

Chapitre IV

**LASER X EN
REGIME GUIDE**

INTRODUCTION

Nous avons montré dans le chapitre précédent que la formation du milieu amplificateur est directement liée à la propagation du laser à travers le milieu gazeux. Dans les conditions de focalisation utilisées, il est apparu impossible de créer des plasmas de xénon et de krypton IX plus longs que quelques millimètres. Nous nous sommes donc naturellement intéressé aux différentes techniques permettant d'allonger et d'élargir, dans la dimension transverse, le milieu amplificateur. Le guidage nous est apparu comme la solution la plus appropriée pour aller vers l'amélioration de ces sources de laser X par OFI. En effet, les dernières années ont vu la démonstration de différents types de guides d'onde permettant de guider des intensités lasers semblables à celles utilisées pendant nos expériences. Ces démonstrations n'avaient pas comme but la réalisation d'une source laser X mais incluaient d'autres domaines où le guidage apparaît comme une solution prometteuse : l'accélération de particules, la génération d'harmoniques d'ordre élevé et les lasers X OFI par recombinaison.

L'application de guides d'onde au laser X n'avait pas été clairement démontrée jusqu'à présent. Le laser X par OFI suivant le schéma de recombinaison à 13,5 nm (dans le Li^{2+}) a été réalisé dans des tubes de LiF [4.0.1]. Cette expérience a permis d'observer la raie du laser X sans pour autant clairement démontrer le rôle essentiel du guidage dans ce résultat. En effet le tube est essentiellement utilisé pour générer un plasma de paroi créé par laser. D'autres expériences en pompage collisionnel en géométrie longitudinale ont également été réalisées à Berlin [4.0.2]. Elles ont essentiellement consisté en l'étude de l'amplification de la raie 3p - 3s du soufre néonoïde en régime transitoire. Le plasma est créé dans le bon état de charge à l'aide d'une décharge électrique dans un cylindre en soufre. Par la suite le laser de pompe délivré par un laser Nd : Verre de 1 ps de durée d'impulsion vient créer la colonne de plasma au cours de sa propagation. Les résultats obtenus ne sont pas très convaincants puisqu'une faible amplification a été observée. De plus, les qualités de guidage du plasma préformé se sont avérées bien insuffisantes pour permettre l'allongement du milieu amplificateur.

Nous montrons, dans ce chapitre, qu'il est possible en utilisant deux techniques de guidage d'améliorer sensiblement l'émission du laser X par OFI à 41,8 nm. La première utilise un canal de plasma, créé par décharge. La deuxième repose sur le guidage par réflexions sur la paroi interne d'un tube capillaire diélectrique. Les résultats expérimentaux et numériques sont présentés et discutés simultanément. Nous consacrons la première partie de ce chapitre à la présentation de quelques bases théoriques de ces deux techniques et au contexte de nos expériences. Nous commençons par citer brièvement les techniques de guidage que nous pouvons classer en trois groupes.

4.1. TECHNIQUES DE GUIDAGE ET ETAT DE L'ART

4.1.1. Les techniques de guidage

4.1.1.1. Canal plasma

Le principe de ce mode de guidage est de créer un plasma ayant un profil de densité adéquate pour compenser la réfraction du laser principale au cours de sa propagation. Le laser interagit avec un plasma préformé possédant moins d'électrons sur l'axe que sur les bords (d'où le nom : canal plasma). Le gradient d'indice de réfraction résultant de ce profil électronique entraîne une refocalisation du faisceau (paragraphe 2.4.2). Le gradient d'indice compense la diffraction et le rayon du faisceau reste constant. Cette technique est particulièrement attractive car elle peut fonctionner sur une large gamme d'intensités. D'autre part, le guidage est assuré par le milieu, ce qui augmente la durée d'utilisation. Le canal plasma peut être créé par plusieurs méthodes : une préimpulsion qui précède l'impulsion à guider et qui induit une onde de choc [4.1.1 - 4.1.3], une décharge électrique dans un tubes rempli de gaz, une ablation des parois internes d'un tube capillaire vide [4.1.4 - 4.1.6], par « Z pinch » [4.1.7, 4.1.8]. La technique que nous allons utiliser consiste à créer un canal plasma par injection d'une impulsion de courant dans un tube capillaire rempli de gaz. Sous l'effet du courant, il se forme un plasma froid (quelques eV) dont la conduction

thermique des électrons vers les parois internes du tube conduit à des zones plus froides et denses sur les bords.

4.1.1.2. Guidage par réflexions

Le guidage est assuré par réflexions du faisceau laser en incidence rasante sur la paroi interne du tube capillaire. Ce dernier est constitué d'un matériau diélectrique ou métallique. Les conditions de continuité des champs à la paroi imposent des modes propres au capillaire sur les quelles le faisceau peut être coupler selon sa dimension à l'entrée. L'utilisation d'un tube capillaire comme guide d'onde a permis de guider des impulsions lasers intenses et brèves sur des distances centimétriques. Plusieurs expériences ont montré la faisabilité de cette technique en régime multimodes [4.1.9, 4.1.10], comme en régime monomode [4.1.11].

4.1.1.3. Guidage par effet relativiste

Cette méthode consiste à guider le faisceau du laser par « auto focalisation ». Le laser est guidé par le plasma qu'il a créé. A très fort éclaircissement, le laser modifie l'indice de réfraction :

$$(4.1.1) \quad n = \sqrt{1 - \frac{n_e e^2}{\gamma m_e \epsilon_0 \omega^2}} \quad \text{avec} \quad \gamma = \left(1 - \left(\frac{v}{c}\right)^2\right)^{-1/2} \quad (4.1.2)$$

γ est le facteur relativiste. Les électrons qui se trouvent sur l'axe acquièrent une énergie cinétique plus importante. Leur facteur γ est plus élevé. L'indice de réfraction est donc plus élevé sur l'axe. En plus, la force pondéromotrice, causé par le gradient spatial de l'éclaircissement du laser, entraîne une éjection transversale des électrons vers les bords et conduit à un canal plasma. Ces deux raisons conduisent à un profil d'indice maximal sur l'axe. Une impulsion laser, a été ainsi guidée avec une intensité maximale de $9 \cdot 10^{17} \text{ W.cm}^{-2}$ sur cinq fois la longueur de Rayleigh [4.1.12], et avec une intensité maximale de $3 \cdot 10^{18} \text{ W.cm}^{-2}$. sur ~ 10 fois la longueur de Rayleigh [4.1.13].

Cette technique est limitée par la nécessité de maintenir une très forte intensité sur une longue distance. Pour atteindre ces intensités il faut utiliser des lasers de courte durée d'impulsion. Néanmoins, le guidage est moins efficace dans ce cas car pendant le temps

que prennent les processus de création du canal plasma, une grande partie de l'impulsion est déjà partie. Cette méthode ne fonctionne pas dans notre cas car elle nécessite une intensité bien supérieure à l'intensité avec laquelle nous travaillons.

4.1.2. Guidage par canal plasma dans un tube capillaire à décharge

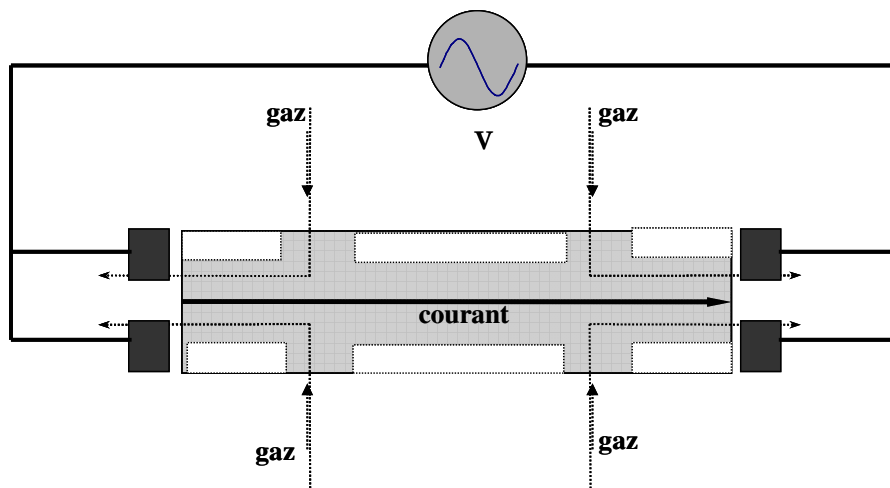
4.1.2.1. Contexte historique

Le premier guide d'onde qui repose sur ce principe a été réalisé et développé par Zigler *et al* depuis 1987 [4.1.14]. Le but était de créer un plasma de laser X. Le guidage se faisait dans une fente. Aucun gaz n'est utilisé mais le plasma est créé par ablation laser des parois internes. En 1996, lorsqu'ils ont utilisé une anode de forte conductivité thermique, ils ont découvert que la densité du plasma émergent était minimale au centre. En fait, pendant sa sortie de la fente, les bords du plasma étaient refroidis par l'anode. Grâce à ce dispositif, ils ont réussi à guider un laser d'une intensité de 10^{16} W.cm⁻² [4.1.15, 4.1.16]. Plus récemment, le groupe de S. Hooker à l'Université d'Oxford, avec qui nous avons réalisé une partie du travail présenté dans ce chapitre, a développé un tube capillaire à décharge électrique inspiré de celui de Zigler. Ce groupe a démontré pour la première fois le guidage d'une impulsion laser dans un tube à décharge électrique rempli d'hydrogène [4.1.17]. Cette méthode a montré des performances tout à fait intéressantes en vue de la réalisation d'un amplificateur X : une transmission élevée et une bonne qualité optique du faisceau transmis. Une impulsion laser d'intensité maximale de $1,2 \cdot 10^{17}$ W.cm⁻² a été ainsi guidée dans un capillaire de 5 cm de long avec une transmission en énergie totale de 83 % et une transmission d'intensité de 36 %.

4.1.2.2. Formation du canal plasma

Le tube capillaire que nous allons utiliser repose sur un modèle, proposé par Bobrova *et al* [4.1.18]. Les mécanismes de formation du canal plasma, ont été étudiés en utilisant des simulations hydrodynamiques MHD (« magnétohydrodynamique ») qui permettent de décrire l'évolution du plasma pendant et après l'injection du courant. Le modèle suppose un tube capillaire de 150 μm de rayon interne, rempli d'hydrogène à une pression de 67 mbar. La décharge est créée entre deux électrodes situées aux deux extrémités du tube (figure

4.1.1). Son profil est sinusoïdal en fonction du temps, d'une demie période de 200 ns, et un pic d'intensité de 250 A. La dimension du tube, dans la direction de son l'axe, est considérée beaucoup plus grande que son diamètre. Le plasma est supposé homogène dans cette direction. La densité électronique ne dépend que de la position radiale.



4.1.1. Schéma simplifié d'un capillaire à décharge électrique. La zone en gris correspond à l'intérieur du capillaire.

Les résultats des calculs de Bobrova *et al* par MHD montrent qu'un profil de densité électronique stable s'installe entre 60 et 150 ns après le début de l'injection du courant. Ces résultats sont en bon accord avec les mesures de densité de Spence *et al* [4.1.19], réalisées dans les mêmes conditions (voir figure 4.1.2). Le profil de densité électronique dans le plan radial est parabolique avec un minimum sur l'axe. La température est maximale sur l'axe (7 eV) alors qu'elle est très basse à côté des parois. On peut montrer qu'un quasi-équilibre thermique s'établit sur cette gamme de temps. Le champ électrique est uniforme dans le plan radial. Les électrons et les ions possèdent la même température. Les propriétés du plasma sont déterminées par le chauffage ohmique et la conduction thermique aux parois internes du capillaire. La température du plasma obéit alors à cette équation :

$$\frac{1}{r} \frac{d}{dr} \left(r K_{e\perp} \frac{dT}{dr} \right) + \sigma_{\perp} E_{\perp}^2 = 0 \quad (4.1.3)$$

Où r exprime la position de l'électron dans le plan radial (en utilisant les coordonnées cylindrique), T est la température du plasma, $K_{e\perp}$ est la conductivité thermique de l'électron, σ_{\perp} est la conductivité électrique et E_v est l'amplitude du champ électrique qui dépend du temps. En résolvant cette équation, on peut déterminer le profil de densité radial à tout moment pendant le régime de quasi équilibre thermique. La solution est très proche de celle trouvée par le calcul MHD qui tient en compte tous les effets hydrodynamiques, ce qui montre que l'effet thermique est responsable de la formation du canal plasma. On peut aussi trouver une relation entre la température $T(0)$ sur l'axe, l'intensité maximale de l'impulsion du courant I_v et R_0 le rayon interne du capillaire :

$$T(0)[\mu m] \approx 5,7 \left(\frac{I_v [KA]}{R_0 [mm]} \right)^{2/5} \quad (4.1.4)$$

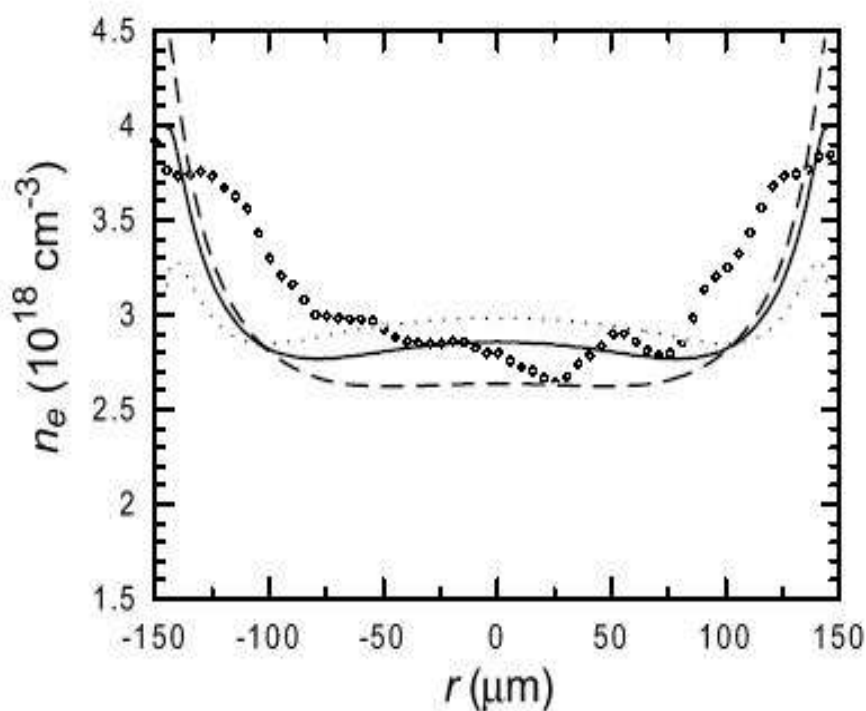


Figure 4.1.2. Profils de densités calculés [4.1.18] : à $t = 55$ ns après le début de la décharge (trait pointillé), à $t = 60$ ns (trait continu) et après $t = 65$ ns (trait interrompu), et le profil mesurée autour de 60 ns (cercles) [4.1.19].

4.1.2.3. Propagation d'un faisceau gaussien dans un canal plasma

Prenons le cas idéal d'un plasma à profil de densité électronique $n_c(r)$ parabolique :

$$n_e(r) = n_e(0) + \Delta n_e \left(\frac{r}{r_c}\right)^2 \quad (4.1.5)$$

Où $n_c(0)$ est la densité électronique sur l'axe, $n_c(r)$ est la densité électronique à une distance r de l'axe, Δn_c est la différence entre la densité à la position $r = r_c$ (r_c est le rayon du canal) et la densité sur l'axe $n_c(0)$. La propagation dans ce milieu est bien connue [4.1.20]. Le mode fondamental a un profil transverse d'intensité gaussien :

$$I(r) = I(0) \exp\left[-2\left(\frac{r}{W_M}\right)^2\right] \quad (4.1.6)$$

avec

$$W_M = \left[\frac{r_c^2}{\pi r_e \Delta n_c} \right]^{1/4} \quad (4.1.7)$$

Où r_e est le rayon électronique. Notons que W_M ne dépend ni de l'intensité, ni de la longueur d'onde de l'impulsion à guider. Si on suppose que le profil du canal n'est pas modifié pendant la propagation et si la dimension du faisceau laser (W_0) à l'entrée est telle que $W_0 = W_M$, le laser sera couplé avec le mode fondamental. Il se propagera alors avec un profil transverse d'intensité constante tout au long du canal. Le guidage est donc monomode. Si le faisceau n'est pas couplé au rayon du canal plasma, des modes d'ordre supérieur seront excités. La taille du faisceau dans le canal oscille alors entre W_0 et W_M^2/W_0 (avec une période égale à $\pi^2 W_M^2 / \lambda$), mais cette oscillation n'est pas importante si W_0 et W_M sont de valeurs proches.

Dans le cas d'un canal de plasma créé par décharge électrique, le modèle de Bobrova et al permet de calculer W_M en fonction de : l'état d'ionisation Z du plasma formé par la décharge, la densité initiale des électrons sur l'axe n_{i0} , et R_0 le rayon interne du capillaire :

$$W_M [\mu m] \approx 1,48 \times 10^5 \frac{\sqrt{R_0 [\mu m]}}{(Zn_{io} [cm^{-3}])^{1/4}} \quad (4.1.8)$$

Pour un tube de 200 μm de rayon intérieur, rempli de H_2 à une pression de 330 mbar, totalement ionisé par la décharge (ce qui donne une densité électronique sur l'axe égale à $1,6 \cdot 10^{19} \cdot cm^{-3}$), W_M est égale à 42,5 μm .

Si on introduit un gaz lourd comme le xénon, en vue de réaliser un laser à 41,8 nm, la situation est un peu plus complexe. En effet le xénon ne sera que partiellement ionisé et il sera plus délicat de contrôler la formation du canal plasma. De plus, lorsque le numéro atomique Z augmente la conductivité diminue et la température sur l'axe augmente. En revanche, l'hydrogène est totalement ionisé par la décharge et offre un profil de densité idéal. Il faut donc doper le canal plasma, formé par l'hydrogène, avec l'ion lasant. Comme le montre la figure 4.1.3, pendant la propagation du laser, le front avant de l'impulsion crée plus d'électrons autour de l'axe et entraîne un changement dans le profil électronique. Ce changement se fait essentiellement au centre du canal qui reste capable, à priori, de guider le faisceau.

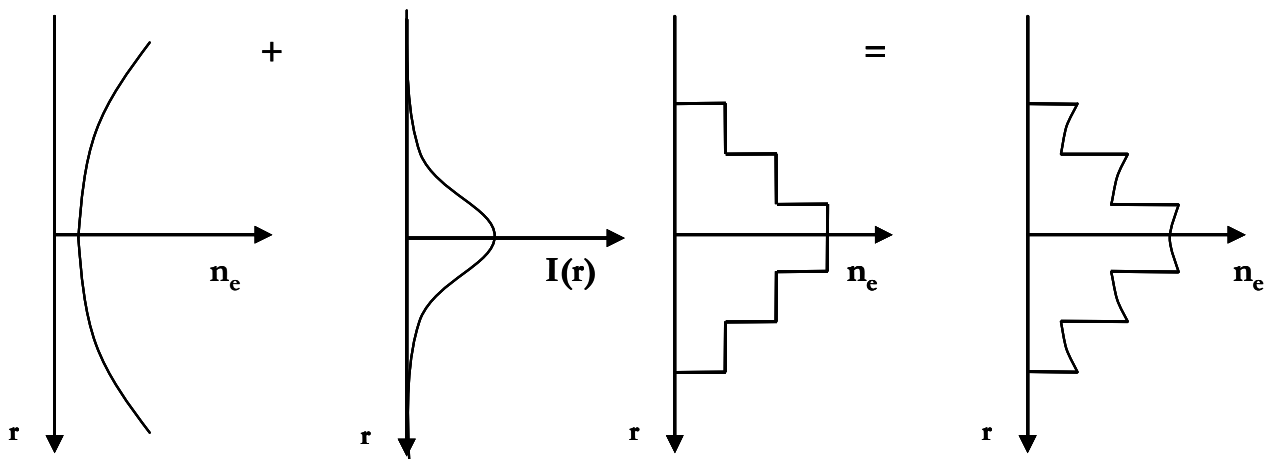


Figure 4.1.3. Effet du laser guidé sur le profil de densité du canal plasma : (de gauche à droite)

- profil parabolique de densité du canal du plasma initial,
- profil transverse d'intensité d'un faisceau gaussien se propageant dans le milieu,
- profil de densité induit par le faisceau,
- profil de densité résultant.

