peut translater horizontalement dans le réacteur.

2 Etude du flux de gaz

Dans ce TP nous allons faire varier la pression du gaz d'Argon contenu dans le réacteur Hélicon. Pour cela nous allons plus ou moins augmenter le débit du gaz envoyé dans le réacteur, la pression de ce dernier dans l'enceinte se lisant sur la jauge baratron. La mesure de la pression par cette jauge se fait via l'intermédiaire d'une membrane jouant également le rôle d'une des armatures d'un condensateur située à l'intérieur du réacteur. Celle-ci se déforme sous la pression faisant ainsi varier la capacité du condensateur, la mesure de cette variation permet de remonter à la valeur de la pression.

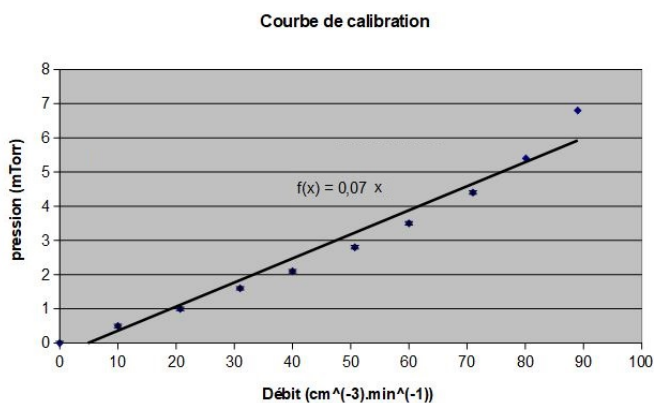


FIGURE 1 – Courbe de calibration

Pour suivre correctement la variation de pression p_0 du gaz, lire l'affichage de la jauge ne suffit pas car cette dernière présente une dérive : après un certain temps la valeur affichée change. Pour pouvoir contrôler la pression nous effectuons un étalonnage de la pression p_0 en fonction du débit de gaz envoyé dans le réacteur. Nous trouvons que $p_0 = 0,07D$ pour p_0 en mTorr et D en $\text{cm}^3.\text{min}^{-1}$.

3 Etude du plasma sans confinement magnétique

Dans un premier temps nous nous intéressons aux caractéristiques du plasma non magnétisé. Nous étudierons dans cette partie l'influence de la puissance de l'antenne P_{rf} et d'une augmentation de pression de gaz sur le plasma.

3.1 Observation qualitative

Pour une pression $p_0=5\text{mTorr}$, lorsque l'on passe d'une puissance $P_{rf}=100\text{W}$ à $P_{rf}=500\text{W}$ nous observons que le plasma devient plus lumineux tout en restant homogène.

3.2 Mesure de la caractéristique courant-tension $I_s = f(V_s)$ au centre du réacteur

$p_0=1\text{mTorr}$:

Pour une pression $p_0=1\text{mTorr}$, nous relevons la caractéristique courant-tension $I_s = f(V_s)$ au centre du réacteur pour différentes puissances P_{rf} .

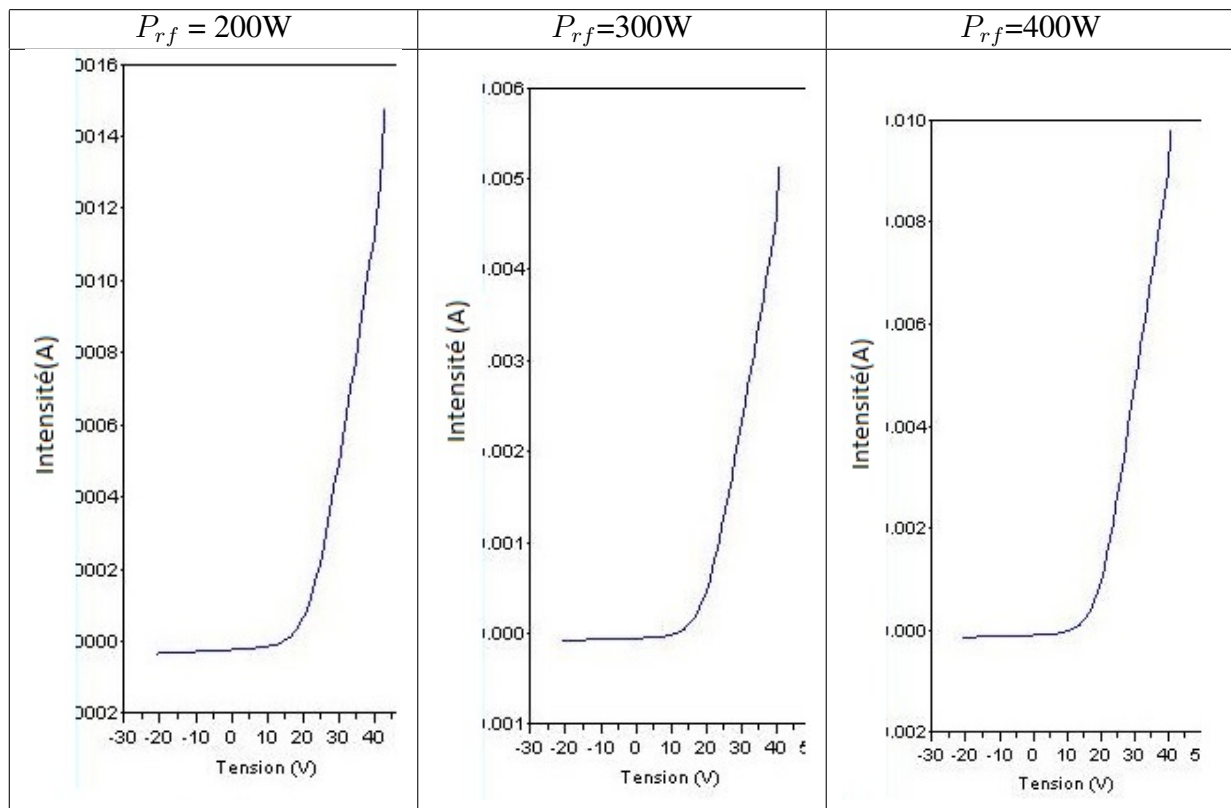


TABLE 1 – caractéristique courant-tension $I_s = f(V_s)$ pour $p_0=1\text{mTorr}$

Nous obtenons des résultats qui montrent que l'intensité de la caractéristique augmente lorsque la puissance de l'antenne augmente (quantité d'atomes ionisés plus grande car plus d'énergie pour les ioniser donc augmentation de la quantité d'électrons libres et donc augmentation du courant). Nous n'avons pas pu avoir de données pour $P_{rf}=100\text{W}$ car la sonde de Langmuir chauffait trop.