4.1.3. Guidage par réflexions

4.1.3.1. Le contexte historique

La première démonstration expérimentale de cette technique a été réalisée en 1995 par Jackel *et al* [4.1.9], en guidant un laser Ti : Saphir (Térawatt ; 0,9 ps) dans des tubes de métal et de verre. L'intensité du laser à l'entrée était 10^{15} W.cm⁻². La transmission mesurée était de 20 % pour un tube de 3 cm de longueur et 100 μm de diamètre. Deux modes ont été excités. Pour un tube de 12,6 cm de longueur et 266 μm de diamètre, elle était de 10 % et 8 modes ont été excités. Deux raisons ont été attribuées au guidage. La première par réflexions en incidence rasante. La deuxième par réflexions sur le plasma formé sur les parois. La majorité des expériences qui ont succédé, s'est orientée vers le guidage en régime monomode. Ce dernier, caractérisé par un fort facteur de transmission, un profil transverse d'intensité à gradient faible, une dispersion temporelle limitée et une vitesse de groupe élevée, est le régime qu'on essaye d'atteindre généralement. Cependant, ceci implique des dimensions de tube relativement petites (inférieures à 100 μm), ce qui pose de réels problèmes au niveau expérimental quand on tente de guider un faisceau de 1 J d'énergie. En effet, la qualité de focalisation et la stabilité du pointé du laser doivent être suffisamment bonnes pour ne pas détruire la face avant du tube.

4.1.3.2. Modes propres d'un tube capillaire

Comme le montre la figure 4.1.4, le tube capillaire est un guide d'onde cylindrique à section circulaire. La paroi est caractérisée par une constante diélectrique relative ϵ_p . Le cœur, de rayon a , est caractérisé par une constante diélectrique ϵ_c . Cette dernière (~ 1) est inférieure à celle de la paroi. Il n'y a pas donc de réflexion totale. Le guidage se réalise avec des pertes d'énergie. Ces pertes correspondent à l'énergie perdue dans l'épaisseur de peau au niveau de la paroi interne des tubes métalliques et à l'énergie associée aux rayons réfractés dans la paroi pour les tubes diélectriques. Un tube capillaire est caractérisé par sa transmission qui est le rapport de l'énergie à la sortie à l'énergie incidente à l'entrée. Par ailleurs, le cœur, étant un milieu limité, les conditions de continuité au niveau de la paroi (interface paroi / cœur) imposent des modes propres au capillaire. Le faisceau du laser ne peut être guidé que selon ces modes.

Ces modes, quasi transverses, appelés EH_{vm} , ont un profil de champ électrique radial proportionnel à la fonction de Bessel d'ordre entier J_{v-1} dans la plus grande partie du cœur. Les détails de calcul se trouvent dans ces références [4.1.21, 4.1.22]. On peut montrer qu'un faisceau gaussien, polarisé circulairement, se couple à la famille de modes EH_{1m} , où m est l'indice du mode. $m = 0$ correspond au mode fondamental. La transmission en énergie de ces modes est donnée par :

$$T_m = \exp\{-2k_{zm}L_{cap}\} \quad (4.1.9)$$

Où k_{zm} est le coefficient d'amortissement du mode m .

$$k_{zm} = \frac{u_m^2}{k_0^2 a^2} \frac{1 + \epsilon_p}{\sqrt{\epsilon_p - 1}} \quad (4.1.10)$$

k_0 est le nombre d'onde dans le vide en milieu infini. $u_m = k_{\perp m}^2 a^2$, avec u_m est la m ème racine de la fonction de Bessel $J_0(k_{\perp} r)$ et $k_{\perp m}$ est le nombre d'onde perpendiculaire du mode m .

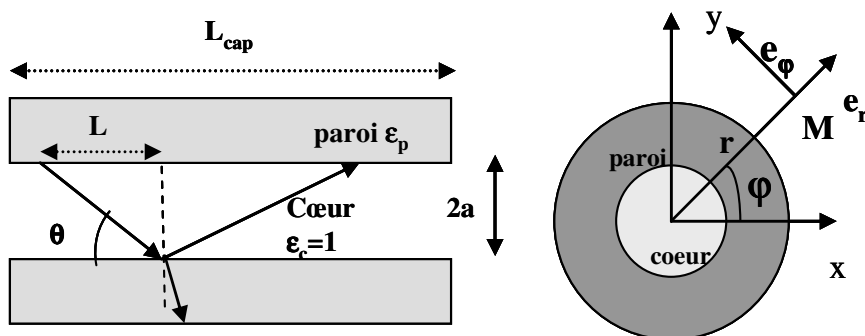


Figure 4.1.4. Schéma descriptif d'un tube capillaire par réflexions.

4.1.3.3. Couplage de l'énergie laser

Le couplage correspond à la répartition de l'énergie guidée sur les différents modes. On définit C_{1m} le rapport entre l'énergie couplée sur un mode EH_{1m} à l'énergie totale guidée. Cette dernière est la fraction d'énergie qui entre effectivement dans le capillaire et

n'est pas perdue sur la face avant. On note C_{tube} , le rapport entre l'énergie effective et l'énergie incidente totale. Pour un faisceau incident gaussien, on a $E_i \propto \exp(-r^2/W_0^2)$. Le faisceau est focalisé à l'entrée du tube, W_0 (le waïst), est la dimension du faisceau à l'entrée. C_{1m} s'écrit :

$$C_{1m} = \frac{(\int_0^{2\pi} \int_0^a \exp(-\frac{r^2}{W_0^2}) J_{0m}(u_m r/a) r dr d\varphi)^2}{\int_0^{2\pi} \int_0^a |E_i| r dr d\varphi \int_0^{2\pi} \int_0^a J_{0m}(u_m r/a) r dr d\varphi} \quad (4.1.11)$$

En calculant ces intégrales, on peut déterminer en fonction de W_0/a , le coefficient de couplage dans chaque mode. La figure 4.1.5 montre les solutions pour différents modes m . Pour $a/W_0 = 1,5$, on a 98% de l'énergie guidée se couple au premier mode EH_{10} . Le couplage sur les autres modes est proche de zéro. Dans ce cas le guidage est quasi-monomode et la répartition d'énergie est très proche d'un faisceau gaussien. Si cette condition n'est pas vérifiée, le couplage se fait sur plusieurs modes (guidage multimode). La répartition de l'énergie guidée correspond alors à la superposition des énergies associées à ces modes. Dans le 3^{ème} et 4^{ème} paragraphe, nous utiliserons des tubes tel que $a/w_0 \sim 5,32$, on peut estimer que les modes jusqu'à l'ordre six seront excités (lorsque le coeur est sous vide).

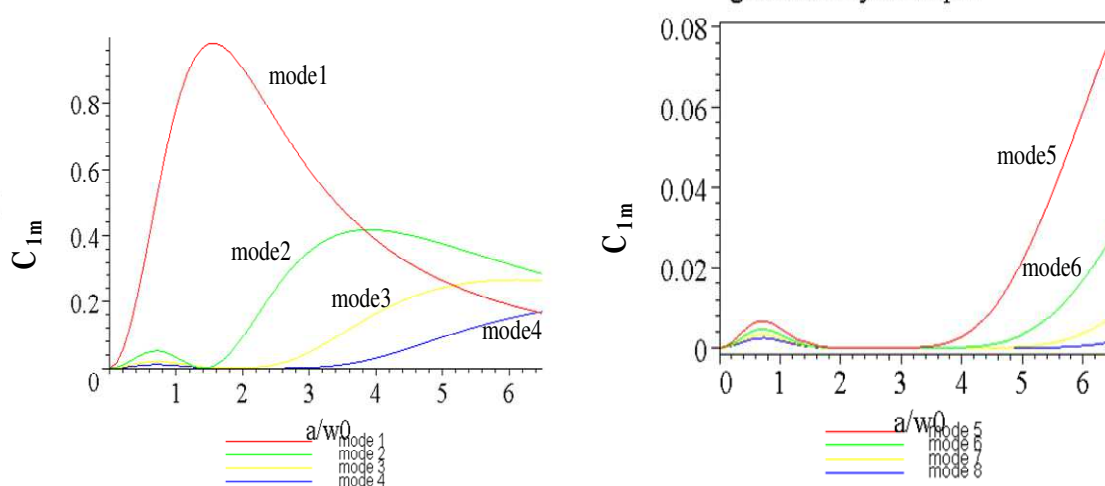


Figure 4.1.5. Coefficient de couplage pour les modes de 1 à 8, en fonction de a/w_0 .

4.1.3.4. Transmission de l'énergie

La transmission de l'énergie guidée dans un tube capillaire, T_p , dépend de la nature des modes excités. Elle est la somme des transmissions partielles de chaque mode, $T_p = \sum_m C_{1m} T_{1m}$, où T_{1m} correspond à la transmission du mode EH_{1m} . La transmission de l'énergie totale d'un tube capillaire par rapport à l'énergie incidente est : $T_t = C_{\text{tube}} \cdot T_p$. Dans les expériences que nous présentons, on a : $a \gg W_0$. On peut considérer que toute l'énergie du faisceau incident entre dans le capillaire ($C_{\text{tube}} = 1$).

Nous avons utilisé deux types de capillaires. Le premier : un tube capillaire de saphir avec $a = 150 \mu\text{m}$, $L_{\text{cap}} = 15 \text{ mm}$ et $\epsilon_p = 3,11$. D'après l'équation 4.1.9, le facteur de transmission calculée est de 99,7 % pour le premier mode ($\lambda_0 = 0,8 \mu\text{m}$, $u_{11} = 2,4$) et reste élevé pour les modes supérieurs. En effet, $T = 89,2\%$ pour le sixième mode ($u_{16} = 18,07$). Le deuxième est un tube capillaire de verre avec $a = 150 \mu\text{m}$ et $\epsilon_p = 2,25$. Pour le mode fondamental, on a $T = 99,8 \%$ et $T = 93,5 \%$ pour le sixième mode.

4.1.3.5. Des effets limitant le guidage

a- Ionisation de la face avant : Lorsque le flux d'énergie sur la face avant du tube capillaire ou sur la paroi est supérieur au seuil d'ionisation du matériau de la paroi, un plasma se forme. L'ionisation de la face avant peut conduire à une diminution du couplage car le plasma peut obstruer l'entrée du tube capillaire. Cet effet dépend à la fois du flux sur la face avant qui est relié au contraste spatial et temporel de la tache focale et de l'expansion du plasma formé. Nous travaillons avec une impulsion d'intensité maximale entre 10^{17} et $10^{18} \text{ W.cm}^{-2}$. Le rayon du tube capillaire est de $150 \mu\text{m}$. Pour une tache de waist $W_0 = 30 \mu\text{m}$, le flux sur la paroi est de l'ordre de 10^6 et 10^7 W.cm^{-2} , ce qui est bien inférieur au seuil de claquage de la silice qui est de $10^{11} \text{ W.cm}^{-2}$ [4.1.23]. D'autre part, nous disposons d'un bon contraste temporel (une dynamique supérieur à 10^6). L'ionisation de la face avant ne peut jouer aucun rôle dans notre cas.

b- Ionisation de la paroi : Elle peut intervenir si l'énergie déposée sur la paroi est très élevée. Ceci aura pour conséquence de modifier la constante diélectrique ϵ_p et donc perturber la transmission. S'il est possible d'évaluer l'intensité maximale qui peut être

guider dans le capillaire sans pour autant ioniser la paroi en guidage monomode [4.1.21], la situation en régime multimode est plus complexe. En effet, l'énergie guidée correspond à la superposition des énergies couplées sur les différents modes. De plus, si le cœur est rempli de gaz, le couplage sera modifié. La résolution de ce problème nécessite une étude numérique qui sort du cadre de cette thèse. Nous ne pouvons confirmer la présence d'un plasma au niveau de la paroi mais nous pouvons estimer à partir de l'équation (4.1.10), qu'une diminution de la valeur de la constante électrique ϵ_p , va augmenter légèrement les pertes.

c- Défauts de la paroi interne : La rugosité de la paroi interne des tubes capillaires agit sur la longueur d'amortissement et donc sur la transmission totale. Soit σ la hauteur moyenne des pics de rugosité et S la distance entre les pics. L'effet des défauts de la paroi intervient en remplaçant la longueur d'amortissement d'un mode EH_{1m} sans défaut L_d^m par une longueur effective d'amortissement L_d^{eff} tel que [4.1.24]:

$$\frac{1}{L_d^{\text{eff}}} \approx \frac{1}{L_d^m} + \frac{1}{L_d^{\text{corr}}} \quad (4.1.13)$$

$$\text{Si } \frac{2\pi S}{\lambda_0} \gg 1 \quad \text{alors} \quad \frac{1}{L_d^{\text{corr}}} \approx \frac{u_m \sigma^2}{aL} \sqrt{\frac{\pi k_0}{S}} \quad (4.1.14)$$

$$\text{Si } \frac{2\pi S}{\lambda_0} \ll 1 \quad \text{alors} \quad \frac{1}{L_d^{\text{corr}}} \approx \frac{u_m \pi k_0 \sigma^2}{2aL} S \quad (4.1.15)$$

Avec L est la distance mesurée selon l'axe z entre deux réflexions sur la paroi interne. On a $L \approx \frac{2a}{\theta} \approx 2a^2 \frac{k_0}{u_m}$ en incidence rasante. L_d^{corr} correspond à la correction apportée et dépend de la nature du mode guidé. D'une façon générale, un matériau cristallin comme le saphir présente des états de surface plus rugueux que le verre. A cause de la manière dont il a été construit (usinage laser), le tube capillaire de saphir que nous avons utilisé, présente d'importants défauts au niveau de sa surface interne (figure 4.3.1). Nous estimons que $S = 10 \mu\text{m}$ et $\sigma = 5 \mu\text{m}$. En revanche et du fait de ses propriétés vitreuses et de la méthode de sa construction, le verre présente, des meilleurs qualités de surface. La

transmission qui avait été testée à bas flux avec un laser He-Ne de bonne qualité est de l'ordre de 95 - 98 %. Il devrait présenter des défauts inférieurs au microns, soit $S = 0,3\mu\text{m}$ et $\sigma = 0,03\mu\text{m}$. Dans les deux cas, on a pour les premiers modes, $L_d^{\text{eff}} \ll L$.

4.1.4. Application au laser X à 41,8 nm

Les formules que nous avons présentées concernent le cas d'un tube capillaire vide. Il n'est pas possible, cependant, de traiter analytiquement le cas d'un tube capillaire rempli d'un plasma de laser X. La présence de ce dernier, caractérisé par un fort gradient de densité électronique, va rapidement augmenter la divergence du faisceau guidé (l'angle θ va augmenter). Des modes d'ordres supérieurs seront par conséquent excités. Ces modes sont caractérisés par un plus fort facteur d'atténuation. La transmission totale du tube capillaire doit donc diminuer. Ceci est d'autant vrai que la pression mise en jeu est élevée. Notons aussi que l'excitation de plusieurs modes conduit à une perturbation du profil transverse du champ électrique qui n'est plus celui d'un faisceau gaussien.

Dans une première expérience, nous avons tenté de guider l'impulsion laser en régime monomode dans un tube capillaire de quelques centimètres de longueur, rempli de xénon. Le diamètre interne est de l'ordre de quelques dizaines de microns et vérifie la relation de $w_0 \sim 0,645a$. Le diamètre externe est égale à $360\mu\text{m}$. Le problème qu'on a rencontré est l'instabilité du pointage du laser. On commence par aligner le capillaire avec un laser à bas flux, avant d'envoyer l'impulsion du laser à haute intensité. D'un tir à l'autre, le point de focalisation peut bouger sur la face avant du tube capillaire, ce qui entraîne sa destruction après chaque tir laser. D'autre part, la présence d'un plasma devant la face avant du tube capillaire, dû à la fuite du gaz tend à augmenter la taille du faisceau à l'entrée, ce qui limite la quantité d'énergie qui peut pénétrer dans le tube ($C_{\text{tube}} \neq 1$). En effet, cette expérience a montré que la transmission dans ces tubes était faible (les tubes permettent de guider une seule impulsion avant de se casser). Ceci montre la difficulté de coupler efficacement l'énergie du laser sur le mode fondamental.

Lorsque nous avons utilisé des tubes capillaires de diamètres plus grands, de l'ordre $300\mu\text{m}$, et avec un plus grand diamètre extérieur, nous avons pu observer un effet de guidage sur le signal du laser X. La durée de vie des tubes capillaires a par ailleurs augmenté considérablement, ce qui a permis de réaliser une étude sur le comportement du laser X en fonction des différents paramètres.

4.2. GUIDAGE DANS DES TUBES CAPILLAIRES A DECHARGE

4.2.1. Dispositif expérimental

Le dispositif expérimental est celui décrit dans le paragraphe 3.1.2. La cellule est remplacée par un tube capillaire à décharge électrique, schématiquement décrit sur la figure 4.2.1. Cette expérience s'inscrit dans le cadre d'une coopération avec le groupe de S. Hooker (paragraphe 4.1.2.1) qui a développé le système de tube capillaire que nous avons utilisé. Le tube est fabriqué en céramique : l'alumine (Al_2O_3). C'est un matériau dur dont la température de fusion élevée permet une longue durée de vie. Les longueurs de tube utilisées sont de 30 et 50 mm et leur diamètre intérieur est de 210 μm . Quatre fentes (0,8 mm \times 75 μm) d'entrée de gaz sont situées à 4,4 mm de la face d'entrée et de sortie. La fente (0,6 mm \times 75 μm) d'entrée de l'électrode est située au centre du tube. Le tube et les fentes ont été usinés à l'aide d'un laser à vapeur de cuivre pulsé (40 ns). Le capillaire est placé dans un réservoir alimenté en continu par un mélange de H_2 / Xe. Un mesureur de débit (pour chaque gaz injecté) permet de connaître leurs proportions dans le tube. Le système est monté sur un support qui permet de contrôler son mouvement pour aligner le tube capillaire sur l'axe du laser de pompe (figure 4.2.2). La décharge a été injectée au centre pour éviter le claquage du gaz résiduel dans l'enceinte, qui provient surtout des fuites des deux faces du tube, et qui peut se passer si l'électrode a été placée à la face d'entrée ou de sortie. Dans ce cas, une forte tension peut s'établir entre l'électrode et le corps de l'enceinte et entraîner des phénomènes non linéaires défocalisant le laser et diminuant le couplage. La tension de claquage en fonction de la pression peut être estimée à partir de la courbe de Paschen [4.2.1]. Le système électrique qui permet de générer la décharge est à base d'un condensateur de 4,5 nF de capacité, chargé sous une tension de 25 KV et fonctionne à un taux de répétition de 2 Hz. Il délivre des impulsions de courant de profil sinusoïdal de période 2 μs et d'intensité maximale de 105 A.

L'optique de focalisation est un miroir parabolique ($f / 25$) hors axe d'un mètre de longueur focale. L'énergie du laser sur la cible a été mesurée : (240 \pm 20) mJ. Le rayon (waist) de la tache focale en $1/e^2$ en intensité, mesure 34 μm , ce qui correspond à une longueur de Rayleigh de 4,4 mm (si le faisceau est à la limite de diffraction). L'intensité

maximale la tache focale est égale à $2,5 \cdot 10^{17} \text{ W.cm}^2$. Afin de comparer dans les mêmes conditions d'intensité, le signal du laser X dans le capillaire avec celui obtenu dans une cellule, nous avons aussi utilisé une cellule de gaz de 4 mm de long (la même que celle utilisée dans le troisième chapitre). Les diagnostics utilisés sont identiques à ceux présentés dans le paragraphe 3.1.3.

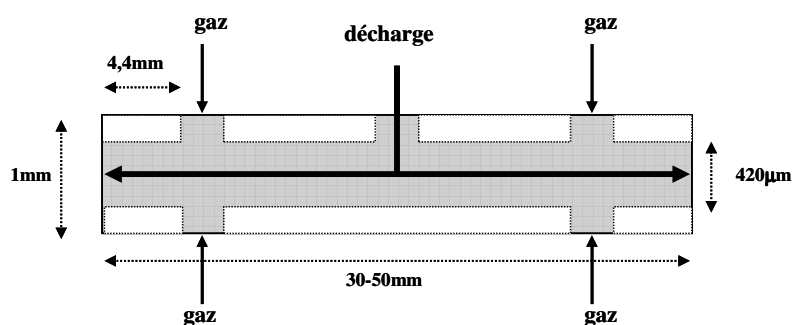


Figure 4.2.1. Schéma descriptif du tube capillaire à décharge utilisé.

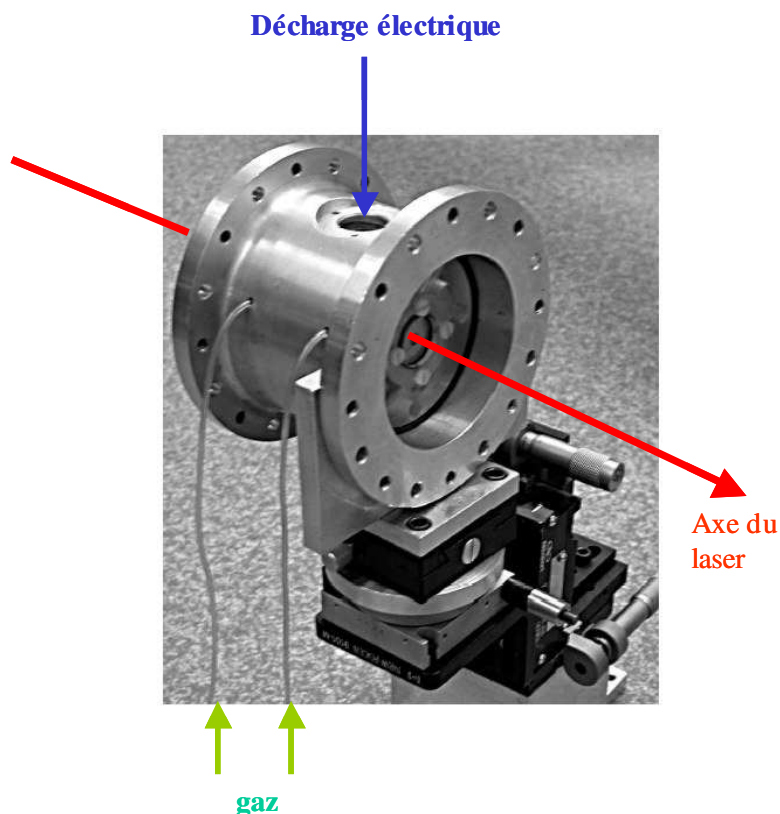


Figure 4.2.2. Photo du capillaire dans son état final. Le capillaire est placé dans un tube plastique qui est à son tour mis dans un tube à vide. Le tout est monté sur un système mécanique qui permet de le faire bouger dans 3 translations et 2 rotations.

4.2.2. Résultats expérimentaux

4.2.2.1. Observations expérimentales et spectres

Nous avons commencé par injecter de petites doses de xénon dans le mélange de gaz. Pour un rapport Xe/H égal à 1/38, 1/11 et 1/7,5, la raie 5d - 5p du Xe IX n'a été jamais observée, malgré la variation de pression entre 8 et 105 Torr. Elle a commencé à apparaître à partir d'un rapport 1/7. Le signal optimal a été observé pour un rapport 1/3 à une pression totale de 90 Torr, ce qui correspond à 37,5 Torr de xénon. Il est devenu faible pour un rapport de 1/1,3 et n'a pas été observé avec le xénon seul. Nous avons aussi fait varier (jusqu'à un facteur trois) l'intensité maximale de l'impulsion de courant, sans effet évident sur l'émission de la raie laser X. En revanche, l'amplification de la raie à 41,8 nm s'est montrée très sensible au délai entre l'arrivée de l'impulsion laser et la décharge. Le maximum de signal a été observé aux alentours de 1000 ns après le début de la décharge. Pour la cellule, les conditions sont identiques à celles présentées dans le chapitre III. La figure 4.2.3, montre les spectres détectés dans les conditions optimales pour chaque cas : dans la cellule, à une pression de 15 Torr, Le laser est focalisé à 2.5 mm après la face d'entrée, et dans le capillaire de 30 mm de long, rempli de 1/3 de xénon et de 2/3 de H₂, de pression de 37,5 Torr de xénon et un délai de 1000 ns entre le début de la décharge et l'arrivée du laser infrarouge qui est focalisé à l'entrée. Dans les deux spectres, en plus de la raie principale qui correspond à l'ordre zéro du réseau de diffraction, la raie laser à 41,8 nm est observée. Le signal détecté dans le capillaire est quatre fois plus important que celui détecté dans la cellule. Par contre, les résultats obtenus avec le capillaire de 50 mm de long n'ont pas montré d'amélioration des performances, comparativement à une cellule de 4 mm. Dans le capillaire de 50 mm de long, le meilleur signal a été observé à une pression totale de 90 Torr, dont 1/4 est du xénon, pour un délai est à 1050 ns. Il est très proche à celui observé dans la cellule de 4 mm à 15 Torr.

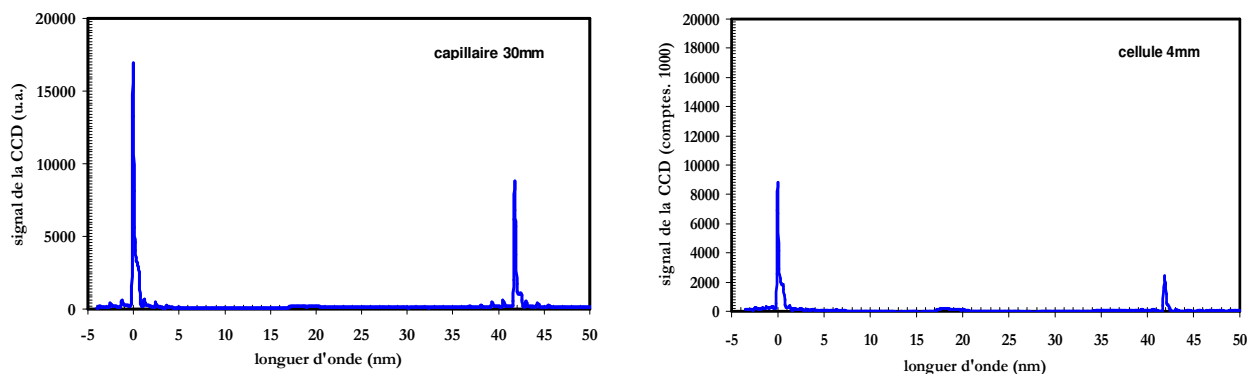


Figure 4.2.3. Spectres du laser X à 41,8 nm dans les conditions optimales : dans une cellule de gaz de 4 mm de long à 15 Torr et dans un capillaire de 30 mm de long à 37,5 Torr de xénon.

4.2.2.2. Signal du laser X en fonction de la pression

Pour un mélange Xe/H = 1/3, à $t = 900$ ns, nous avons mesuré la variation de l'intensité de la raie 5d - 5p en fonction de la pression de xénon (figure 4.2.4). Le maximum de signal est obtenu à une pression plus élevée (37,5 Torr) que celle trouvée dans la cellule (15 Torr). Le point à 31 Torr est étonnement bas, ceci peut être dû à une fluctuation brusque de l'énergie ou du pointé du laser de pompe ou à un mauvais fonctionnement du guide d'onde. Toutefois, on peut remarquer que le canal plasma formé est peu sensible à l'augmentation de la pression. En effet, le signal s'étend sur une zone assez large de pression utile (entre 28 - 72 Torr), c'est à dire quatre fois plus large que la zone sur laquelle s'étend le signal dans le cas de la cellule (paragraphe 3.2.5.1). Ceci montre bien l'effet de guidage sur les conditions de l'émission du laser X. La propagation du laser de pompe devient moins dépendante de la pression. En augmentant la pression, on augmente la quantité de l'hydrogène (2/3 du mélange) qui favorise la formation du canal plasma. Notons d'autre part, que la réfraction par la fuite devant la face d'entrée est plus limitée dans le cas du capillaire du fait que le trou est un peu plus petit (que dans la cellule).

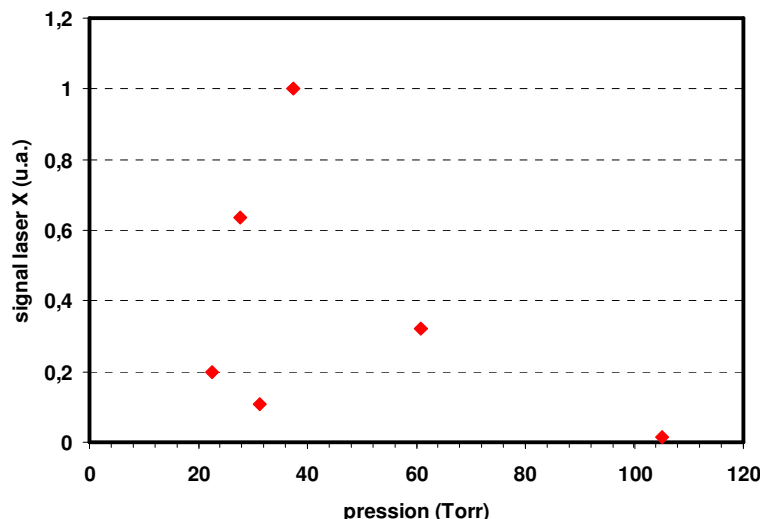


Figure 4.2.4. Signal du laser X en fonction de la pression pour un délai de 900 ns entre la décharge et le laser de pompe et dans un mélange de xénon et d'hydrogène dont 1/3 de xénon.

4.2.2.3. Influence du délai sur la transmission et le laser X

La transmission a été mesurée en comparant l'énergie du faisceau infrarouge transmis, détectée par le système d'imagerie à la face de sortie du tube capillaire, avec celle de la tache focale. On définit T_E : la transmission en énergie totale qui correspond au rapport de l'énergie totale à la sortie avec celle à l'entrée, et T_M : le rapport entre l'intensité maximale dans le plan de sortie et l'intensité maximale dans le profil de la tache focale. Si on considère que le guidage est en régime monomode, T_M donne une idée meilleure de l'intensité maximale créée sur l'axe, où le plasma de laser X devrait être créé. La figure 4.2.5 montre, en fonction du temps : T_M (croix), le signal détecté du laser X (points gras) et l'impulsion du courant. Cette mesure a été réalisée pour un mélange de (Xe, H) dont 1/3 de Xe, à une pression totale de 90 Torr.

Jusqu'à 800 ns après le début de la décharge, la transmission reste faible et ne dépasse pas 2 %. Elle augmente rapidement autour de 1000 ns, avant de marquer une décroissance progressive jusqu'à la fin de l'impulsion. Malgré un léger décalage, le laser X n'apparaît que lorsque la transmission devient relativement importante. Le maximum de signal à 41,8 nm est obtenu à 1014 ns, lorsque la transmission devient 6 %. Ceci montre une corrélation directe entre l'effet laser et la qualité du guidage. Notons néanmoins, que

l'amplification de la raie 5d - 5p n'est observée que dans une gamme très étroite de délais, (200 ns) alors que la transmission reste relativement élevée aux longs délais. Il semble que les conditions de guidage ont été cruciales pour obtenir l'effet laser.

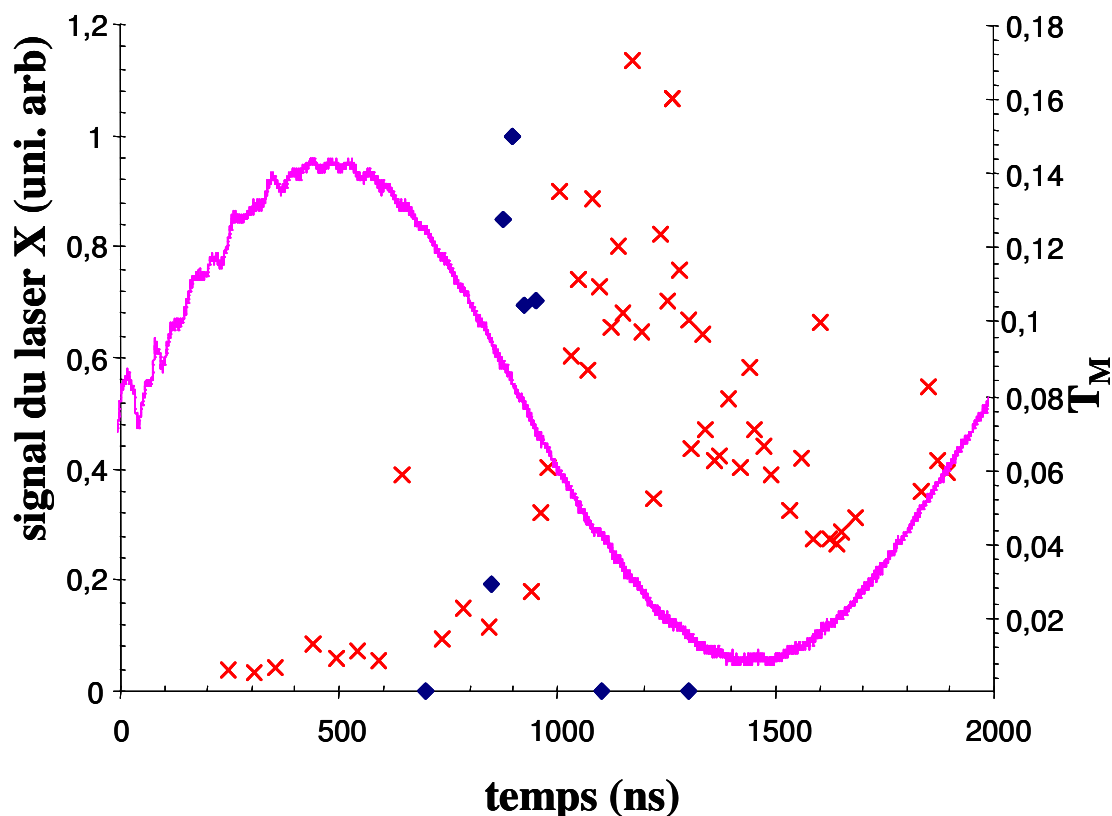


Figure 4.2.5. La transmission, le signal du laser X et le profil de la décharge électrique (unité arbitraire) en fonction du temps, dans un mélange de (Xe+H) dont 1/3 à une pression totale de 90 Torr.

4.2.2.4. Profils du laser transmis

La figure 4.2.6 montre les images du faisceau transmis à la sortie du tube capillaire (30 mm de long), à différents moments (dans les conditions décrites dans le paragraphe 4.2.2.3). Après le début de la décharge et jusqu'à 823 ns, presque rien n'est transmis. Autour de 1014 ns, on voit apparaître à la sortie un profil d'allure gaussienne, comparable au profil à l'entrée. La transmission atteint son maximum autour de 1160 ns et reste élevée jusqu'à 1251 ns. Le faisceau commence ensuite à s'élargir et le pic d'énergie décroît progressivement.

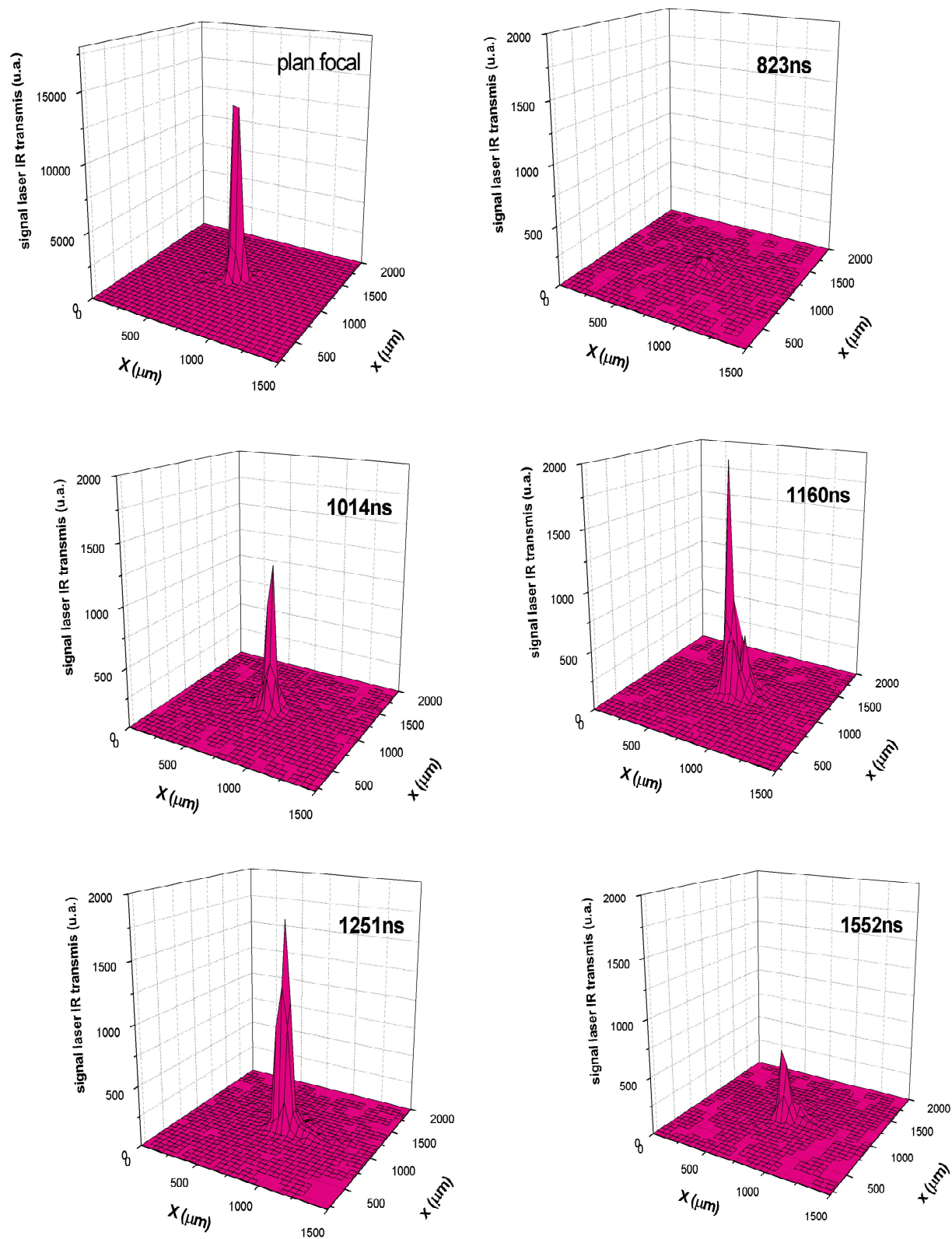
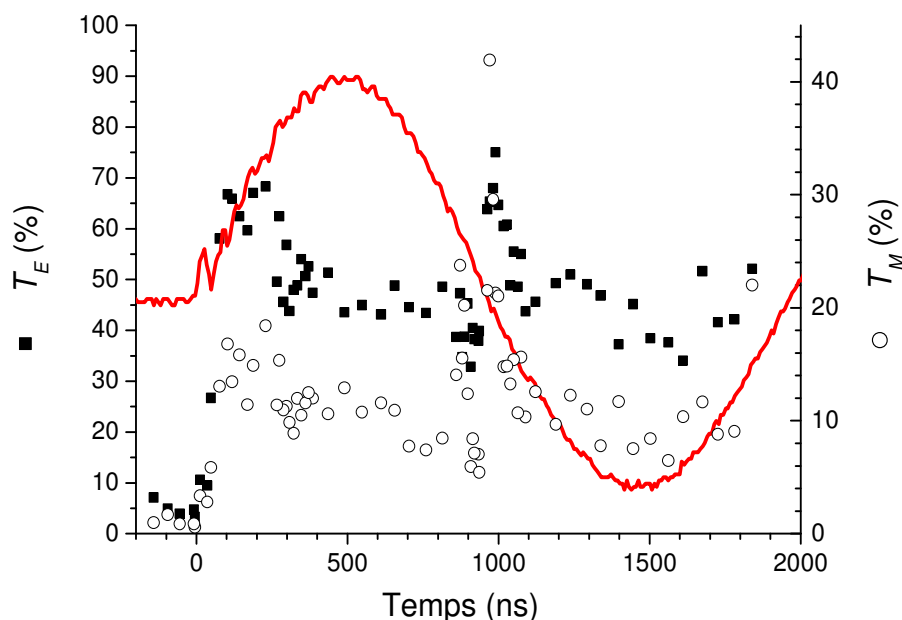


Figure 4.2.6. Profils d'énergies du laser infrarouge transmis, dans le plan de sortie du capillaire, pour différents délais après la décharge. Le capillaire est de 30 mm de long., à une pression de 90 Torr, rempli d'un mélange (Xe/H) dont 1/3 de Xe.