$p_0=5\text{mTorr}$:

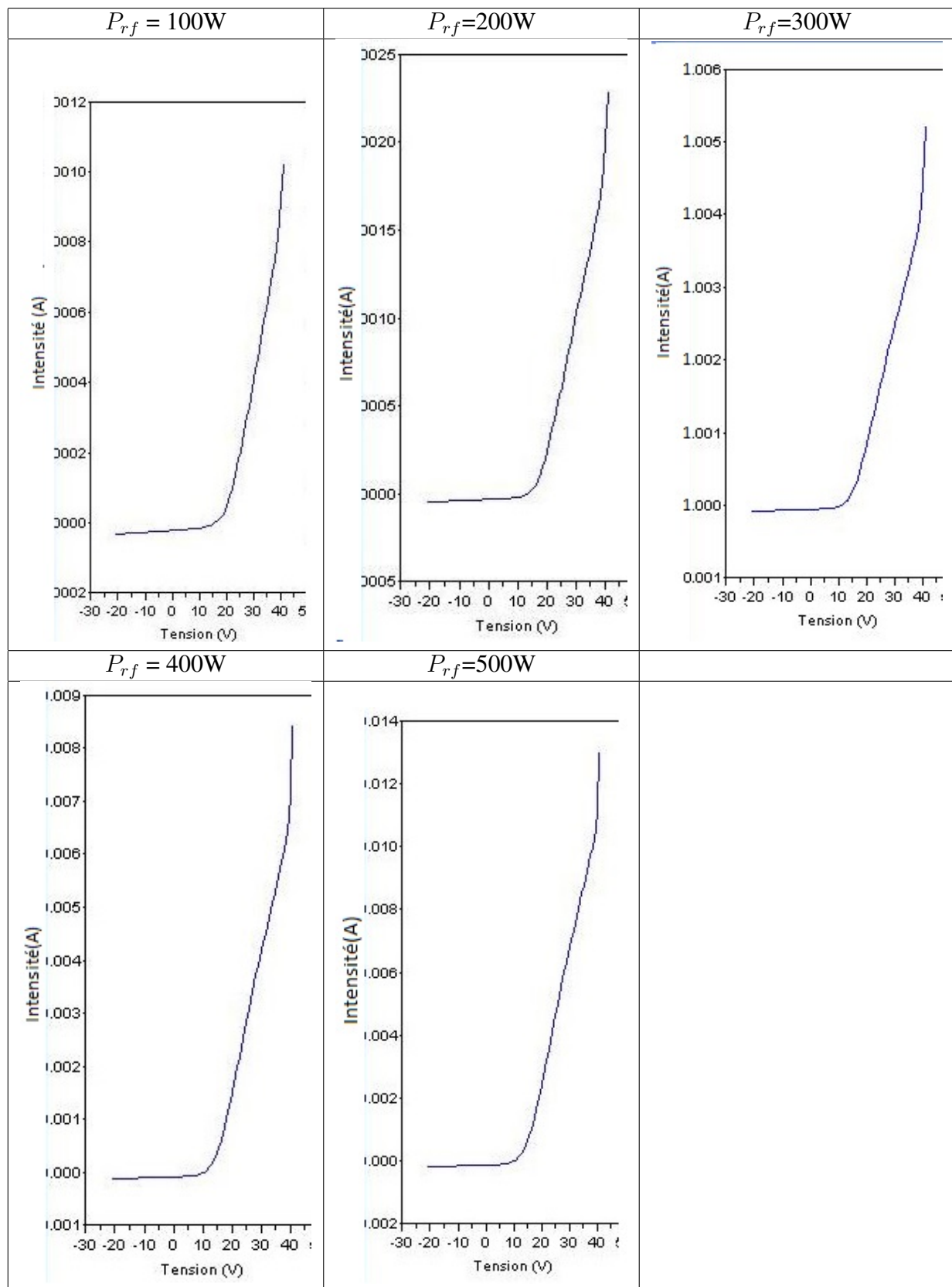


TABLE 2 – caractéristique courant-tension $I_s = f(V_s)$ pour $p_0=5mTorr$

De même, les résultats trouvés pour 5mTorr montrent également que l'intensité augmente lorsque la puissance envoyée au plasma augmente. Cependant, pour la même gamme de puissance,

les résultats ne nous permettent pas de conclure quoi que ce soit vis-à-vis d'une augmentation de pression car les caractéristiques sont similaires dans notre cas. Nous allons donc tracer pour ces deux valeurs de pressions, l'évolution de la température et de la densité électronique en fonction de la puissance P_{rf} afin de mieux comprendre son influence sur ces deux caractéristiques du plasma :

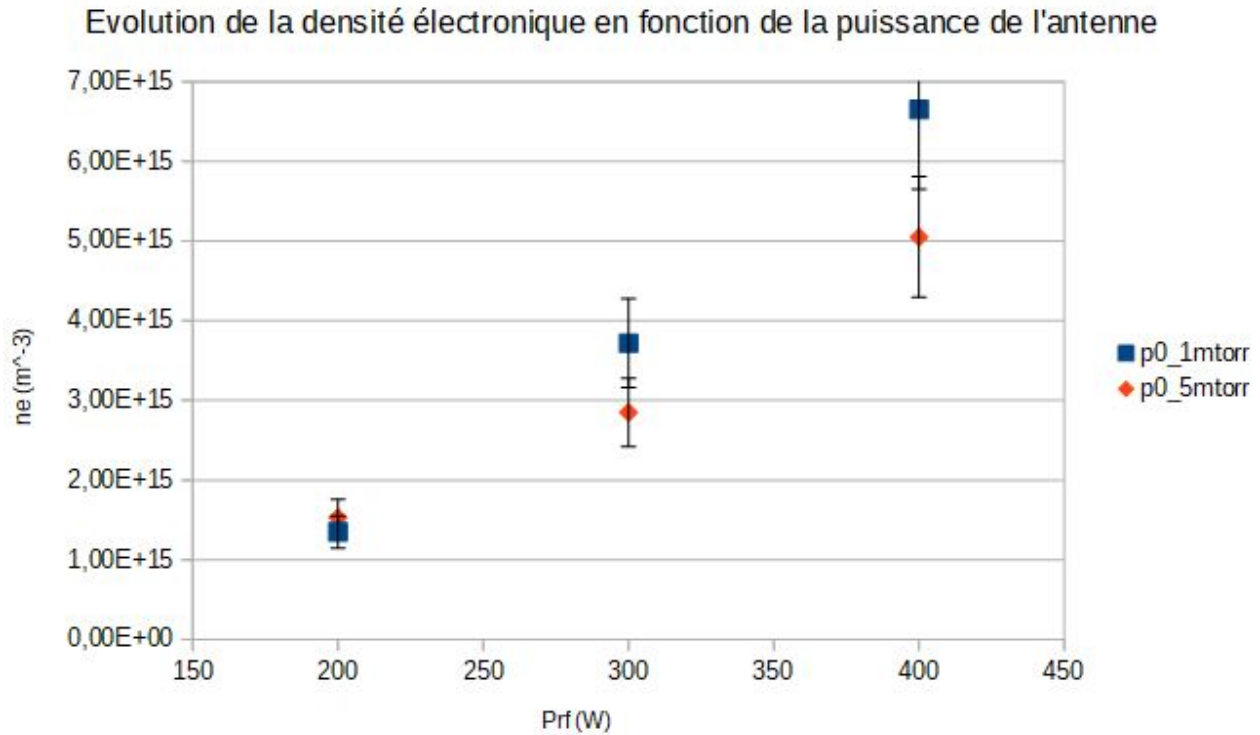


FIGURE 2 – $n_e=f(P_{rf})$

Nous retrouvons bien à travers ce graphique que l'intensité augmente avec la puissance de l'antenne car la densité électronique augmente avec celle-ci. De plus nous voyons que pour une pression plus basse, la densité électronique augmente plus rapidement avec la puissance de l'antenne.