Bien que ces images ne donnent pas une idée sur la propagation du faisceau à l'intérieur du capillaire, on peut conclure que le mode fondamental a été efficacement excité sur une gamme étroite de délais. Notons d'autre part que le signal du laser X qui a atteint son maximum à 1014 ns ne suit pas l'augmentation de transmission. Lorsque cette dernière est maximale, le signal à 41.8 nm est nul. Ce point sera discuter par la suite.

4.2.2.5. Evolution de la transmission pour différents mélanges et pressions

La figure 4.2.7. montre les transmissions T_E (carrés) et T_M (cercles) dans un tube capillaire rempli d'hydrogène à une pression de 82,5 Torr, en fonction du temps. Sur une large gamme de temps (1900 ns), la transmission reste stable et relativement élevée. Ceci est en accord avec la théorie qui prévoit une formation rapide du canal plasma d'hydrogène qui s'installe sur une large gamme de temps (paragraphe 4. 2..2). La transmission est moyennement autour de 50 % pour T_E et 15 % pour T_M . On note toutefois deux zones où la transmission voit une augmentation : au début de la décharge et vers $t = 1000$ ns T_E est piquée autour de 70 % dans les deux cas. Alors que T_M voit un pic à 18 % en premier lieu avant 43 % dans la deuxième zone.



4.2.7. la transmission mesurée en fonction du délai à une pression de 82,5Torr de H_2 pure. T_E (carrés) : la transmission totale d'énergie. T_M (cercles) : la transmission de l'intensité.

Pour un mélange de (Xe, H) dont 1/3 est de xénon, nous avons mesuré les transmissions T_E et T_M (figure 4.2.8), pour deux pressions totales différentes : 67,5 Torr (gris) et 135 Torr (noir). Contrairement au cas de l'hydrogène seul pour qui la formation du canal plasma est rapide, la présence de xénon rend sa formation plus difficile. Le retard peut être expliqué par le temps que met la décharge pour créer le canal plasma avec du xénon dans le bon état de charge. En effet, plus le milieu est ionisé, moins il est sensible à la modification apportée par l'ionisation du laser. Toutefois la transmission reste faible par rapport à l'hydrogène seul. Pour les deux pressions, au début de la décharge, les profils de T_M et T_E suivent le même comportement jusqu'à une zone autour de 1000 ns où T_M augmente plus rapidement. En effet, dans cette zone la largeur du profil transversal de l'énergie transmise devient plus petite. Notons aussi que dans cette zone, T_M pour ces deux pressions reste inférieure à celle mesurée à 90 Torr (figure 4.2.5).

Il semble qu'autour de ce délai (1000 ns), les conditions deviennent plus favorables pour le guidage. Ceci est vraie pour l'hydrogène seul et dans le mélange quelque soit la pression. Il paraît donc que ces conditions ne dépendent pas seulement du temps que prend la formation du canal plasma mais elles peuvent être reliées au zéro de l'impulsion du courant qui coïncide avec ce délai. Ce point reste à clarifier dans d'autres expériences, en changeant la période de l'impulsion par exemple.

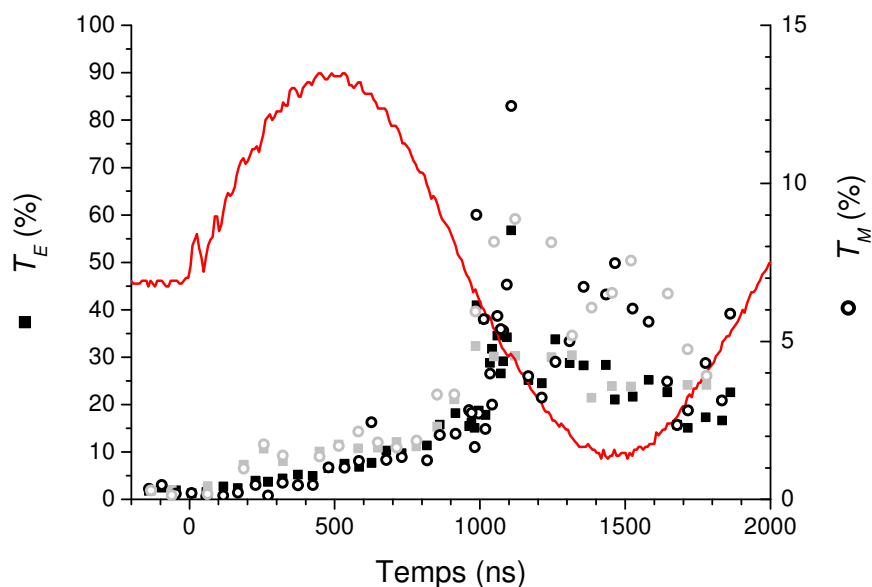


Figure 4.2.8. Transmissions dans un mélange dont 1/3 de Xe, T_E (carrés) et T_M (cercles) pour deux pressions totales : 67,5 Torr (gris) et 135 Torr (noir).

4.2.3 Résultats numériques et discussions

4.2.3.1. Détermination des propriétés du plasma créé par la décharge

Il est nécessaire pour étudier la propagation du laser de connaître l'état du plasma créé par la décharge. Le degré d'ionisation et la température du plasma après la décharge jouent en effet un rôle fondamental sur le guidage de l'impulsion et donc sur la création du milieu lasant. Si des travaux théoriques sur le canal de plasma d'hydrogène ont été réalisés [4.1.18], il n'existe pas –à notre connaissance– des travaux similaires sur le xénon. Nous sommes donc obligés de poser quelques hypothèses.

D'après la relation (4.1.4), la température sur l'axe d'un canal plasma d'hydrogène est de 4,3 eV (dans les conditions de notre expérience). La présence du xénon doit bien sûr modifier la température. En effet, le facteur numérique dans cette équation dépend de la conductivité thermique et électrique des ions et des électrons qui sont différents dans le cas d'un mélange (Xe + H₂). Si nous prenons le cas d'un gaz de Lorentz idéal ionisé, où il n'y a pas d'interactions électrons - électrons et où les ions sont considérés au repos, les conductivités thermiques et électriques dépendent de $1/Z$ où Z est l'état de charge des ions [4.2.2], ce qui conduit à une réduction du refroidissement par les parois du tube et une augmentation du chauffage ohmique. La température dans un mélange de (Xe + H₂) doit donc être supérieure à celle dans l'hydrogène seul. Compte tenu que la majeure partie du mélange est constituée d'hydrogène, nous estimons que la température se situe dans un domaine entre 6 et 12 eV. Ces valeurs doivent être pris avec précaution par la suite.

L'état d'ionisation résultant de cette température, dans le cas d'un plasma à l'équilibre thermodynamique local (ETL) peut être obtenu en résolvant l'équation de Saha. L'hydrogène se trouve ionisé à partir d'une température de 3 eV. La résolution de cette équation pour le xénon donne un état de charge entre +4 et +8 (pour $T = 6 - 12$ eV). Cependant, les conditions de l'approximation de l'équilibre thermodynamique local ne sont pas valides pour le xénon (à cause de la température et la densité du plasma). L'équation de Saha ne donne qu'une valeur approchée. Par ailleurs, des calculs, permettant de déterminer les états de charge hors ETL pour l'Argon dans des conditions de plasma similaires à notre cas [4.2.3] ont montré que la résolution de l'équation de Saha pour l'argon surestime les états de charges d'un ou bien deux états. Nous en tirons que le xénon se trouve dans des états entre Xe^{+3} et Xe^{7+} .

Sous l'effet de la décharge, il se forme donc un plasma froid dont l'hydrogène est totalement ionisé et le xénon l'est partiellement. D'après l'expression (4.1.8), plus l'état de charge augmente, plus le rayon du canal sera petit. En prenant, le cas d'un mélange de Xe^{5+} et H dont 1/3 de Xe^{5+} à une pression de 90 Torr, une densité électronique initiale sur l'axe de $4,8 \cdot 10^{18} \cdot \text{cm}^{-3}$, on a alors $W_M \sim 24 \mu\text{m}$ (le facteur numérique dans l'équation doit être changé par $1,3 \cdot 10^5$ pour correspondre à des valeurs de W_M qui ont été mesurées [4.2.4]). Ce calcul suppose que la présence de xénon n'a pas d'effet sur le profil de densité. Néanmoins, on peut noter que la petite taille de W_M rend le canal plasma moins sensible au changement de profil de densité par ionisation (dû à la propagation du laser). Notons d'autre part que W_M varie en $1/Z^{1/4}$, et n'est pas donc très sensible à Z. Dans les simulations, nous prendrons la même valeur de W_M , pour différents états initiaux d'ionisation.

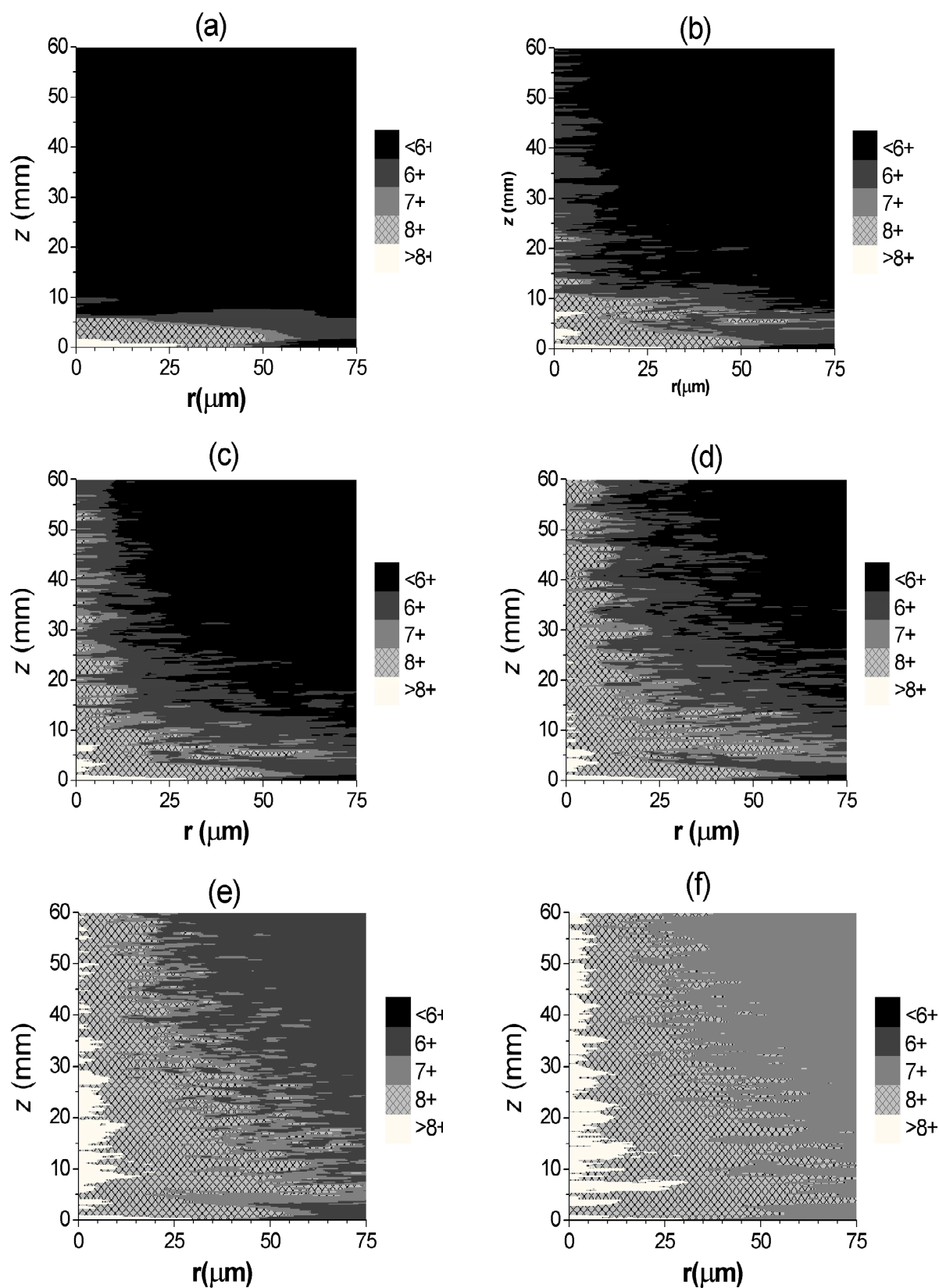
4.2.3.2. Etats d'ionisations après interaction avec le laser

Le code que nous avons utilisé pour étudier la propagation a été proposé par nos collègues anglais [4.2.5]. Ce code, très similaire à celui présenté dans le chapitre II (paragraphe 2.6.2), ne tient pas en compte des effets relativistes et pondéromoteurs. Ceci ne devrait pas fausser les résultats du calcul car ces effets sont négligeables dans notre cas (paragraphe 2.2.3). Le code suppose une symétrie cylindrique et donne l'état d'ionisation de xénon en fonction de la position radiale (r) et axiale (z). Le profil d'intensité de l'impulsion laser est supposé gaussien. L'intensité maximale est celle qui a été mesurée en supposant un faisceau gaussien. La figure 4.2.9 présente la distribution des différentes espèces ioniques dans le plasma juste après le passage du laser. D'abord, dans la cellule puis dans le capillaire (conditions décrites dans le paragraphe 4.2.2). Nous supposons que le profil de densité électronique est parabolique et $W_M = 24 \mu\text{m}$. Puisque l'état de charge initial de xénon n'est pas connu, nous présentons le calcul pour différents états initiaux du Xe^{3+} au Xe^{7+} . Le calcul a été étendu jusqu'à 60 mm, selon z.

Dans la cellule, la zone de Xe^{8+} s'étend sur une zone jusqu'à 4,8 mm de longueur (sur l'axe). Notons que ce code donne des zones de gain plus larges que celle calculées par le code décrit dans le chapitre II (paragraphe 2.5.3.4). Dans le capillaire, bien que la tache du laser ne soit pas tout à fait égale à W_M , il se forme toujours un plasma de Xe^{8+} plus long que celui dans la cellule. Ce plasma est d'autant plus long que le Z initial est grand. Ceci peut être expliqué par le fait qu'en augmentant Z initial, le canal plasma est moins perturbé

par l'ionisation induite par la propagation du laser. A partir de $Z_{\text{initial}} = 5$, la zone de gain s'étend sur une distance qui va jusqu'à 60 mm. Contrairement à ce que suggère ce calcul (pour $Z_{\text{initial}} \geq 5$), aucun signal du laser X n'a été observé, expérimentalement, dans le tube capillaire de 50 mm de long. Il semble donc que les états initiaux de Xe^{3+} ou Xe^{4+} correspondent mieux à nos résultats expérimentaux, en particulier pour Xe^{4+} , pour qui le plasma amplificateur s'étend jusqu'à 30 mm. Notons par ailleurs que le plasma de Xe^{8+} est au moins quatre fois plus grand que celui dans la cellule, et que la pression utilisée dans le capillaire est 2,5 fois supérieure à la pression dans la cellule. Nous avons vu dans le paragraphe 3.2.5.2 que le facteur de gain local augmente avec la pression. Pourquoi donc le signal du laser à 41.8 nm n'a pu augmenter que d'un facteur quatre en passant de 4 mm de cellule à 30 mm de capillaire ?

La formation d'un long plasma de Xe^{8+} n'est pas suffisante pour augmenter l'amplification du laser X. Il faut assurer un pompage fort. Comme nous avons vu dans le paragraphe 2.3.3, les électrons sont chauffés par l'énergie qu'ils acquièrent dans le champ électrique de l'impulsion laser au moment de l'ionisation. La proportion des électrons utiles pour le pompage diminue sous l'effet de la décharge puisque le xénon est partiellement ionisé. D'autre part, la présence des électrons froids agit d'une façon négative sur la dynamique des populations des différents niveaux atomiques. D'abord, elle dépeuple le niveau supérieur de la transition laser par collisions. Ensuite, elle réduit le taux de pompage collisionnel en refroidissant les électrons chauds du plasma. D'autre part, la raie de la transition laser peut être élargie par effet Doppler, Stark et l'élargissement par collisions, qui augmentent avec la pression et sous l'effet de la décharge. La fonction de gain est alors répartie sur un intervalle plus large de fréquence. Le fait de trouver un signal plus intense dans le capillaire de 30 mm par rapport à une cellule de 4 mm montre que l'augmentation de la zone de gain et de la pression est mis en balance avec une réduction probable du facteur de gain.. Ainsi, le produit gain - longueur est plus important que celui obtenu dans la cellule mais avec un gain local plus faible. D'autre part notons que le laser X n'a pas suivi la croissance de la transmission (figure 4.2.5). Alors que la transmission n'a cessé d'augmenter, le signal du laser X a chuté brusquement. L'ionisation du xénon pendant la formation du canal plasma a fait diminuer rapidement le nombre des électrons utiles pour le pompage. Lorsque le canal plasma s'est stabilisé, il y a certainement moins d'électrons pour participer au pompage.



4.2.9. Distribution des ions après le passage du laser. a : dans la cellule de 4 mm à 15

Torr. b à f : dans le capillaire à 90 Torr en prenant des états de charge initiaux

respectivement Xe^{3+} , Xe^{4+} , Xe^{5+} , Xe^{6+} et Xe^{7+} .

4.2.5. Conclusion

En couplant le laser de pompe sur le mode fondamental d'un tube capillaire à décharge de 30 mm de long, nous avons pu augmenter significativement la longueur du plasma amplificateur et ainsi légèrement améliorer les performances du laser à 41,8 nm. L'effet laser observé est apparu corrélé à de bonnes conditions de guidage. Les simulations indiquent que le guidage a été réalisé sur toute la longueur du tube de 30 mm mais aucune amélioration supplémentaire n'a pu être réalisée avec des capillaires de plus grande longueur. Cette limitation est liée à la mauvaise qualité du canal plasma créé dans le capillaire de 50 mm de long. Si les résultats obtenus permettent de valider le principe du guidage pour les lasers X par OFI, l'utilisation du capillaire à décharge a toutefois montré ses limites. En effet, la présence d'hydrogène, indispensable pour le guidage, contribue à une diminution du coefficient de gain du plasma. Ceci a pour effet de limiter les améliorations potentielles de la source malgré un allongement significatif de la colonne de plasma. Nous notons d'autre part que ce système est relativement lourd et a montré pendant cette expérience qu'il est difficile à maîtriser (montage délivrant la décharge, contrôle du délai...).

Il serait donc souhaitable de pouvoir travailler en régime guidé, sans pour autant introduire d'autre gaz avec le xénon. Dans ce but, nous nous sommes intéressés à une autre technique de guidage qui devrait permettre d'allonger le plasma amplificateur sans pour autant dégrader ses qualités amplificatrices : le guidage par réflexions dans des tubes capillaires diélectriques.

4.3. GUIDAGE MULTIMODE DANS UN TUBE CAPILLAIRE DE SAPHIR

Nous avons réalisé d'abord différentes expériences visant à guider l'impulsion laser en régime monomode dans des tubes en verre remplis de gaz. Les tubes utilisés (75 à 100 μm de diamètre interne et leur diamètre extérieur n'étaient que de 360 μm) n'étaient finalement pas très adaptés aux fluctuations de pointé du laser de pompe (de 20 à 30 μm sur la face d'entrée du capillaire). En effet, la face avant du capillaire était détruite à chaque tir.

Dans ces conditions, il était très difficile de réaliser une étude systématique permettant la réalisation d'un laser OFI en régime guidé. Nous sommes donc passé à des capillaires de plus grand diamètre intérieur et extérieur. Si ces tubes ne permettent pas de répondre aux conditions de guidage en régime monomode, ils se sont montrés bien plus résistants et comme nous allons le montrer dans les paragraphes suivants, ont permis en guidage multimode, une amélioration très spectaculaire des performances du laser à 41,8 nm. Nous avons utilisé deux type de tubes : des tubes en saphir et des tubes en verre.