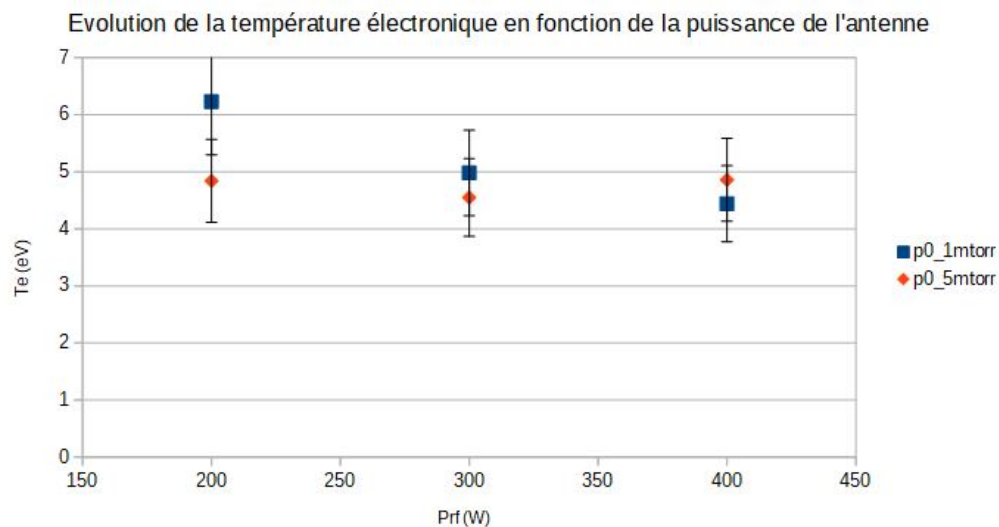


FIGURE 3 – $T_e=f(P_{rf})$

Ce graphique semble montrer que la température électronique est indépendante de la puissance de l'antenne et qu'une augmentation de pression n'a pas non plus d'influence sur sa valeur.

Lorsque nous injectons de la puissance dans le plasma, celle-ci se réfléchit plus ou moins sur ce dernier, la puissance envoyée par l'antenne est donc seulement la puissance absorbée. Pour certaines configurations du plasma, la puissance réfléchie augmente fortement lorsque nous augmentons la puissance d'entrée de l'antenne, or cette puissance réfléchie revient directement dans l'électronique et peut l'endommager, il ne faut donc pas que la puissance réfléchie dépasse un seuil de 15% de la puissance absorbée.

Pour une pression $p_0 = 1$ mTorr, nous ne pouvons atteindre une puissance absorbée de 500W sans endommager l'électronique, en effet pour cette pression la valeur de l'impédance du plasma est si haute que la majorité de la puissance d'entrée de l'antenne est réfléchie par ce dernier.

3.3 Influence de l'augmentation de la pression sur la répartition radiale du plasma

Dans cette partie, nous faisons varier la position de la sonde de Langmuir du centre du plasma jusqu'aux parois de l'enceinte et relevons grâce aux caractéristiques $I_s = f(V_s)$ les valeurs de la température et densité électronique pour une puissance absorbée $P_{rf} = 300$ W et une pression $p_0 = 1$ mTorr et $p_0 = 5$ mTorr.

Nous obtenons :

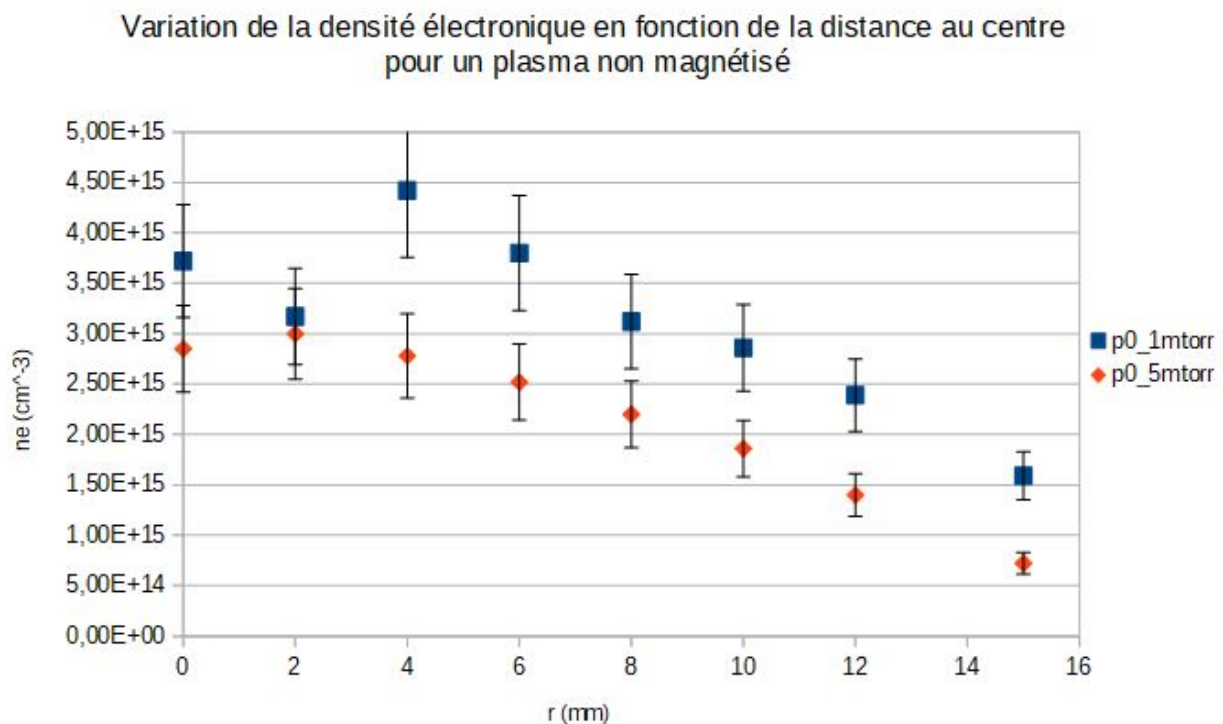


FIGURE 4 – $n_e = f(r)$ pour $B=0$

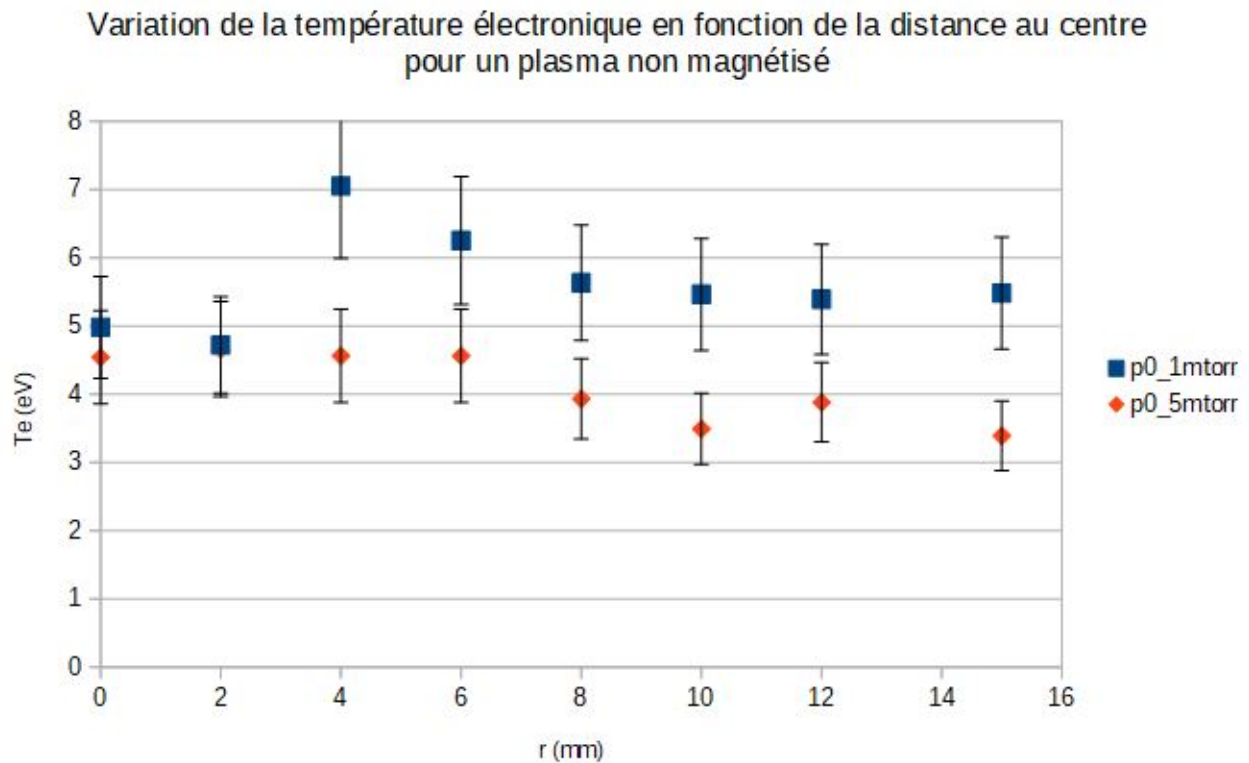


FIGURE 5 – $T_e=f(r)$ pour $B=0$

Nous voyons sur ces courbes qu'en prenant en compte les incertitudes des grandeurs mesurées (15 % de la mesure pour la densité et la température) la température électronique reste quasiment constante sur toute la répartition du plasma (avec une légère baisse au niveau des parois) et que celle-ci est plus grande pour une pression plus faible.

Cela peut s'expliquer par le fait que la température électronique témoigne de la vitesse des électrons libres, or lorsque la pression augmente, la densité d'atome d'argon augmente et la distance les séparant diminue. La vitesse des électrons dépend de cette distance, une diminution de celle-ci entraîne une diminution de leurs vitesses (l'électron est accéléré sur la distance le séparant de l'argon ionisé, une plus courte distance entre les atomes et donc entre les ions diminue la distance d'accélération de l'électrons et donc au final sa vitesse).

Nous voyons également sur la figure 2 que la densité électronique est plus faible à pression plus grande. Cela s'explique par le même processus que la température : la distance séparant les atomes et ions étant plus petite les électrons sont moins accélérés et donc possèdent moins d'énergie. Cependant lors de leur collisions avec un atome neutre, c'est cette énergie qui va jouer sur la nature de l'interaction : soit l'énergie de l'électron est "faible" et sa collision avec l'atome neutre ne lui permet pas d'ioniser ce dernier, soit l'énergie de l'électron est assez grande pour libérer un deuxième électron lors de la collision, augmentant ainsi la densité électronique.

La figure 2 montre également que la densité électronique diminue près de la parois du réacteur. Ceci s'explique par le phénomène de recombinaison : les électrons libres se recombinent avec les atomes de la parois diminuant ainsi leur densité.

4 Etude du plasma avec confinement magnétique

Dans cette partie, nous appliquons un champ magnétique au centre du plasma et nous étudions son influence sur les caractéristiques de ce dernier.

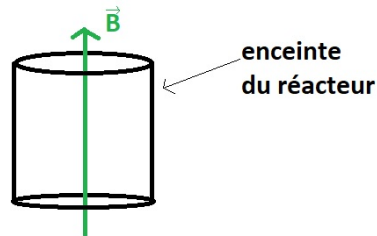


FIGURE 6 – Schéma explicatif

4.1 Observations qualitatives

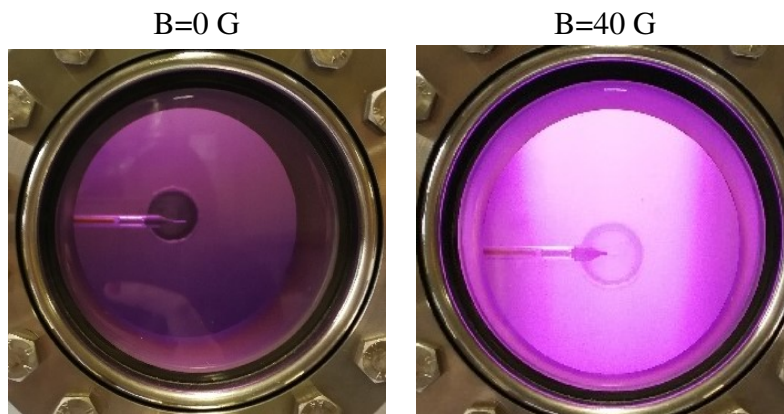


TABLE 3 – Observation du plasma non magnétisé et magnétisé

Nous avons observé que l'application d'un champ magnétique central rendait le plasma inhomogène : celui-ci devenant beaucoup plus lumineux sur une colonne centrale du plasma. De plus, plus le champ magnétique était intense, plus cette colonne était lumineuse.