4.3.1. Dispositif expérimental

Le dispositif expérimental est le même que celui décrit dans le paragraphe 3.1.2. L'optique de focalisation est un miroir sphérique de 2 m de longueur focale, utilisé hors axe. Dans le plan focal, la tache du laser correspond à une distribution qui peut être approchée par neuf gaussiennes (figure 4.3.2) avec une tache centrale de rayon $W_0 = (28 \pm 2) \mu\text{m}$ (en $1/e^2$) qui contient 40 % de l'énergie totale. Le faisceau est à 1,6 de la limite de diffraction et la longueur de Rayleigh mesurée est égale à 3 mm. L'intensité maximale sur cible est égale à $(1 \pm 0,2) \cdot 10^{18} \text{W} \cdot \text{cm}^{-2}$ dans le vide. Cette intensité a été maintenue constante pendant toute l'expérience (sauf dans le paragraphe 4.3.5). La transmission est définie comme étant l'énergie totale transmise divisée par l'énergie totale du laser à l'entrée. Elle a été mesurée en comptant le nombre de comptes sur la CCD du faisceau transmis et celui de la tache focale dans le vide. Afin de comparer le signal du laser X dans le tube capillaire avec celui dans une cellule de gaz, nous avons placé une cellule de longueur ajustable de 4 à 15 mm. Le tube capillaire est composé de deux plaques de saphir (figure 4.3.1). Dans chaque face, un canal a été creusé par usinage laser. En collant les deux plaques, on forme un tube capillaire de géométrie cylindrique de 15 mm de long et de $(300 \pm 20) \mu\text{m}$ de diamètre interne. La surface de la paroi interne des tubes capillaires utilisés présente une importante rugosité. Une observation par microscope de la surface usinée montre l'existence de plusieurs irrégularités de 10 μm de dimension. L'entrée du gaz est assurée par deux fentes de dimension, $(500 \times 250) \mu\text{m}$ creusé à 1,5 mm des faces d'entrée et de sortie du tube. Le capillaire est placé dans un réservoir qui est alimenté en continu en gaz. On suppose qu'une pression constante règne entre les deux fentes.

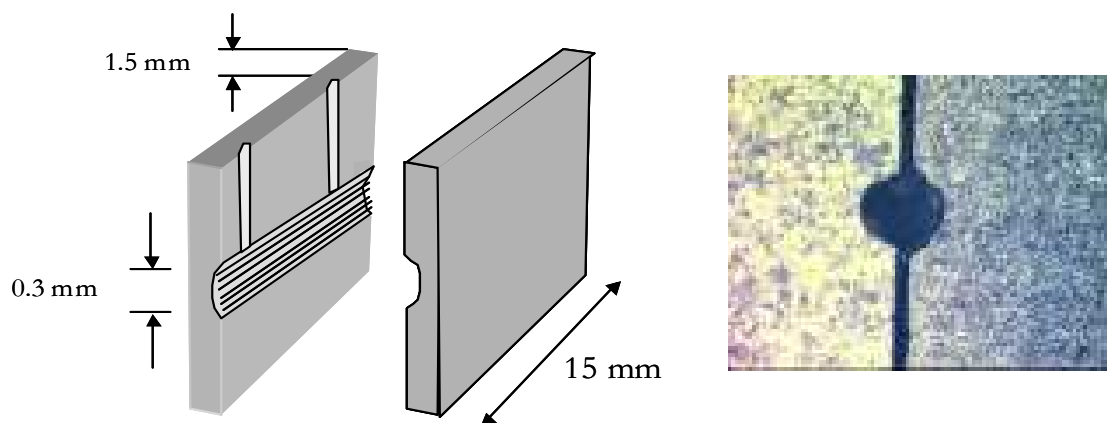


Figure 4.3.1. Schéma descriptif d'un tube capillaire et l'image prise par un microscope de la face avant d'un capillaire « collé » et prêt à être utilisé

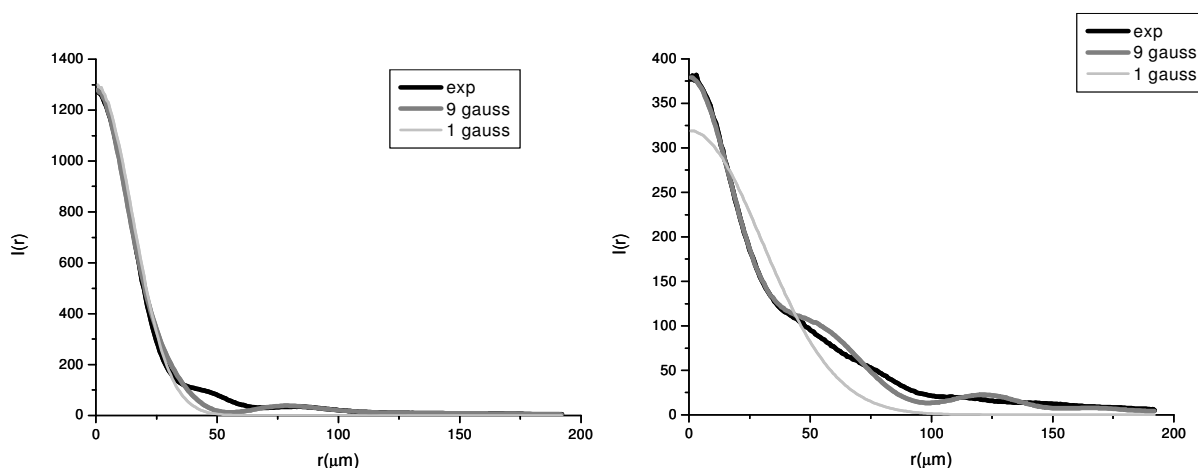


Figure 4.3.2. Profil d'intensité du laser de pompe mesurée par la CCD : dans le plan focal et à 6mm avant (à droite).

4.3.2. Effet du guidage sur l'énergie du laser X

A cause de la forte énergie de pompe et de la longueur focale du miroir sphérique, plusieurs filtres d'aluminium ont été cassés au cours de cette expérience. La calibration entre les différents tirs a néanmoins été réalisée par comparaison du signal détecté à 41,8nm dans les mêmes conditions pour différents filtres. Ceci augmente notre incertitude de mesure. Le maximum du signal du laser à 41,8 nm dans le capillaire a été observé pour une pression de 30 Torr. Le laser est focalisé à 6 mm après la face avant du capillaire. La transmission en énergie est de 40 %. Comme la montre la figure 4.3.4, l'intensité du signal

du laser X est sept fois plus importante que le signal observé dans la cellule de 15 mm à 17 Torr (pression optimale). Trois longueurs de cellule ont été utilisées : 4, 10 et 15 mm. Le signal dans la cellule de 15 mm est deux fois supérieur à celui dans la cellule de 10 mm et sept fois à celui dans la cellule de 4 mm.

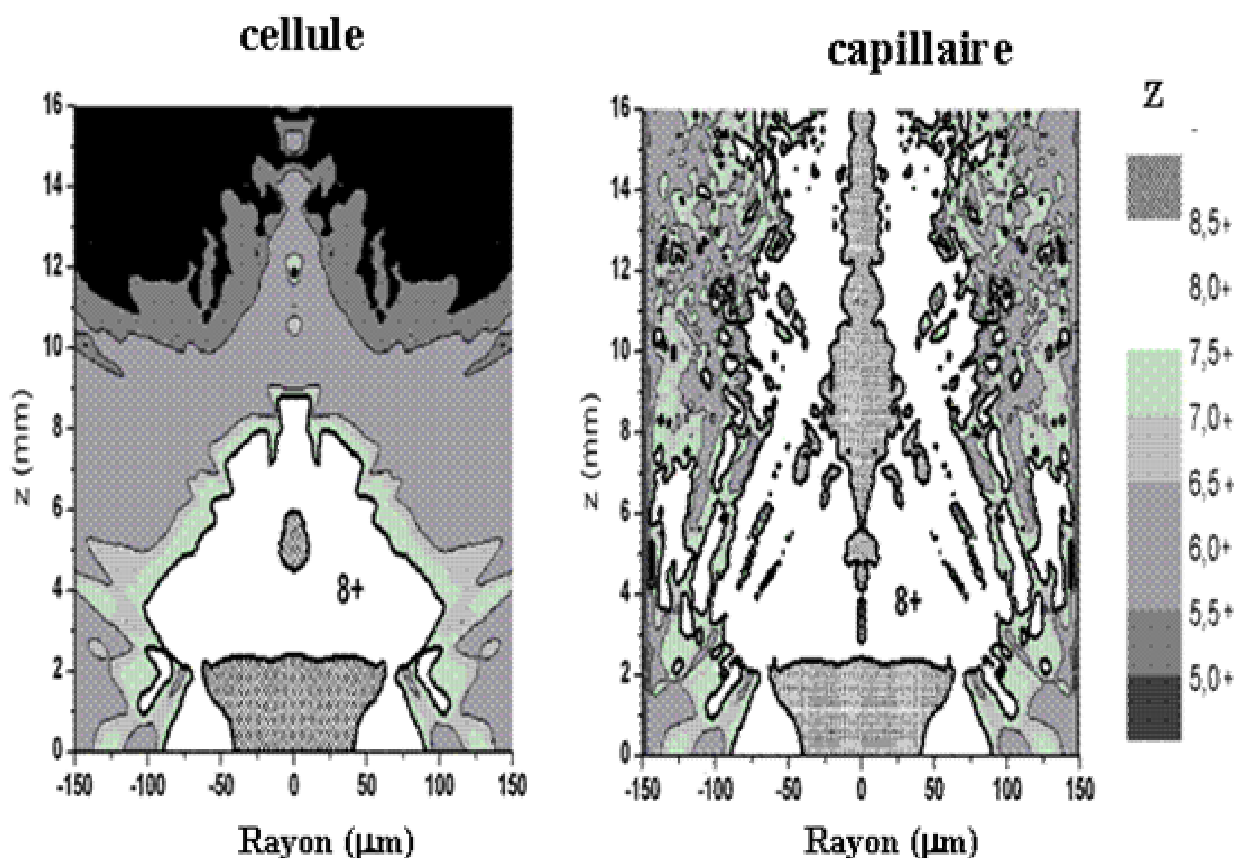


Figure 4.3.3. Calcul de l'état d'ionisation dans le plasma et le capillaire après le passage du laser à 17 Torr. La zone blanche correspond à une population de Xe^{8+} .

Le code numérique « code 2 » qui permet d'étudier la propagation du faisceau laser de pompe dans la cellule (voir paragraphe 2.6.2) est utilisé ici pour le capillaire, avec les conditions de continuité telles qu'elles sont décrites dans la référence [4.3.1]. On décrit l'impulsion laser à l'entrée par le profil d'intensité qui a été mesuré expérimentalement. La constante diélectrique effective de la paroi dépend de la rugosité de la surface. Elle a été ajustée dans la simulation numérique pour reproduire la transmission en énergie (mesurée de 40 % à 25 Torr), ce qui donne une transmission ~ 80 %, calculée à 17 Torr (on ne

dispose pas de toutes les mesures de transmission). Pour pouvoir comparer l'effet du guidage sur le volume du plasma Xe^{8+} formé, nous avons pris la même pression, 17 Torr, dans une cellule et dans le capillaire. La figure 4.3.3 montre l'état de charge du plasma après le passage de l'impulsion laser. Avant la première réflexion le plasma dans le capillaire est similaire à celui dans la cellule. Il est caractérisé par une zone de surionisation ($Z > 8$) qui va jusqu'à ~ 2 millimètres. La réfraction rapide et l'intensité élevée sur la paroi montrent que le couplage se fait sur les modes d'ordres supérieurs au mode fondamental. Il se forme un long plasma amplificateur qui s'étend jusqu'à la face de sortie du capillaire.

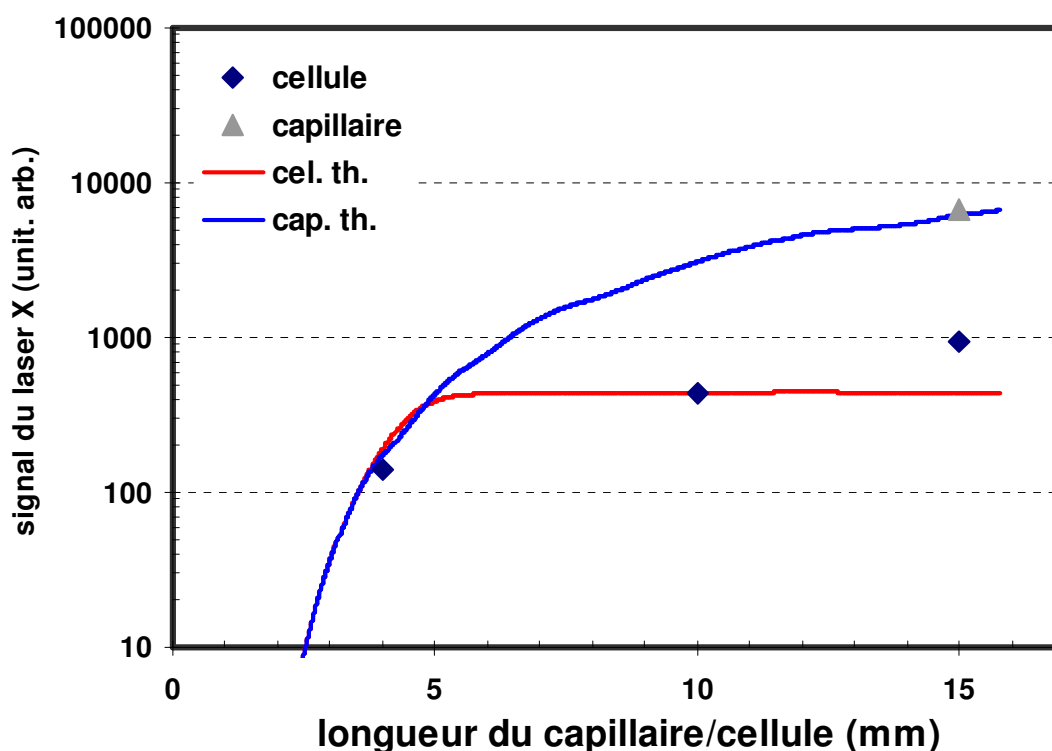


Figure 4.3.4. Signal du laser X mesurée dans le capillaire (triangle) et la cellule pour différentes longueurs (points gras). Les deux courbes correspondent au résultat du calcul.

A partir de ce calcul, on peut calculer l'évolution de l'énergie du laser X dans le capillaire et la cellule (avec le « code 3 » décrit dans le paragraphe 2.6.3). Ce calcul suppose la zone de gain limitée à la zone de Xe^{8+} . Comme le montre la figure 4.3.4, sur les premiers millimètres, compte tenu que le plasma de Xe^{8+} est similaire, les deux courbes croissent de la même façon. Alors que le signal se stabilise après 6 mm dans la cellule, il ne

cesse de croître jusqu'à 15 mm dans le capillaire, où il devient supérieur d'un ordre de grandeur. La croissance continue dans la cellule jusqu'à 15 mm, obtenu expérimentalement, n'est pas en accord avec la mesure des expériences précédentes présentées dans le paragraphe 3.3.3. Notre hypothèse qui consiste à ajouter une zone de gain supplémentaire (paragraphe 3.2.3.2) ne permet pas d'expliquer ce comportement car comme nous voyons sur la figure 4.3.3, les zones de Xe^{7+} et Xe^{6+} ne s'étendent en aucun cas jusqu'à 15 mm. Toutefois, un facteur deux entre le signal mesurée dans la cellule de 15 mm de long et celui mesurée dans la cellule de 10 mm de long peut être expliqué par l'incertitude de notre mesure : calibration des filtres, mesure de pression, fluctuations d'énergie d'un tir à l'autre...

4.3.3. Dépendance en pression

La figure 4.3.5 montre la variation de l'intensité du signal à 41,8 nm en fonction de la pression dans le capillaire et dans une cellule de 15 mm de long. Le laser était focalisé à 8 mm à l'intérieur du capillaire et à l'entrée de la cellule. Nous avons aussi étudié la dépendance en pression dans des cellules de 10 et 4 mm de longueur. La variation est similaire à celle dans une cellule de 15 mm. Comme dans le paragraphe 3.3.4, le signal du laser X dans la cellule apparaît sur une gamme étroite entre 10 - 30 Torr et atteint son optimum autour de 15 - 17 Torr. Dans le capillaire, cette zone devient plus large. Elle s'étend entre 10 - 70 Torr et l'optimum est observé autour de 30 Torr. Deux hypothèses paraissent possibles pour expliquer cette large gamme de pression. Une première explication consiste à dire que le guidage a amélioré sensiblement le contrôle de propagation du laser de pompe. Les conditions de production du laser X deviennent moins dépendantes de la pression. Toutefois, le signal n'augmente pas avec la pression comme le prévoit le calcul du gain local (paragraphe 3.2.4.2). Le signal à 17 Torr est en effet très comparable à celui à 30 Torr. L'augmentation de pression aurait du exciter des modes d'ordres supérieurs et faire chuter la transmission. Dans un deuxième temps, il est important de dire que la mesure de pression telle qu'elle a été réalisée au cours cette expérience a d'importantes sources d'erreur. Il faut noter que la pression réelle dans le tube capillaire n'est pas très bien connue. En effet, la pression est mesurée au niveau du tube qui alimente en gaz le réservoir dans lequel on a placé le capillaire. Etant donné la géométrie de ce tube en saphir, deux plaques creusées et mises face à face (figure 4.2.1), on peut

s'attendre à d'importantes fuites de gaz au niveau de la jonction entre les deux plaques. Ceci aurait pour conséquence de réduire très sensiblement la quantité de gaz utile et donc la pression à l'intérieur du tube capillaire par rapport à celle mesurée en amont. En augmentant la pression en amont, il est possible qu'elle n'augmente pas linéairement dans la zone d'interaction et que la quantité de gaz dans le capillaire pour les plus hautes pressions soit surestimée. Cette question reste ouverte jusqu'à présent mais les résultats présentés dans le paragraphe suivant dans les tubes verres, non sujets à de telles fuites, laissent penser que la pression mesurée en amont ne correspond pas à la pression réelle dans le tube. Toutefois, comme il n'est pas possible de connaître la pression réelle dans le tube, nous considérerons par la suite que la pression dans le tube correspond à la pression mesurée.

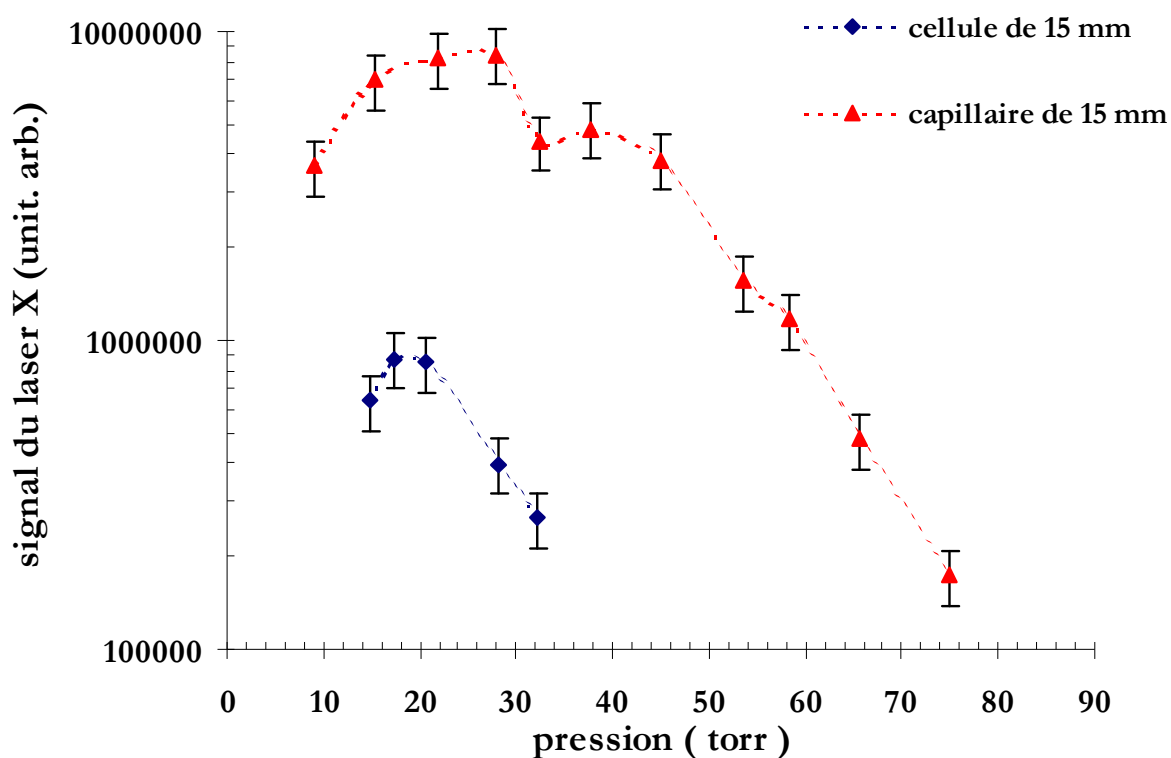


Figure 4.3.5. Signal du laser X en fonction, de la pression dans le capillaire et la cellule, les traits interrompus sont pour guider l'œil.

4.3.4. Dépendance du point de focalisation

L'utilisation de tubes à gros diamètre permet de faire varier le point de focalisation tout en couplant le maximum d'énergie qui peut pénétrer dans le tube. La figure 4.3.6 montre le signal du laser X en fonction de la position du point de focalisation dans le vide, mesurée par rapport à la face d'entrée de la cellule ou du capillaire, obtenu pour une cellule de 15 mm à 15 Torr et dans un capillaire de 15 mm à 17 Torr. Le signal du laser X dans la cellule est peu sensible avec la position de la focalisation car l'utilisation d'une longue focale a rendu le signal du laser X peu sensible à ce paramètre. En revanche, dans le capillaire, le signal ne cesse d'augmenter jusqu'à 6 mm. Lorsqu'on essaye de focaliser plus profondément, le capillaire est détruit après quelques tirs de laser. Le calcul de l'intensité de la raie à 41,8 nm est en accord avec ce résultat et montre un optimum de signal autour de 6 mm. Focaliser à l'intérieur du capillaire revient à diminuer l'angle d'incidence sur la paroi. L'énergie se couple donc sur les premiers modes caractérisés par une forte transmission. Mais, en allant plus loin, une grande partie de l'énergie est perdue sur la face avant du capillaire. Après 6 mm, même si le tube capillaire tenait le haut flux, le signal à 41,8 nm devrait chuter.

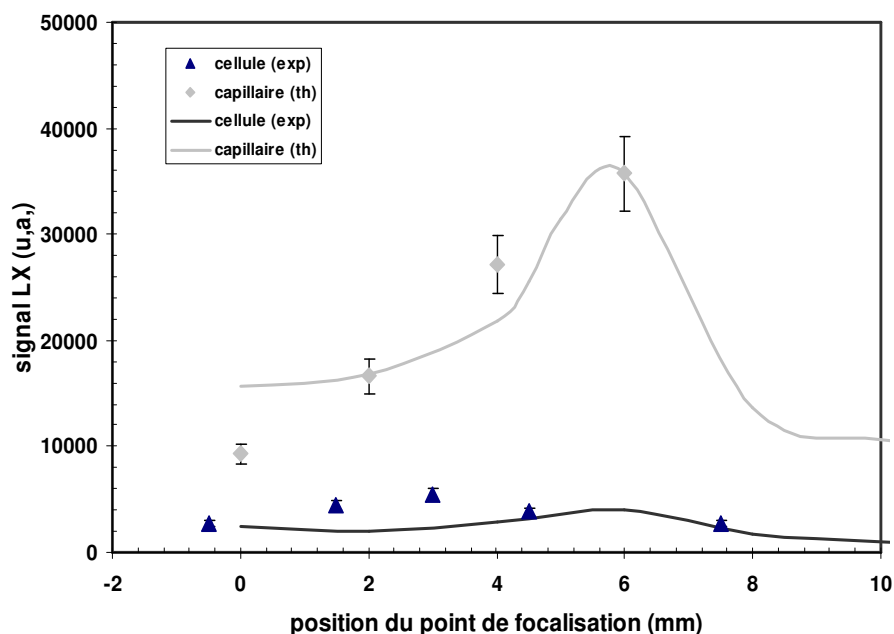


Figure 4.3.6. Signal du laser X en fonction, du point de focalisation dans le capillaire (losanges) et la cellule (triangles) Les courbes sont les résultats du calcul.

4.3.5. Dépendance de l'énergie de pompe

La figure 4.3.7, montre le signal du laser X et l'énergie du faisceau infrarouge transmise dans le tube capillaire à une pression de 37 Torr, en fonction de l'intensité du laser de pompe de $5 \cdot 10^{17}$ à $1,12 \cdot 10^{18}$ W/cm². L'énergie transmise croît d'une façon monotone avec l'intensité du laser pompe. Notons une corrélation directe entre l'émission du laser X et l'énergie de pompe transmise. La courbe du laser à 41,8 nm suit la croissance de l'énergie totale transmise dans le tube capillaire. Ceci montre clairement que pour une pression donnée, le laser X est directement lié à la quantité d'énergie guidée dans le tube capillaire.

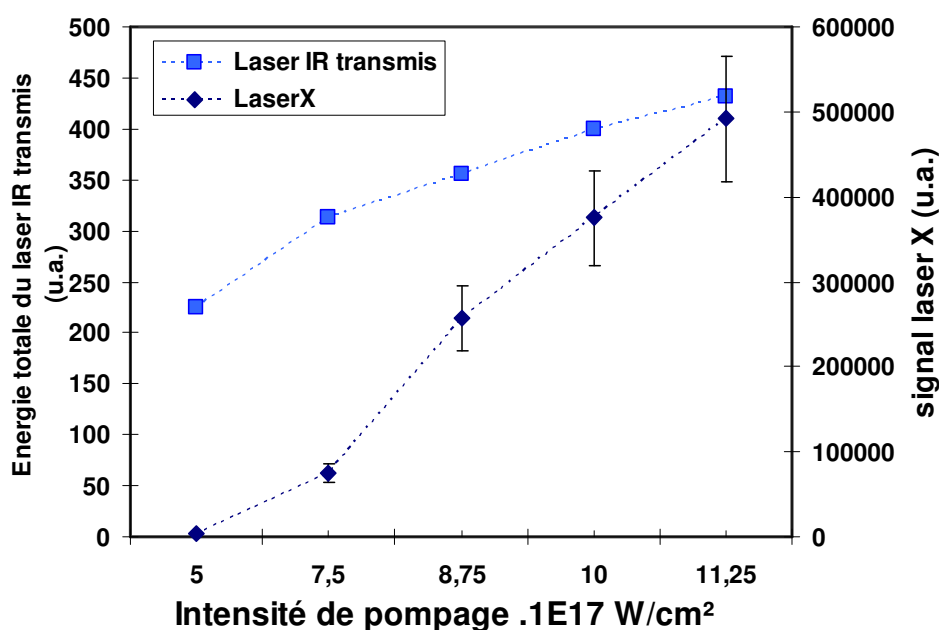


Figure 4.3.7. Signal du laser X (losanges) et énergie du faisceau infrarouge transmis (carrés) en fonction de l'intensité du laser de pompe dans un capillaire à 37 Torr de xénon.

La figure 4.3.8 donne une idée sur le profil du faisceau transmis, pour différentes intensités du laser de pompe. Contrairement au cas du guidage monomode que nous avons observé dans le tube à décharge 4.2.6), la forte inhomogénéité du faisceau transmis dans le tube de saphir, montre bien que plusieurs modes ont été excités. Lorsque la transmission augmente, l'énergie est essentiellement localisée au centre du faisceau. Ceci peut provoquer des zones de surionisation sur l'axe.

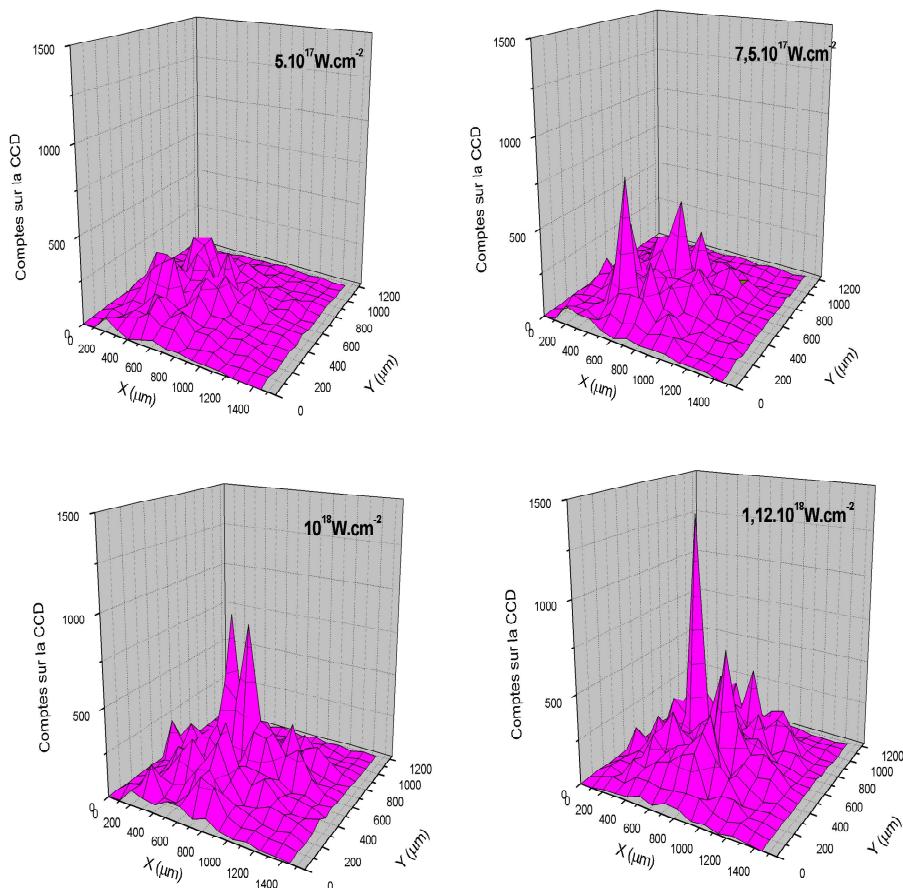


Figure 4.3.8. Profils d'énergie du laser infrarouge transmise, dans le plan de sortie du capillaire à 37 Torr, pour différentes intensités du laser de pompe.

4.3.6. Conclusion

L'utilisation d'un tube diélectrique de saphir de grand diamètre nous a permis d'améliorer les performances du laser à 41,8 nm bien plus que ce qui a été possible avec la décharge capillaire, et ceci malgré une longueur de tube deux fois plus courte. Il est remarquable de noter que compte tenu de l'énergie de pompe à notre disposition, le guidage multimode est tout à fait suffisant et que ce système est simple, compact et possède une durée de vie élevée. Il nous est apparu intéressant d'aller plus loin dans cette technique en essayant de guider dans des tubes plus longs et de meilleure qualité de surface. Ainsi, nous nous sommes intéressé à des tubes capillaires en verre de 300 μm de diamètre intérieur et de 5 mm de diamètre extérieur.

4.4. GUIDAGE MULTIMODES DANS UN TUBE CAPILLAIRE DE VERRE

4.4.1. Dispositif expérimental

Le dispositif expérimental est le même que celui écrit dans le paragraphe 3.1.2. L'optique de focalisation est un miroir sphérique de deux mètres de longueur focale en incidence normale. Le miroir plan qui envoie le faisceau sur le miroir sphérique possède un trou qui laisse passer le faisceau focalisé vers le capillaire. L'intensité maximale I_{\max} sur cible est autour de $5 \cdot 10^{17}$ W/cm. Le profil d'intensité de la tache focale correspond à la superposition de deux profils gaussiens avec des W_0 égaux à 29 μm et 99 μm contenant respectivement 35 % et 83 % de l'énergie totale du faisceau. La longueur de Rayleigh mesurée est 3 mm. Les tubes capillaires font entre 200 et 300 μm de diamètre intérieur. La longueur des capillaires varie de 16 à 56 mm. La surface des parois internes est de qualité optique. L'entrée de gaz est assurée par deux fentes situées à 3 mm de la face d'entrée de sortie du tube et font 200 μm de largeur. Le capillaire est placé dans une cellule alimentée en permanence en gaz (figure 4.4.1). La cellule est montée sur un système mécanique qui permet de contrôler le mouvement sous vide dans trois directions de translation et deux mouvements de rotation. Les tubes utilisés ont une paroi de 2,6 mm d'épaisseur, ce qui leur permet de supporter un nombre important de tirs lasers (plus que 1000 tirs s'il est bien aligné). Afin de comparer les signaux du laser X obtenus dans une cellule, avec ceux obtenus dans le capillaire, nous plaçons une cellule de longueur ajustable. Nous utilisons cette fois un wedge troué (W1) qui laisse passer le faisceau à 41,8 nm vers le spectromètre X tout en obtenant l'image de la sortie du capillaire (dans la gamme infrarouge) pour mesurer la transmission du système.

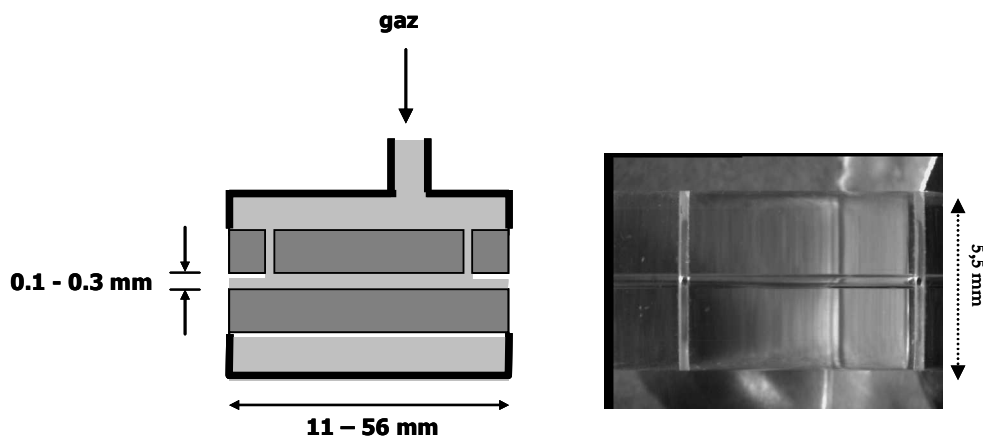


Figure 4.4.1. Schéma descriptif d'un tube capillaire et image, vue de dessus, d'un capillaire de 16 mm de long, enregistrée par un microscope.

4.4.2. Observation expérimentale et spectres

Plusieurs capillaires ont été utilisés de 16 à 56 mm de long et de 300 à 200 μm de diamètre. Le signal du laser X le plus élevé a été observé dans un capillaire de 25 mm de long pour une pression de 5 Torr, le point de focalisation était à l'entrée du tube. L'intensité de la raie du laser X est comparable à celle de l'ordre zéro, ce qui montre d'une façon manifeste la présence d'une forte amplification (figure 4.4.2). Le meilleur signal dans la cellule a été observé dans une cellule de 6 mm de long et une pression de 15 Torr. Le point de focalisation est à 8 mm après la face d'entrée. La formation de petits trous dans le filtre d'aluminium (du spectromètre X) se manifeste par un fond élevé et un pic large autour de l'ordre zéro. Après soustraction du fond dans les deux spectres, nous avons trouvé une amplification quatre fois plus importante dans le capillaire. Par ailleurs, le signal dans un capillaire de 25 mm à 5 Torr est sept fois plus important que dans une cellule de même longueur, à la même pression. Nous avons vérifié que la polarisation optimale du laser de pompe dans le capillaire est la même pour la cellule.

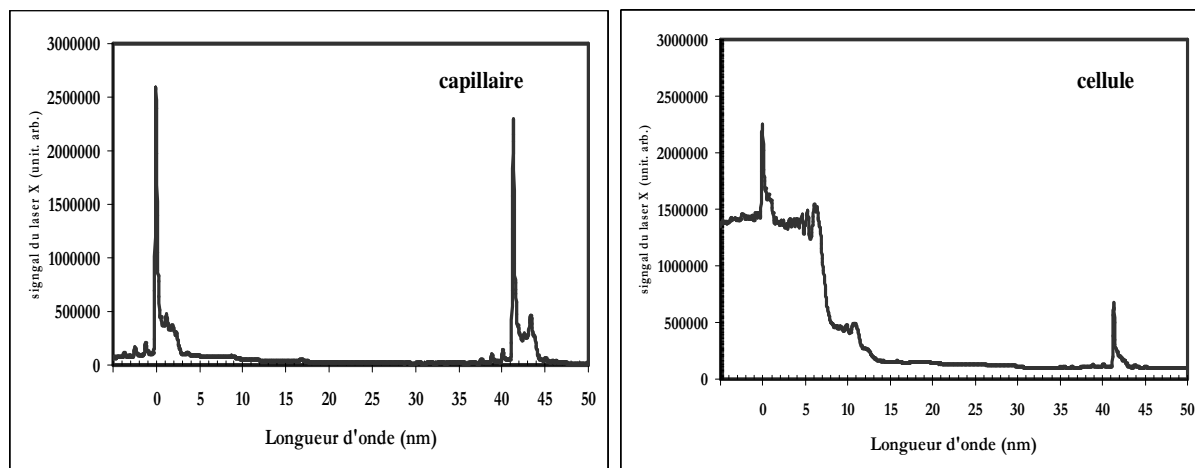


Figure 4.4.2. Spectres du laser X à 41,8 nm dans le capillaire et la cellule dans les conditions optimales : 5 Torr dans un capillaire de 25 mm et 15 Torr dans une cellule de 16 mm.

4.4.3. Calcul de propagation

Pour étudier la propagation dans le tube capillaire avec le « code 2 », décrit dans le paragraphe 2.6.2, il faut fixer la constante diélectrique ϵ_p . C'est en effet le seul paramètre qui définit la paroi dans le code. Nous avons d'abord comparé la transmission calculée en prenant la valeur théorique de ϵ_p pour le verre ($\epsilon_p = 2,25$) avec la transmission mesurée expérimentalement à différentes pressions, dans un tube capillaire de 30 mm de long. Comme le montre la figure 4.4.3, à très basses pressions, les deux courbes sont très proches. En effet, Dans le vide le code prévoit une transmission très élevée, de l'ordre de 99 %, ce qui est proche de la valeur mesurée (92 %). Néanmoins, on a mesuré une plus faible transmission sur la gamme de pressions qui nous intéresse. A 7,5 Torr, alors que le code prévoit une transmission de 59 %, elle n'était que 38 % expérimentalement. Après avoir essayer plusieurs valeurs de ϵ_p , nous avons trouvé que la transmission qui correspond à $\epsilon_p = 1,1$ est la plus proche de la transmission mesurée. Cette valeur est arbitraire et permet de reproduire la transmission mesurée en fonction de la pression.

La figure 4.4.4 montre le calcul de propagation du laser de pompe dans la cellule et le capillaire à 7,5 Torr. Le laser est focalisé à l'entrée du capillaire et à 8 mm dans la cellule et en prenant $\epsilon_p = 1,1$. Comme dans le cas du tube capillaire de saphir, une forte intensité est créée partout dans le tube. Un long plasma de Xe^{8+} est créé autour de l'axe et va jusqu'à 30 mm.

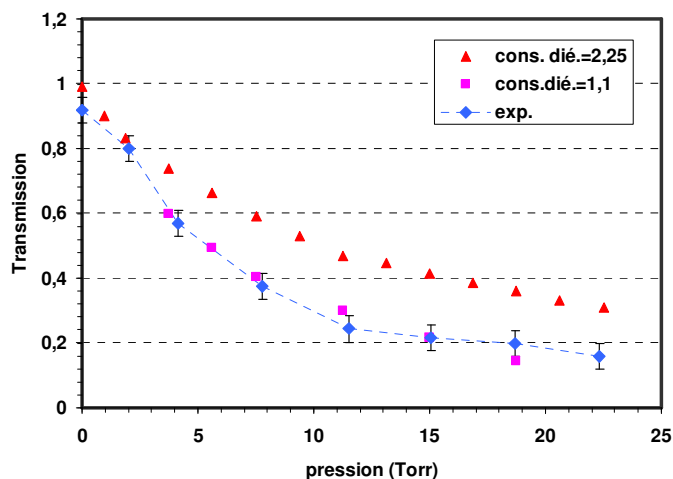


Figure 4.4.3. La transmission en fonction de la pression dans un tube de 30 mm de long : mesurée (points gras, le trait interrompu est pour guider l'œil), et calculé pour $\epsilon_p = 2.25$ (triangles) et $\epsilon_p = 1,1$ (carrés).