4.2 Etude de l'influence du champ magnétique centrale sur la répartition spatiale du plasma

Dans cette partie nous fixons la pression $p_0 = 1$ mTorr et la puissance de l'antenne $P_{rf} = 300$ W et nous relevons les valeurs de la température et densité électronique en fonction de la position de la sonde dans le plasma pour deux valeurs de champ magnétique : $B = 20$ G et $B = 40$ G. Nous obtenons :

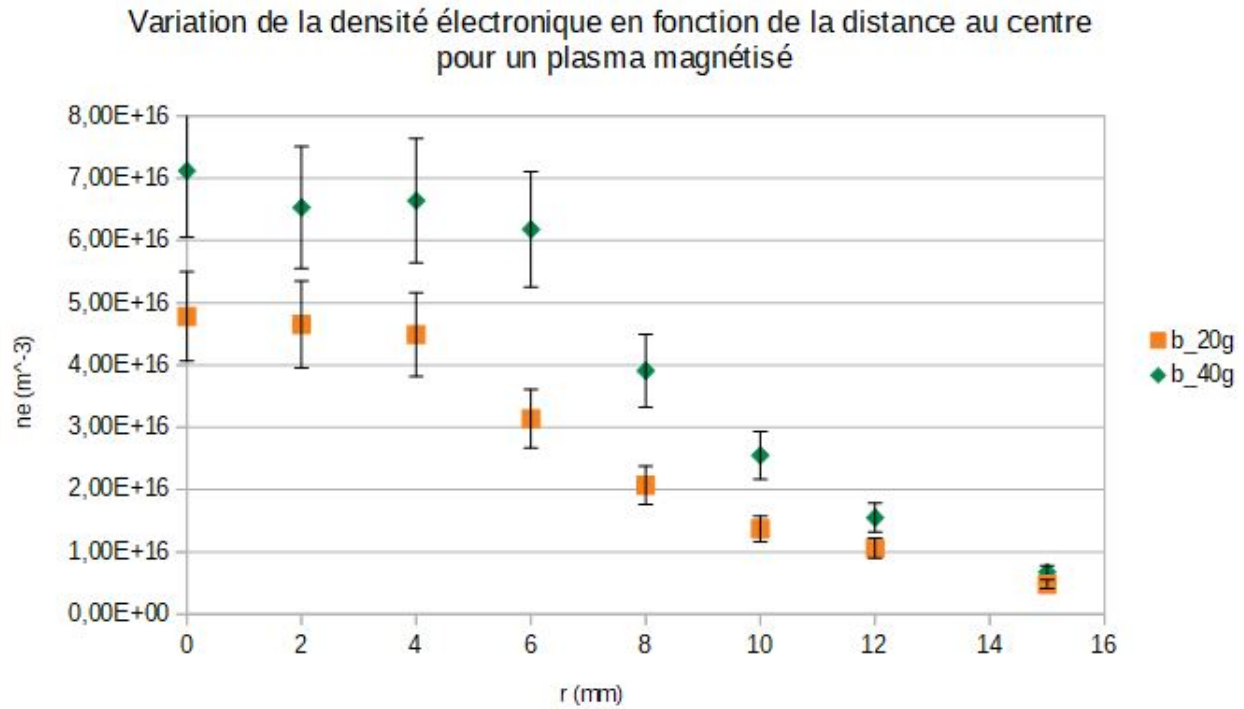


FIGURE 7 – $n_e=f(r)$ pour un plasma magnétisé et $p_0=1$ mTorr

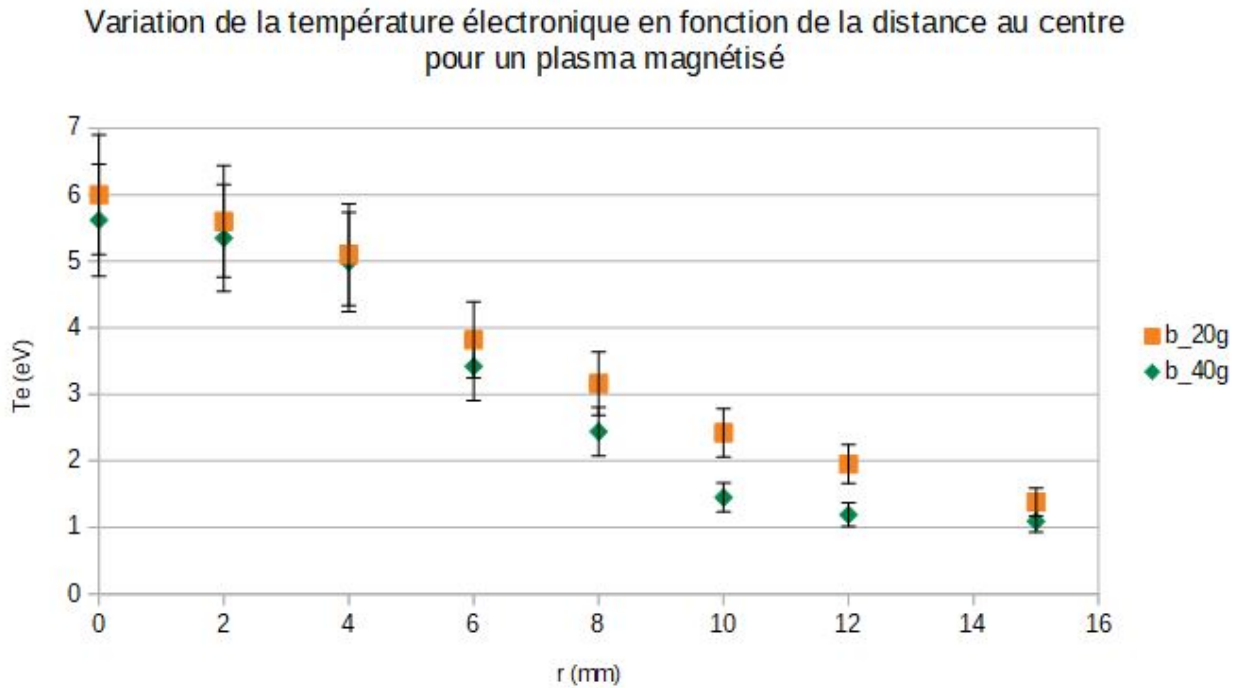


FIGURE 8 – $T_e=f(r)$ pour un plasma magnétisé et $p_0=1$ mTorr

Nous pouvons voir sur la figure 6 qu'une augmentation du champ magnétique entraîne une petite diminution de la température électronique, compte tenu des incertitudes, il est compliqué d'expliquer ce phénomène. Néanmoins nous pouvons voir clairement que la distribution de cette dernière diffère de la précédente où le plasma n'était pas magnétisé. Il semble que la température électronique soit plus forte au centre que sur les parois de l'enceinte du réacteur. Ce résultat

est difficile à expliquer car deux phénomènes sont en compétition : le champ magnétique confine les électrons au centre du plasma, la densité d'électron au centre augmente donc et les répulsions coulombiennes entre électrons devraient augmenter l'agitation de ces derniers et donc augmenter la température électronique. Cependant le champ magnétique a pour propriété de faire tourner les électrons autour de ses lignes de champ sans les accélérer radialement, cela tend à ordonner le mouvement des électrons et donc à diminuer la température.