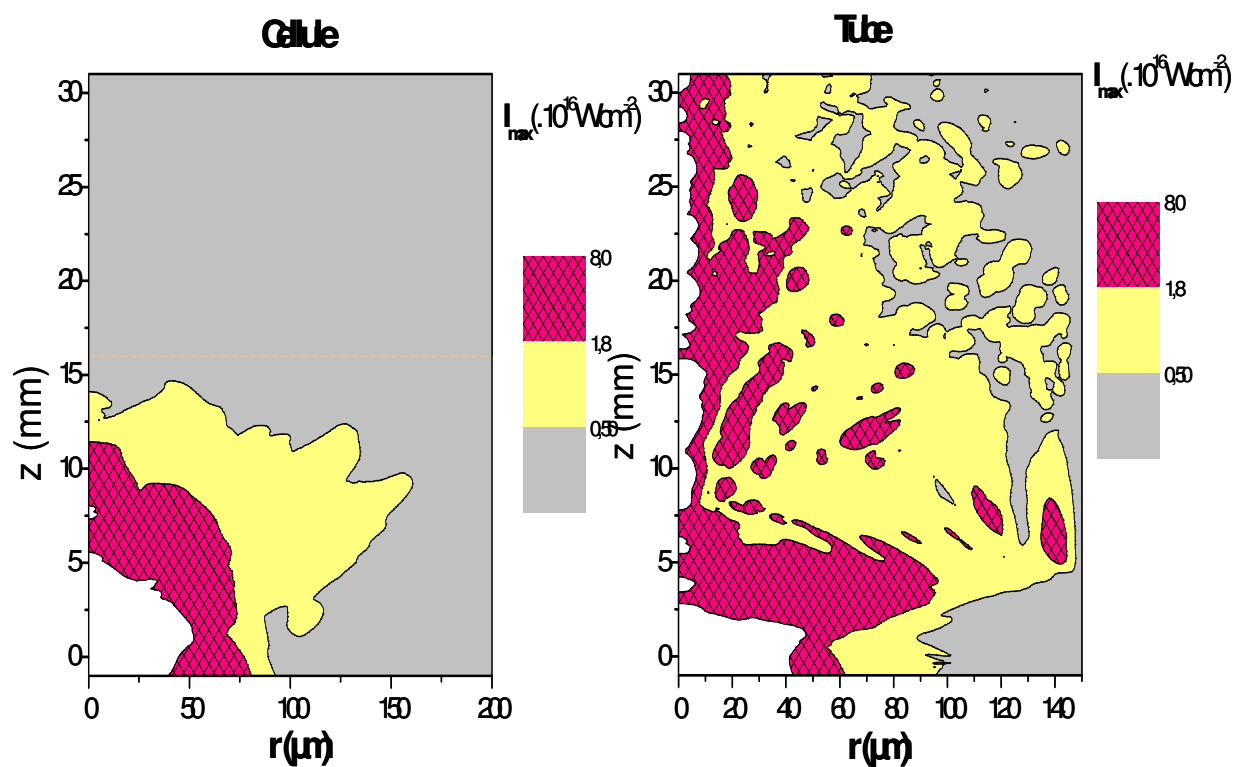


Figure 4.4.4. Calcul de propagation. La zone hachurée est la zone de Xe^{8+} . La zone à une intensité entre $(0,5-1,8)10^{16}W/cm^2$ correspond à un population de Xe^{6+} et Xe^{7+} . La zone blanche est une zone de surionisation $(>8.10^{16}W/cm^2)$.

4.4.4. Dépendance en fonction de la pression

La figure 4.4.5 montre le signal du laser X en fonction de la pression pour les différents capillaires de 16 à 56 mm de long. Le maximum de signal à 41,8 nm est obtenu pour les faibles pressions, entre 5 et 7 Torr. La largeur de gamme de pression est de l'ordre de 10 Torr. C'est à dire la même largeur que celle mesurée dans le cas de la cellule (paragraphe 3.2.4). Si la pression optimale dans le capillaire de 16 mm est plus élevée (8 Torr), elle reste bien inférieure à la pression optimale mesurée avec le tube de saphir (paragraphe 4.3.3). Ceci semble confirmer le fait que la pression dans le tube de saphir était probablement surestimée car l'absence de fuite supplémentaire dans le support de tube en verre permet de supposer que la pression à l'intérieur du tube capillaire augmente linéairement avec la pression à l'entrée. Seuls les trous d'entrée et de sortie du tube permettent d'évacuer le gaz vers l'enceinte d'interaction.

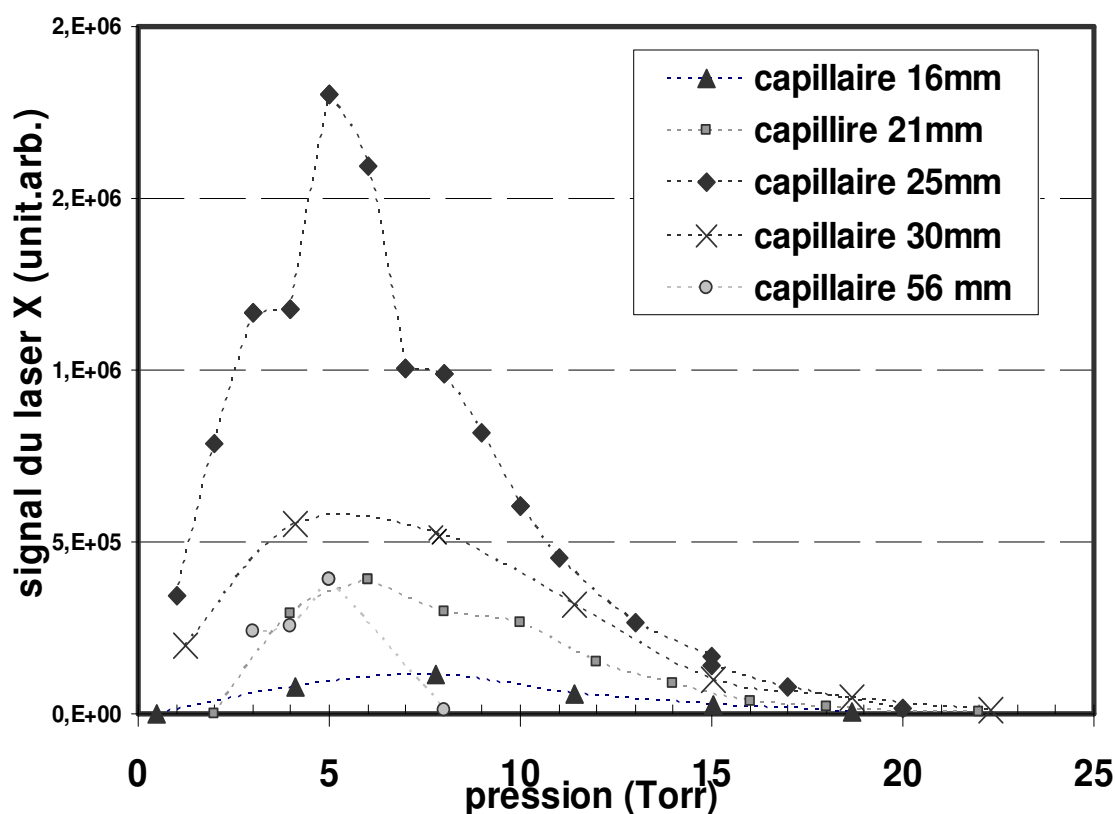


Figure 4.4.5. Signal du laser X en fonction de la pression pour des capillaires de différentes longueurs.

La figure 4.4.6 montre l'évolution de l'intensité de la raie 5d - 5p au cours de sa propagation dans le capillaire, à différentes pressions. Ce calcul a été effectué en utilisant le « code 3 » qui est décrit dans le paragraphe 2.6.3. Le calcul suppose l'existence d'une zone de gain supplémentaire (paragraphe 3.2.3.2). Après les premiers millimètres où la croissance est exponentielle, le régime de saturation est atteint. Le signal augmente linéairement avec la longueur du plasma amplificateur formé. La pente est d'autant plus forte que la pression est élevée. Pour les pressions inférieures à 15 Torr, le signal augmente jusqu'à 30 mm, montrant qu'un long milieu amplificateur s'est formé. Pour des pressions plus élevées, le guidage devient plus difficile. La zone de gain est limitée à 15 mm pour une pression de 18,7 Torr. La pression optimale dépend donc de la longueur du capillaire. Pour un capillaire de 25 mm, le maximum de signal est obtenu pour une pression de 7,5 Torr, ce qui est proche de notre mesure. Cependant, on voit que le signal augmente jusqu'à 30mm. Alors, qu'expérimentalement, le signal mesuré à 5 Torr dans un tube de 30mm est inférieur de 2,5 fois par rapport au signal dans le tube de 25 mm, à la même pression. Ce décalage entre les résultats du modèle et les résultats expérimentaux est attribué aux nombreux erreurs expérimentaux : qualité du capillaire et surtout des fentes (entrées du gaz), mesure de pression, variation du pointé, calibration des filtres, fluctuations d'énergie de pompe...

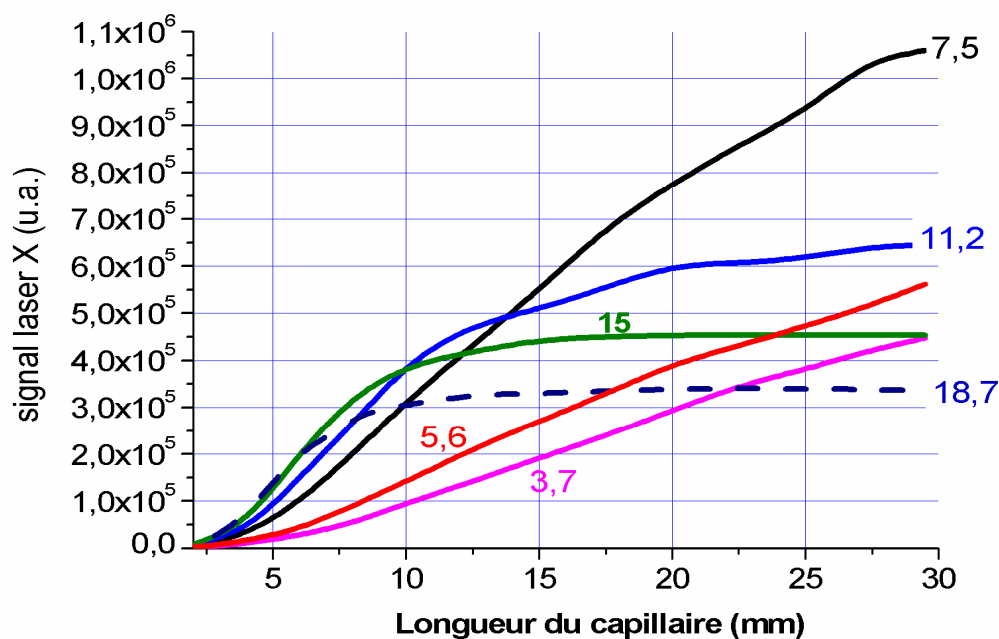


Figure 4.4.6..calcul du signal du laser à 41,8 nm en fonction de la longueur du capillaire pour différentes pressions (en Torr).

4.4.5. Signal du laser X pour différentes longueurs du capillaire et de cellule

La figure 4.4.7 montre le signal du laser à 41,8 nm en fonction de la longueur de la cellule et du capillaire pour deux pressions : 5 et 15 Torr. Le point de focalisation a été optimisé dans chaque cas. À 5 Torr le signal du laser dans le capillaire augmente rapidement avec la longueur. Il est 20 fois supérieur dans le capillaire de 25 mm par rapport à celui de 16 mm de long. Pour les plus longs capillaires, le signal décroît. A 15 Torr, pour des capillaires inférieurs à 21 mm, le signal reste très inférieur par rapport à la cellule. En effet, le signal dans les capillaires de 21 et 16 mm est presque le même dans une cellule de 3 mm, ce qui montre bien la difficulté que trouve le capillaire pour guider à plus hautes pressions. Lorsque la longueur de la cellule devient trop grande, le signal chute à cause de la réabsorption du signal à 41,8 nm par le plasma. Il est important de souligner que le calcul réalisé pour le capillaire de 30 mm (voir figure 4.4.4) ne permet pas de mettre en évidence la présence d'une longueur optimale de capillaire. En effet, la zone de gain qui peut être déduite de la carte d'intensité s'étend jusqu'à 30 mm. Toutefois, il faut noter que les résultats obtenus dépendent clairement de l'alignement du capillaire et peuvent être différents d'un capillaire à l'autre.

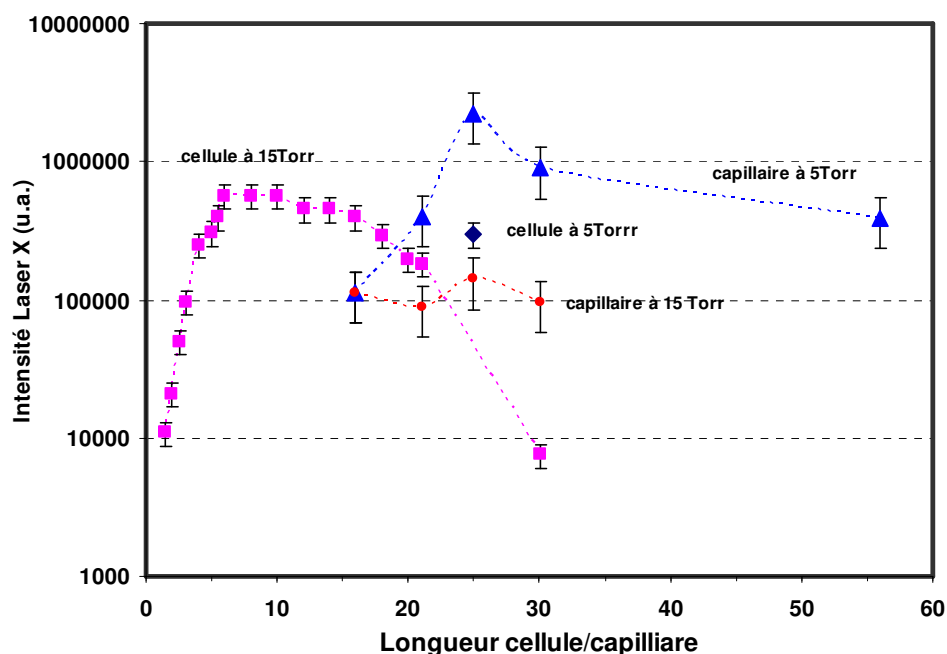


Figure 4.4.7. Signal du laser X en fonction de la longueur du capillaire ou de la cellule pour deux pressions : 5 et 15 Torr.

4.4.6. Dépendance en fonction de l'alignement du capillaire

On s'est aperçu dans cette expérience que le signal du laser X est très sensible à l'alignement du capillaire et que le maximum de signal n'est pas obtenu systématiquement dans la position qui nous a semblé correspondre au meilleur alignement possible, sous vide, à bas flux. L'alignement du capillaire se fait à bas flux en analysant l'allure du laser infrarouge à la sortie du tube (transmission et homogénéité) puis à haut flux, directement sur le signal laser à 41,8nm, en bougeant le capillaire horizontalement et verticalement. La figure 4.4.8 montre le signal à 41,8 nm pour différentes positions dans le plan transverse. A cette mesure, il faut ajouter une barre d'erreur qu'on peut estimer autour de 20 μm de part et d'autre, due à l'instabilité du pointé du laser. La position (0,0) correspond au réglage du capillaire à bas flux. Le signal maximal a été toujours observé pour des positions du laser infrarouge proches de la paroi (position 150 μm). Ces positions qui correspondent à une incidence plus rasante semblent satisfaire au meilleur couplage en présence de gaz. Pour l'instant, l'excentrage du capillaire par rapport à l'axe d'alignement ne peut pas être pris en compte dans notre code de simulation. On comprend toutefois qu'il rajoute une source de désaccord supplémentaire entre la mesure et le calcul, qu'il est difficile d'estimer. Notons d'autre part que cette méthode d'alignement qui n'était pas possible en fonctionnement monocoup montre l'utilité d'utiliser des tubes capillaires de gros diamètres qui résistent à un nombre importants de tirs à haut flux.

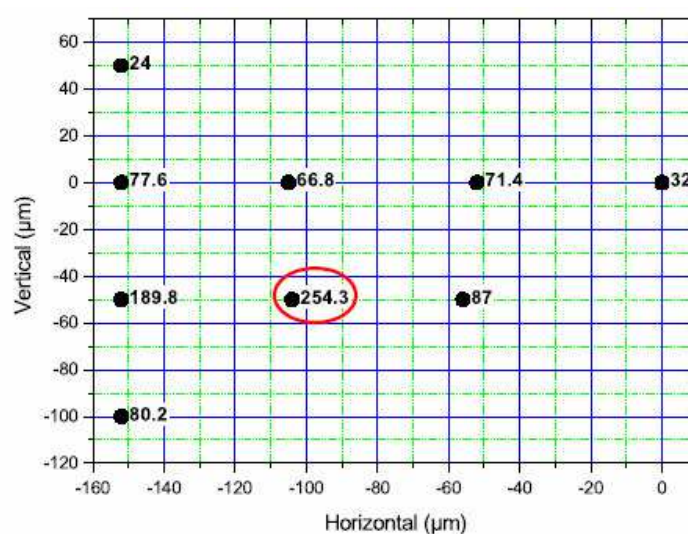


Figure 4.4.8. Signal du laser X pour différentes positions du capillaire dans le plan transverse. La position (0,0) correspond au centre du tube capillaire.

4.4.7. Dépendance de la transmission

La transmission du capillaire a été étudiée pour un capillaire de 30 mm de long. Le laser infrarouge est focalisé à l'entrée du capillaire. Bien que le guidage soit multimode, la transmission reste élevée, comme le prévoit la théorie (paragraphe 4.1.3.4). Comme le montre la figure 4.4.9, elle est aux alentours de 92 – 95 %, dans le vide. La courbe de transmission est marquée par une décroissance rapide jusqu'à une pression de 11 Torr où elle commence à diminuer plus doucement jusqu'à une valeur autour de 20%. L'intensité du signal du laser à 41,8 nm augmente rapidement et marque un maximum autour de 4 - 7 Torr. On peut comprendre cette augmentation du signal X par une augmentation du nombre d'émetteurs et donc de l'intensité de saturation du plasma. Toutefois, il semble que la transmission doit être supérieure à 40 % pour permettre une ionisation suffisante du plasma. Pour les pressions supérieures à 7 Torr, le signal X diminue lentement, en corrélation avec une chute monotone de la transmission. En effet, lorsque la pression augmente, on accentue la réfraction du laser infrarouge et on excite de plus en plus des modes supérieurs qui sont caractérisés par une faible transmission. Cette correspondance entre les deux courbes montre que l'augmentation de la longueur, ou bien du volume du plasma amplificateur lorsque la transmission est élevée est responsable de la croissance de l'amplification du laser X. Le régime de saturation étant atteint, cette croissance est linéaire.

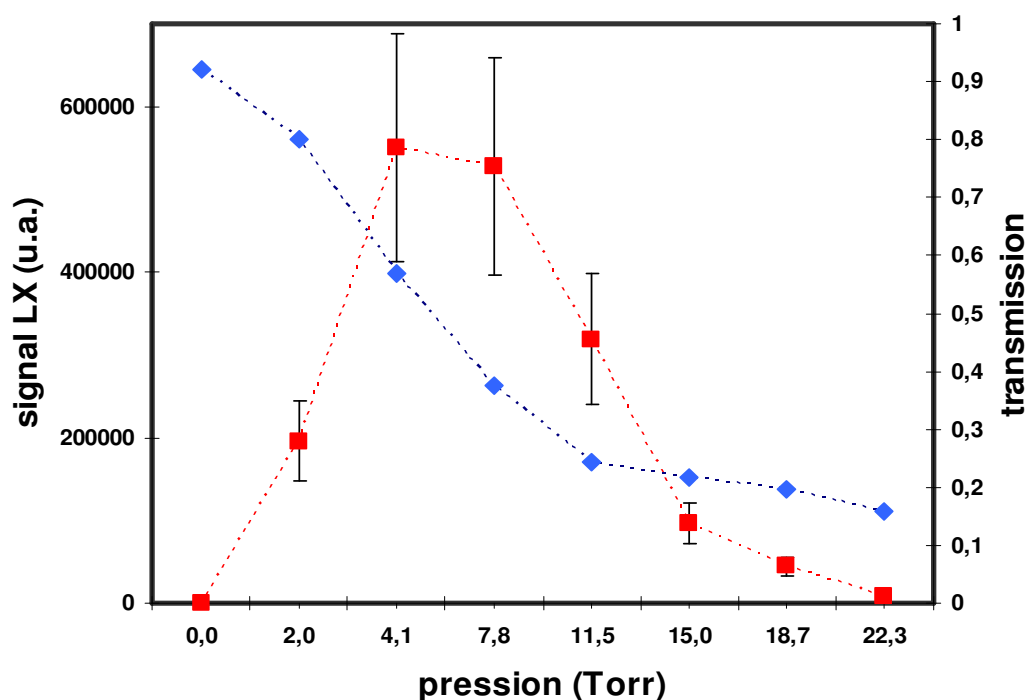


Figure 4.4.9. La transmission (points gras) et le signal du laser X (carrés) en fonction de la pression dans un capillaire de 30 mm.