La figure 5 témoigne bien du fait que le champ magnétique confine les électrons près de lui (au centre du plasma) et que plus le champ est intense, plus il confinerait d'électrons (densité électronique augmente au centre lorsque B augmente).

4.3 Influence de la pression sur le confinement magnétique

Nous fixons ici la puissance absorbée $P_{rf}=300W$ et le champ magnétique $B=40G$ et nous relevons les valeurs de la température et densité électronique en fonction de la position de la sonde dans le plasma pour deux valeurs de pression : $p_0= 1 \text{ mTorr}$ et $p_0= 5 \text{ mTorr}$.

Nous obtenons :

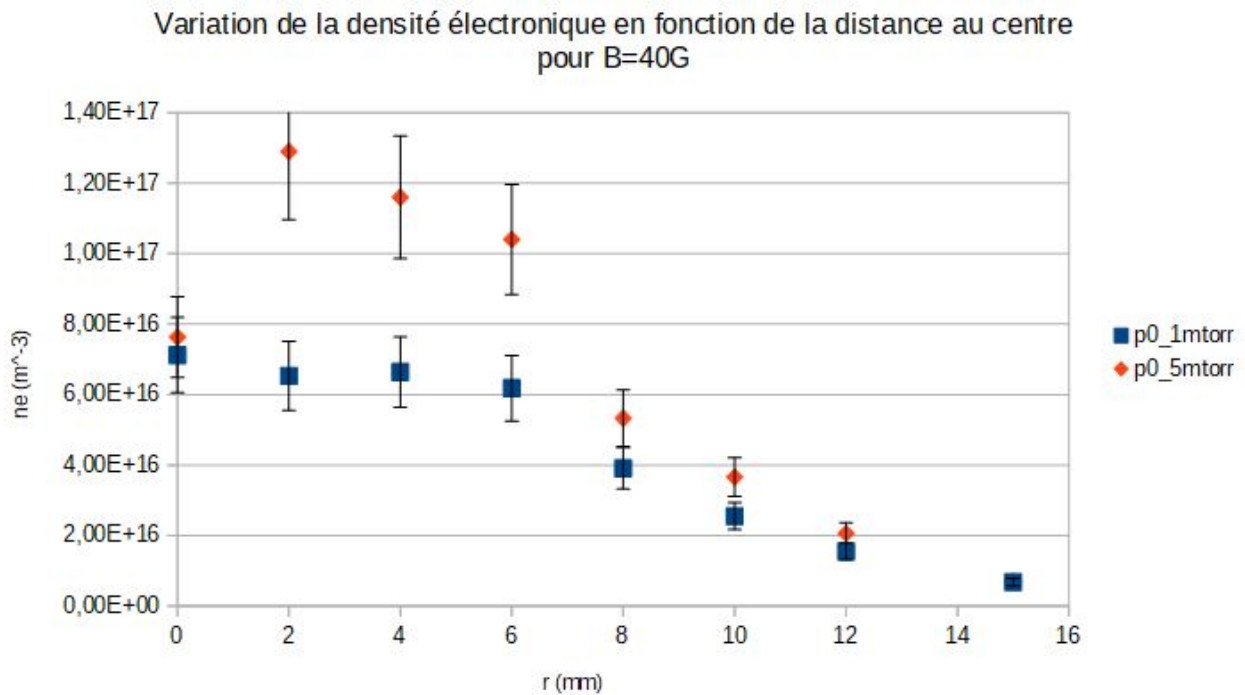


FIGURE 9 – $n_e=f(r)$ pour B=40G

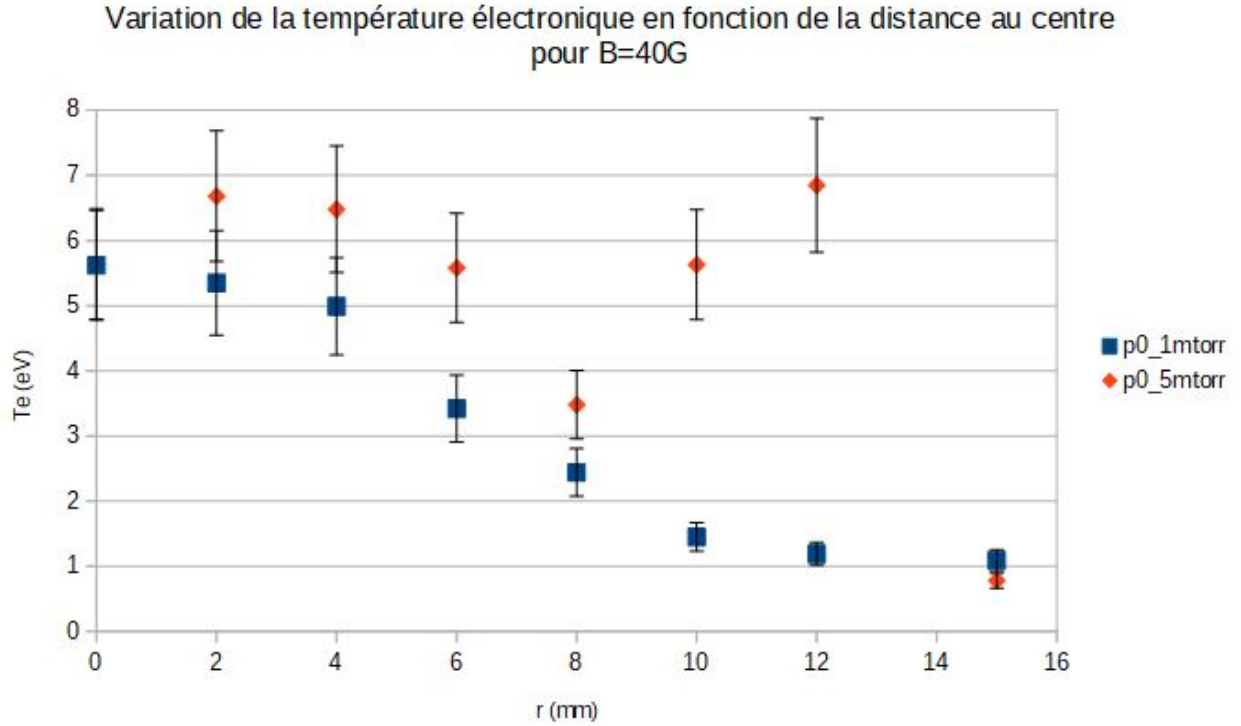


FIGURE 10 – $T_e=f(r)$ pour B=40G

Il est à noter que les mesures étant très compliquées à faire au centre du plasma pour B=40G car très énergétique à cet endroit, nous devons utiliser une autre méthode de détermination de T_e et ne en fonction des caractéristiques $I_s = f(V_s)$ qui peut malheureusement donner des résultats aberrants.