Pour avoir une idée sur la distribution d'énergie du faisceau infrarouge transmis, nous présentons sur la figure 4.4.10, l'image à la sortie d'un capillaire de 30 mm, pour différentes pressions. Comme dans le cas du tube capillaire de saphir (figure 4.3.8), une forte inhomogénéité est observée, ce qui confirme que plusieurs modes ont été excités. Dans le tube vide, une forte énergie est répartie dans tout le plan de sortie du tube (300 μm de diamètre). L'intensité n'a diminué que d'un facteur trois par rapport à la tache à l'entrée après 30 mm de propagation. Néanmoins, elle chute très rapidement lorsque la pression du gaz augmente.

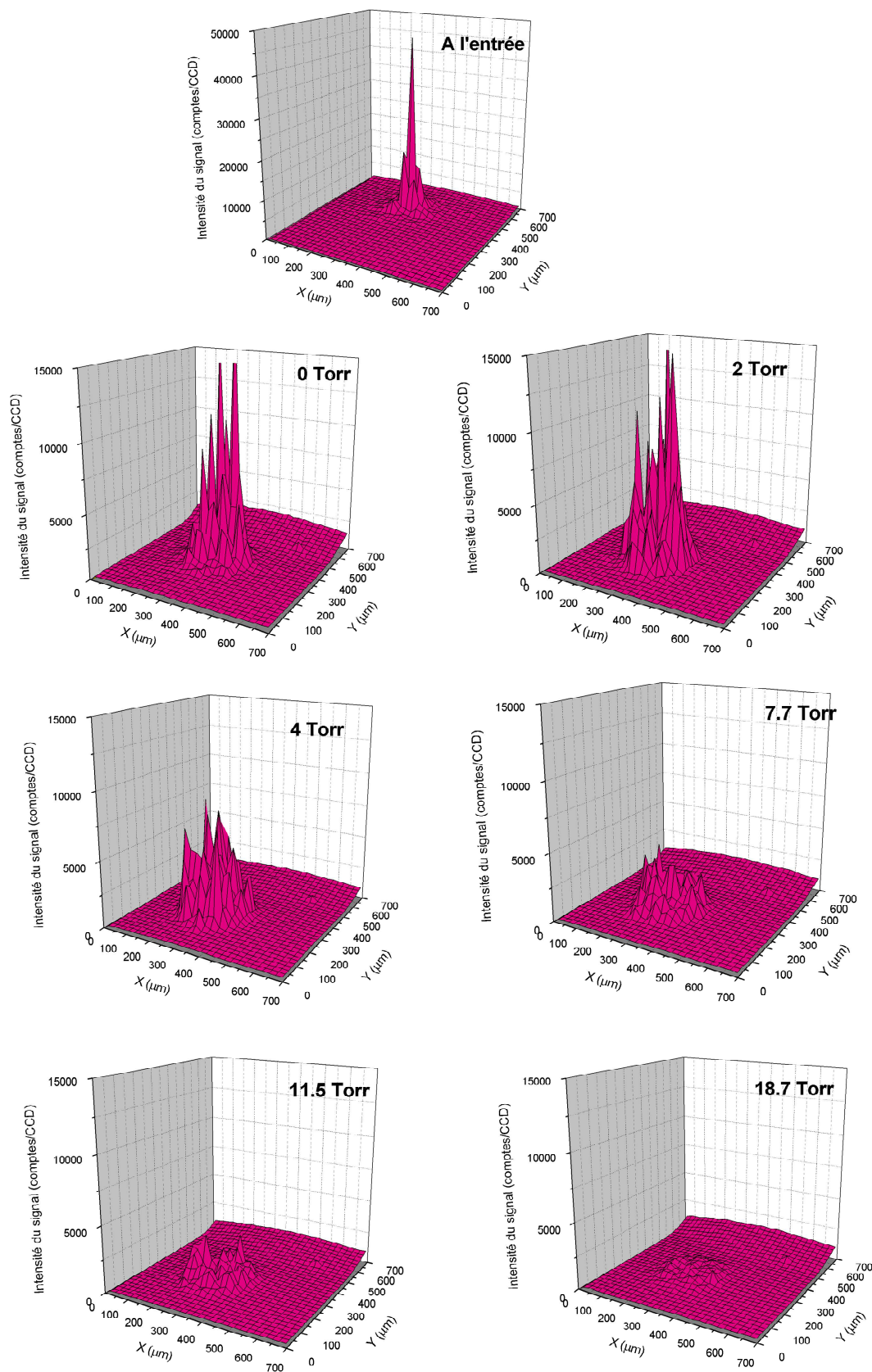


Figure 4.4.10. Images du faisceau infrarouge à l'entrée puis à la sortie du capillaire de 30 mm pour différentes pressions

4.4.8. Dépendance de la position de focalisation

Pour une pression autour de 4 - 6 Torr, nous avons fait varier la position du plan focalisation dans le vide par rapport à la face d'entrée pour différents capillaires (figure 4.4.11). La position zéro correspond à l'entrée du capillaire. Contrairement au saphir qui tient le haut flux, lorsqu'on focalise à l'intérieur, les tubes de verre se cassent rapidement. Il paraît toutefois que le maximum du signal du laser X a été obtenu lorsque le laser est focalisé à l'entrée du capillaire (ou 2 mm après). Ceci s'est confirmé dans différents capillaires. Toutefois, il faut rappeler que les conditions de pression et d'impulsion laser de pompe ne sont pas les mêmes. Dans le premier cas, le profil d'intensité a été différent (9 gaussiennes) et l'intensité maximale a été deux fois plus élevée. La pression a été aussi plus élevée (15 Torr). Ceci peut fortement influencer les conditions de guidage. De plus, les conséquences de notre mode de fonctionnement où le laser est plus près d'un bord, font qu'il est possible d'avoir une incidence rasante à l'entrée sans avoir besoin de focaliser à l'intérieur du tube. En effet, le meilleur signal qui a été obtenu dans la cellule de 25 mm en focalisant à 8 mm à l'intérieur (paragraphe 4.4.2) est très comparable à celui obtenu lorsque le point de focalisation est à l'entrée et le capillaire est bien aligné.

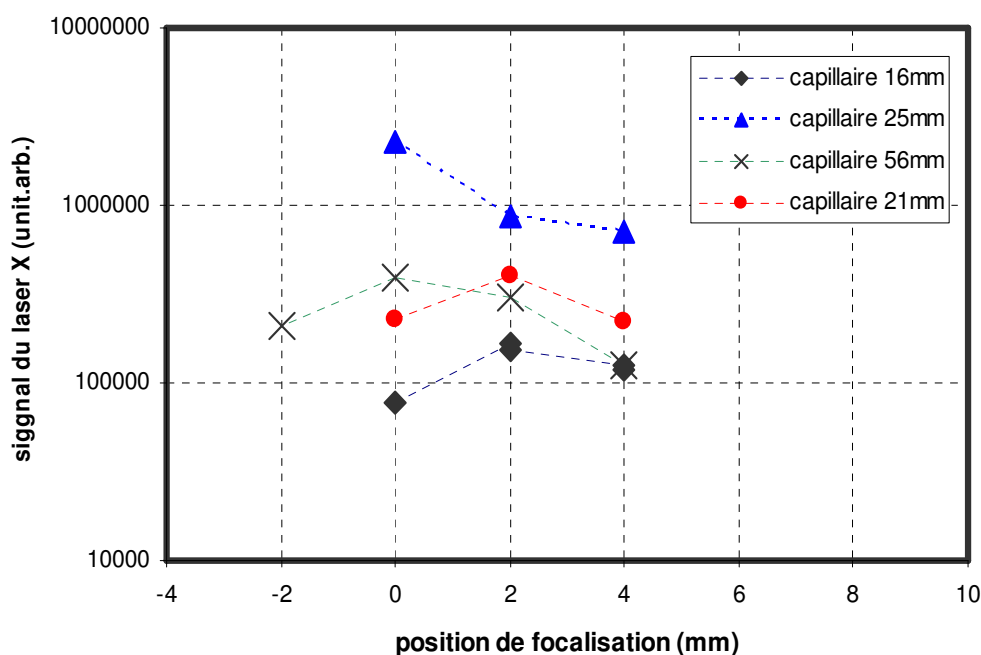


Figure 4.4.11. Signal du laser X en fonction du point de focalisation pour différents capillaires.

4.4.9. Empreinte du faisceau

Nous avons enregistré l'image du faisceau à 41,8 nm émis dans les conditions optimales (voir la figure 4.4.2) : un capillaire de 25 mm de longueur à 5 Torr. Le faisceau est envoyé sur la CCD par un miroir multicouches (Mo :Si :B₄C) à 45° situé à 145 mm de la source. Le miroir est initialement calculé pour réfléchir le laser à 32,8 nm mais il garde toutefois une réflectivité de quelques pourcents à 41,8 nm. Notons d'abord que le faisceau garde sa structure inhomogène malgré l'utilisation du capillaire. Toutefois les dimensions des petites structures qui constituent le faisceau sont bien inférieures à celle obtenues avec la cellule, ce qui est la signature d'une taille de source plus importante comme nous l'avons précédemment discuté dans le chapitre III. Par contre, la divergence du faisceau est très nettement inférieure. On estime qu'elle est de 5 mrad à mi-hauteur. Ce résultat n'est pas surprenant car il est la conséquence d'un allongement significatif de la longueur du milieu actif. La figure 4.4.13 montre le profil angulaire du faisceau à 41,8 nm calculé en utilisant le « code 3 », dans les conditions de l'expérience. Le calcul montre une divergence de 4,6 mrad à mi-hauteur, ce qui est très proche de la valeur mesurée. Il est intéressant de noter que cette valeur de divergence dépend peu du fait d'inclure ou non la zone de Xe⁶⁺ dans le calcul. En effet, en incluant Xe⁶⁺ on allonge le plasma tout en accroissant ses dimensions transverses. Ceci a pour effet de maintenir la divergence du faisceau quasi-identique.

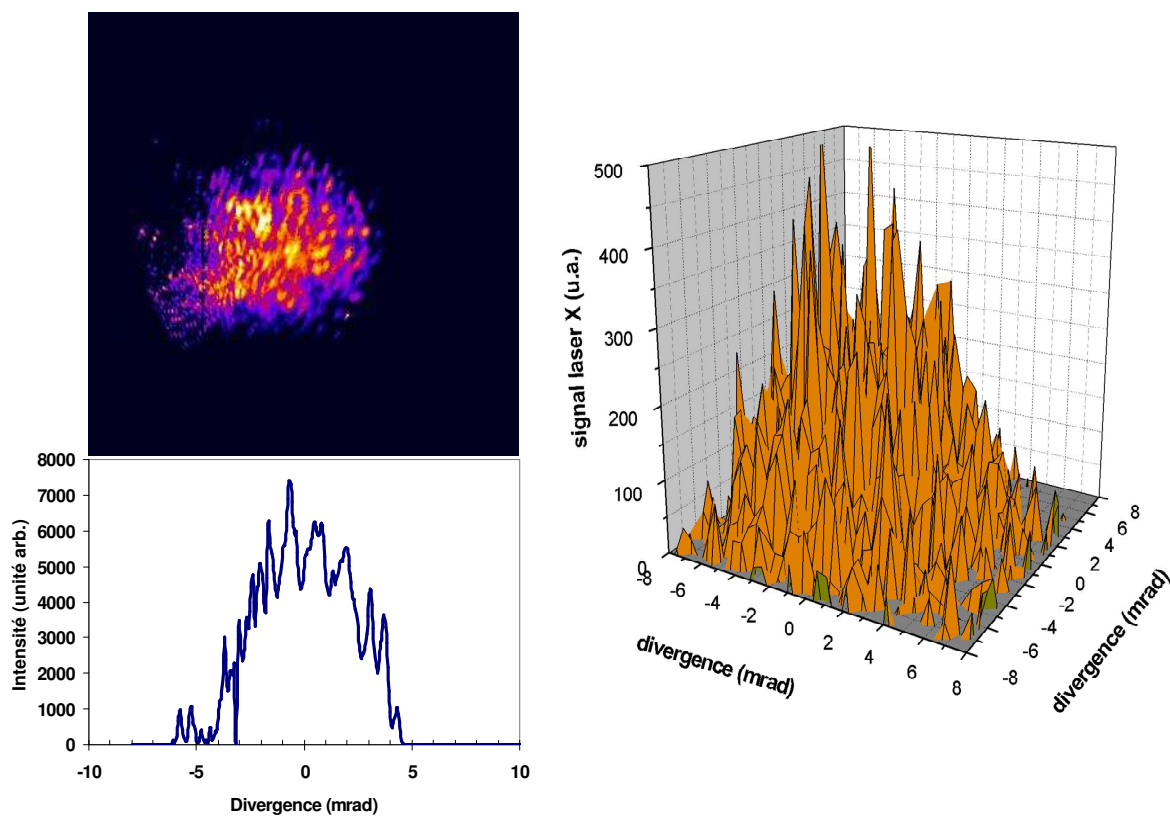


Figure 4.4.12. Image du faisceau du laser X émis par le capillaire de 25 mm de long à 5 Torr, avec sa section dans le plan horizontal. A droite, l'image en 3 D.

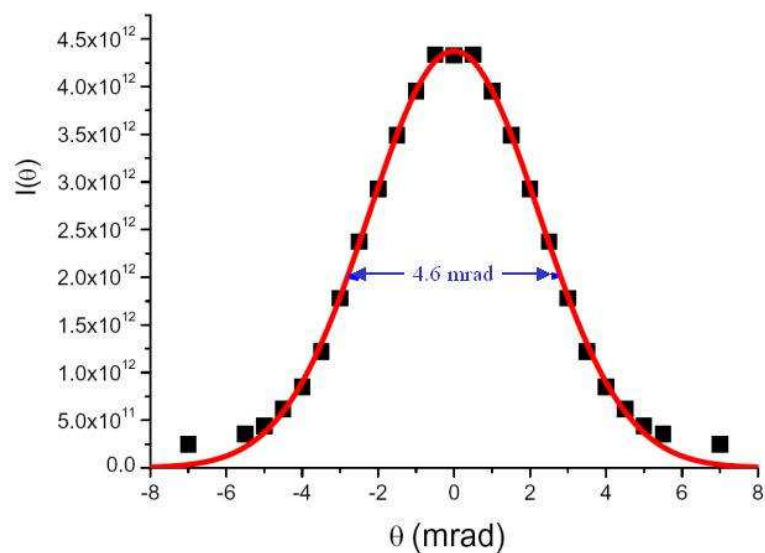


Figure 4.4.13. Résultat de calcul : Dispersion angulaire du signal à 41,8 nm à la sortie d'un capillaire de 25 mm rempli avec 5 Torr de xénon.

4.4.9. Cas d'une courte focale

Nous avons examiné l'effet de l'utilisation d'une optique de plus courte longueur focale sur le signal du laser X. Un miroir sphérique de 1 m de longueur focale a été utilisé pour focaliser le faisceau de pompe en incidence normale. La tache du laser est de waist $W_0 = 16 \mu\text{m}$. Nous avons commencé par mettre un capillaire de 11 mm de long, et 300 μm de diamètre intérieur et déterminer la pression optimale. Le point de focalisation étant à 0,5 mm après la face d'entrée du capillaire. Le maximum du signal du laser X a été observé pour une pression entre 10 - 12 Torr. A une pression de 10 Torr, nous avons fait varier la position du point de focalisation et mesuré le signal du laser X (figure 4.4.14). Le point de focalisation optimale est autour de l'entrée du capillaire. Le signal du laser X a été aussi mesuré dans une cellule de même longueur et à la même pression. Il est très comparable au meilleur signal obtenu dans le capillaire. Il semble que le faisceau s'est couplé avec des modes supérieurs ($a/W_0 = 9,37$), caractérisés par une faible transmission. Ceci montre les conditions, imposés sur la dimension du faisceau à l'entrée et le diamètre du tube pour que le guidage multimode augmente sensiblement les dimensions du plasma du laser X.

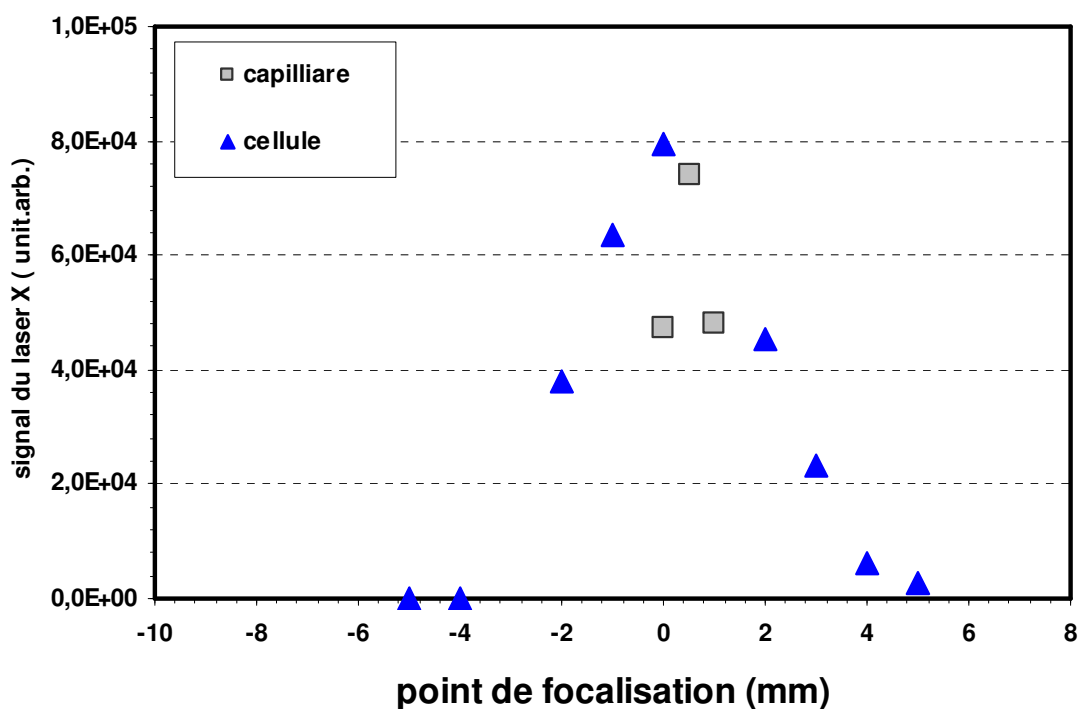


Figure 4.4.14. Signal du laser X en fonction du point de focalisation dans la cellule, et dans le capillaire pour une position initial du (carrés) puis en position optimale.

CONCLUSION

Deux techniques de guidage ont permis la réalisation d'un plasma de laser X par OFI sur une distance centimétrique. La première méthode qui utilise un canal plasma créé par décharge a permis un guidage quasi monomode sur 3 cm de longueur. Dans les meilleures conditions, le signal a été augmenté d'un facteur 4. Toutefois le signal est apparu très sensible au délai entre le début de la décharge et l'arrivée du laser. Ce système nous a permis de démontrer pour la première fois la faisabilité d'un laser XUV OFI en régime guidé.

L'utilisation de tubes capillaires dont le diamètre est beaucoup plus grand que la dimension du faisceau a permis une amplification plus importante, en guidant par réflexions le laser de pompe. Bien que plusieurs modes aient été excités, le guidage a pu se faire sur des distances qui vont jusqu'à 3 cm avec une forte transmission. Ceci a été possible à de très basses pressions (5 - 7 Torr). Toutefois, il nous était difficile de guider le laser à des pressions élevées. Ce système nous a permis d'améliorer les performances du laser à 41,8 nm. Son énergie devient en effet de l'ordre de quelques μJ .

Ces systèmes sont simples, compacts et possèdent une longue durée de vie. Ils sont donc attractifs et méritent d'être étudiés avec plus d'intérêt. Du point de vue théorique, le guidage en régime monomode reste bien sûr, la meilleure solution pour guider le faisceau avec une tache constante et donc créer un plasma le plus homogène possible mais les fluctuations du pointé du laser de pompe, qui est une caractéristique naturelle des installations des lasers de puissance, le rend plus difficile à réaliser.

Le travail présenté dans ce chapitre a permis d'importantes avancées dans deux techniques de guidage et dans leurs applications. Le laser X à 41,8 nm a été en effet la première application concrète de ces techniques et l'amélioration apportée de ses performances nous permet de disposer maintenant une source de quelques microjoules d'énergie et une divergence de l'ordre de 5 mrad.