Ainsi une augmentation de pression dans le plasma magnétisé semble augmenter la température électronique et la densité électronique. Cela peut s'expliquer par le fait qu'une augmentation de pression augmente le nombre d'atomes ionisables et donc le nombre d'électrons libres. Cette augmentation de densité est plus forte au centre du plasma car la probabilité de collision ionisante augmente lorsque le nombre d'électrons augmente.

5 Comparaison à la théorie

Dans cette section, nous allons travailler avec trois triplets de données, que nous avons étudiés expérimentalement. Les triplets sont les suivants : ($B_0 = 0G$, $T_e = 4eV$, $p_0 = 1, 5 \text{ mTorr}$), ($B_0 = 40G$, $T_e = 7eV$, $p_0 = 1, 5 \text{ mTorr}$) et ($B_0 = 40G$, $T_e = 4eV$, $p_0 = 5mTorr$). L'objectif de cette étude est de trouver quel modèle caractérise le mieux chaque triplets.

5.1 Etude théorique du plasma

Calcul de la densité des atomes neutres

Pour chaque triplets nous avons calculé la densité d'atomes neutres notée n_0 en se servant de la loi des gaz parfait qui nous dit que : $n_0 = \frac{p_0}{k_B T_0}$ où p_0 correspond à la pression dans le réacteur, k_B est la constante de Boltzmann et T_0 est la température ambiante soit $T_0 = 300K$. Nous pouvons également étudier le rapport $\frac{n_e}{n_e + n_0 + n_i}$ en $r=0$, où n_e et n_i sont respectivement les densités des électrons et des ions.

Nous trouvons pour les trois triplets les valeurs suivantes :

$B_0(G)$	$T_0(eV)$	$p_0(mTorr)$	$n_0(m^{-3})$	$\frac{n_e}{n_e+n_0+n_i}$
0	4	1,5	4,83E+19	7,70E-05
40	7	1,5	4,83E+19	1,47E-03
40	4	5	1,61E+20	8,68E-04

Nous remarquons comme précédemment qu'une augmentation de pression augmente la densité d'atomes neutres, comme il a été expliqué dans les paragraphes précédents. De plus, nous pouvons voir que le rapport étudié est proche de zéro, ce qui veut dire que la densité d'électrons est très faible devant la somme de toutes les densités au centre du réacteur, ce qui est normal puisque le plasma est très peu ionisé, la densité des atomes neutres l'emporte donc devant les autres.

Détermination des vitesses thermiques, et des fréquences cyclotroniques et de collision

Nous pouvons à l'aide de l'étape précédente déterminer les vitesses thermiques des électrons, notée v_{Te} et des ions, notée v_{Ti} , les fréquences de collision des électrons, notée ν_e , et des ions, notée ν_i , ainsi que les fréquences cyclotronique ω_{ce} et ω_{ci} à l'aide des relations suivantes :

$$v_{Tj} = \sqrt{\frac{2k_B T_j}{m_j}} \quad (1)$$

$$\nu_j = \sigma_{0j} n_0 v_{Tj} \quad (2)$$

$$\omega_{cj} = \frac{q_j B_0}{m_j} \quad (3)$$

Où l'indice j correspond à l'espèce étudiée, électrons ou ions, et q_j et m_j sont la charge et la masse de l'espèce j, σ_{0j} la section efficace de collision entre j. Nous avons obtenu les résultats suivants pour chaque triplets :

$B_0(G)$	$T_0(eV)$	$p_0(mTorr)$	$v_{Te}(ms^{-1})$	$v_{Ti}(ms^{-1})$	$\nu_e(s^{-1})$	$\nu_i(s^{-1})$	$\omega_{ce}(rad.s^{-1})$	ω_{ci}
0	4	1,5	1,19E+06	3,54E+02	5,73E+06	1,71E+04	0	0
40	7	1,5	1,57E+06	3,54E+02	7,58E+06	1,71E+04	7,03E+08	9,70E+03
40	4	5	1,19E+06	3,54E+02	1,91E+07	5,70E+04	7,03E+08	9,70E+03

Nous pouvons remarquer dans ce tableau que $\omega_c \ll \omega_{ce}$, ce qui signifie que les collisions dominantes se font plus entre les atomes neutres et les électrons qu'entre les atomes neutres et les ions. De plus, ces résultats sont cohérents puisque nous retrouvons bien que les électrons ont une vitesse très grande devant celle des ions.

Nous pouvons ensuite calculer la fréquence plasma notée ω_{pe} grâce à la relation suivante : $\omega_{pe} = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{e^2 n_e}{\epsilon_0 m_e}}$.

Nous trouvons alors les valeurs suivantes pour chaque triplets :

$B_0 (G)$	$T_0 (eV)$	$p_0 (mTorr)$	$n_e (m^{-3})$	$\omega_{pe} (rad.s^{-1})$	$\frac{\nu_e}{\omega_{ce}}$	$\frac{\nu_i}{\omega_{ci}}$	$\frac{\omega_{pe}}{\omega_{ce}}$	$\frac{\omega_{pi}}{\omega_{ci}}$
0	4	1,5	3,72E+15	5,47E+08	/	/	/	/
40	7	1,5	7,12E+16	2,39E+09	1,08E-02	1,76E+00	3,40E+00	9,17E+02
40	4	5	1,40E+17	3,36E+09	2,72E-02	5,88E+00	4,77E+00	1,29E+03

Pour continuer la caractérisation des paramètres du plasma, nous avons déterminé les coefficients de diffusion ambipolaire des électrons et des ions en passant par le calcul des mobilités. Nous avons pu aboutir aux résultats grâce aux relations suivantes :

$$\mu_{//j} = \frac{q_j}{m_j \nu_j} \quad (4)$$

$\mu_{//j}$ est la mobilité de porteurs j dans la direction parallèle au champ magnétique.

$$\mu_{\perp j} = \frac{\mu_{//j}}{1 + (\omega_{cj} \tau_j)^2} \quad (5)$$

$\mu_{\perp j}$ est la mobilité de porteurs j dans la direction perpendiculaire au champ magnétique.

$$D_{//j} = \frac{k_B T_j}{m_j \nu_j} \quad (6)$$

$D_{//j}$ est le coefficient de diffusion de l'espèce j dans la direction parallèle au champ magnétique.

$$D_{\perp j} = \frac{D_{//j}}{1 + (\omega_{cj} \tau_j)^2} \quad (7)$$

$D_{\perp j}$ est le coefficient de diffusion de l'espèce j dans la direction perpendiculaire au champ magnétique. Nous obtenons les coefficients pour chaque triplets dans le même ordre que précédemment :

μ_{parae} (cm ² /(V.s))	μ_{parai} (cm ² /(V.s))	$\mu_{ortho e}$ (cm ² /(V.s))	$\mu_{ortho i}$ (cm ² /(V.s))	$D_{para e}$ (m ² s ⁻¹)	$D_{para i}$ (m ² s ⁻¹)	$D_{ortho e}$ (m ² s ⁻¹)	$D_{ortho i}$ (m ² s ⁻¹)	$D_{para a}$ (m ² s ⁻¹)	$D_{ortho a}$ (m ² s ⁻¹)
3,07E+04	1,42E+02	3,07E+04	1,42E+02	1,23E+05	3,67E+00	1,23E+05	3,67E+00	5,68E+02	5,68E+02
2,32E+04	1,42E+02	2,69E+00	1,07E+02	1,62E+05	3,67E+00	1,89E+01	2,78E+00	9,90E+02	2,87E+00
9,21E+03	4,25E+01	6,78E+00	4,13E+01	3,68E+04	1,10E+00	2,71E+01	1,07E+00	1,70E+02	1,19E+00

FIGURE 11 – Tableau récapitulatif des paramètres caractéristiques du plasma

Pour le premier triplet, les coefficients de diffusion ambipolaire pour les électrons et pour les ions sont les mêmes, car il n'y a pas de champ magnétique.

De plus, nous avons vérifié grâce à ces calculs que nous obtenons bien un résultat cohérent avec la théorie puisque nous retrouvons bien : $\mu_{\perp e} \ll \mu_{//e}$ et $D_{\perp e} \ll D_{//e}$, ce qui est logique puisque chez les électrons nous avons bien $\omega_{ce} \tau_e \gg 1$. Pour les ions, nous ne pouvons pas faire le même bilan, nous obtenons $\mu_{\perp i} \approx \mu_{//i}$ et $D_{\perp i} \approx D_{//i}$, ce qui montre que $\omega_{ci} \tau_i \approx 1$.

Théoriquement, $D_{//a}$, coefficient de diffusion ambipolaire dans la direction parallèle au champ magnétique, est le même qu'il y ait un champ magnétique ou non, ainsi, en faisant une moyenne, nous obtenons : $D_{//a} = 580 \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$.

5.2 Comparaison aux modèles théoriques

Nous allons maintenant vérifier quel modèle est le plus adapté à la situation où le champ vaut 0G et la pression 1.5mTorr. Nous cherchons des solutions de $n(r,z)$ sous la forme $n(r,z) = Z(z)R(r)$, où $Z(z)$ et $R(z)$ dépend du modèle étudié :

— Modèle 1 : Nous avons théoriquement $Z(z) = \sin(\pi z/L)$, et $R(r) = J_0(\alpha r/R_1)$ où $R_1 = 6.5\text{cm}$ et $L = 56\text{cm}$.

Nous obtenons donc $n(r,z) = J_0(0) \sin(\pi z/L)$.

— Modèle 2 : Nous avons théoriquement $Z(z) = \sin(\pi z/L)$ et $R(r) = J_0(\beta r)$ si $r < R_1$, ce qui est le cas ici. Où β dépend de rapport de fonction de Bessel.

Expérimentalement, le logiciel nous donne les courbes associées aux modèles précédents suivantes :

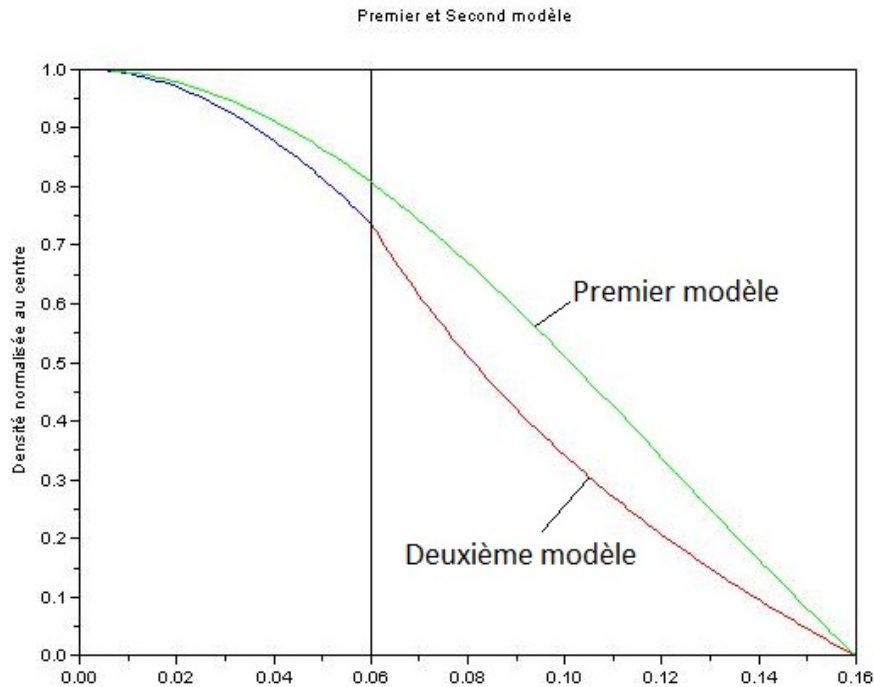


FIGURE 12 – Comparaison des modèles 1 et 2 pour un champ de 0G et une pression de 1.5mTorr

Nous pouvons voir la différence graphique entre le premier et le deuxième modèle, en effet, le premier modèle est une fonction de Bessel simple, alors que le second est plus complexe et est sûrement une combinaison de fonction de Bessel. Pour un champ nul, nous devons obtenir une fonction de Bessel très simple qui correspond au modèle 1.

6 Conclusion

Lors de cette journée de travaux pratiques, nous avons étudié les paramètres caractéristiques d'un plasma, comme sa densité électronique, sa température électronique, sa densité d'atomes neutres, sa pulsation cyclotronique,... Nous avons étudié l'influence d'un champ magnétique sur ce dernier, en effet nous avons vu qu'il influençait le transport des particules, puisque visuellement, nous observons une colonne plus lumineuse sur la zone qui correspond au champ. En étudiant le plasma avec et sans champ, nous avons pu également déterminer les coefficients de diffusion associés à chaque triplets.

Ainsi, en travaillant sur les profils radiaux de densités électroniques, et avec des informations théoriques, comme des équations de transport dans le plasma, nous avons décrit la qualité du confinement magnétique.