

Du rôle de la diaphragmation du faisceau

De nombreuses équipes ont constaté que le nombre de photons harmoniques en sortie de milieu peut être expérimentalement amélioré par l'ajout d'un diaphragme sur le faisceau infrarouge avant de le focaliser dans la cellule de gaz [1],[2]. Si cette modification est très simple à mettre en œuvre expérimentalement, et aussi très efficace, la compréhension complète de l'influence de la diaphragmation du faisceau sur la génération d'harmoniques est beaucoup plus délicate. La raison la plus souvent invoquée est l'accroissement du volume de génération par extension de la zone focale. Elle demeure cependant incomplète. L'objectif de ce chapitre est de présenter une étude exhaustive de l'influence de la diaphragmation du faisceau infrarouge sur la génération d'harmoniques. Nous verrons que les raisons invoquées ci-dessus ne sont qu'une part de la réalité et qu'il convient d'y ajouter des considérations allant du processus de génération du dipôle harmonique de l'atome unique à l'accord de phase dépendant du temps et aux effets de répartition transverse de l'énergie.

Nous avons réalisé une étude expérimentale complète de l'influence de la diaphragmation du faisceau sur la génération d'harmoniques en faisant varier la nature du gaz, l'énergie contenue dans l'impulsion laser ainsi que la position et la longueur de la cellule. L'optimum de taille de diaphragme observé correspond à un diaphragme relativement fermé et ce, quelles que soient les conditions de génération. Dans l'argon par exemple, la figure (5.1) montre deux spectres harmoniques enregistrés dans des conditions de générations identiques exceptée la taille du diaphragme. Le fait de diminuer le diamètre de ce dernier de 40 mm (pleine ouverture) à 10 mm nous a permis d'augmenter d'un facteur 10 le nombre de photons par harmonique en centre de spectre.

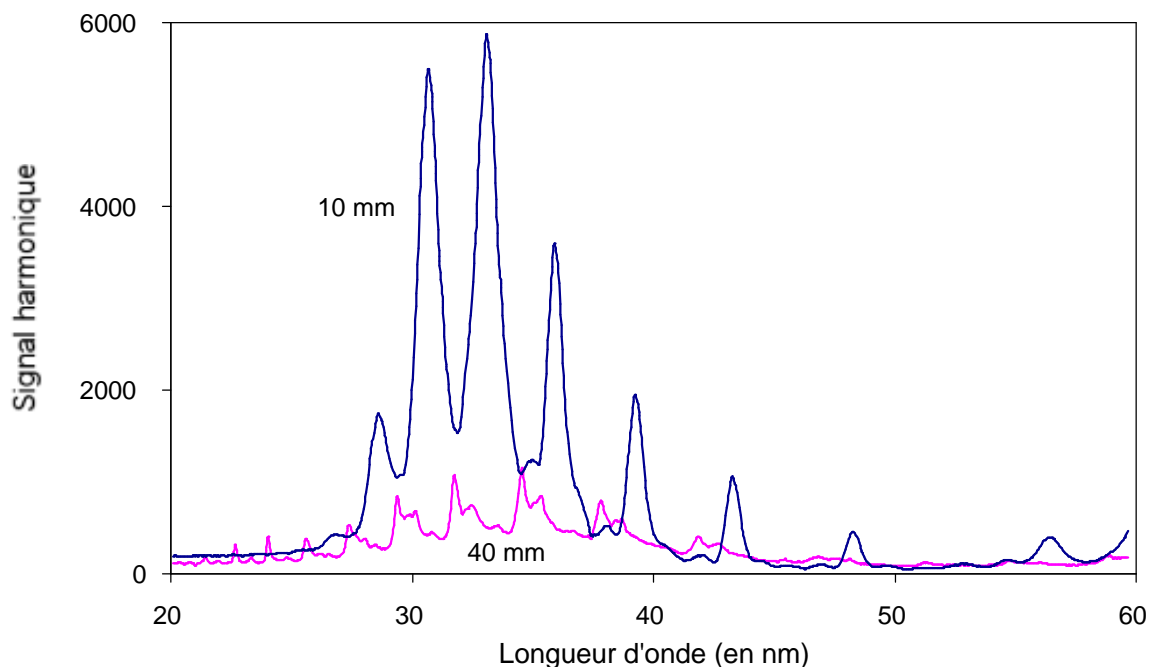


Figure 5.1 : Allures typiques de spectres harmoniques mesurés dans l'argon pour deux ouvertures caractéristiques de diaphragme. La cellule de 2 mm est placée au foyer du laser, la

pression est de 10 torr. L'énergie laser avant diaphragmation est constante et le rapport des intensités au foyer est d 'environ 40.

Les mécanismes permettant un accroissement aussi considérable des flux de photons méritent donc d'être étudiés. Ainsi cette étude comportera dans sa première partie la caractérisation de l'influence du diaphragme sur la géométrie d'un faisceau gaussien. La deuxième partie sera consacrée à l'adaptation du code de calcul de l'accord de phase dépendant du temps aux conditions expérimentales. L'accord entre les résultats issus des simulations et les données est très satisfaisant et nous permet de comprendre l'influence de la diaphragmation du faisceau laser sur la génération d'harmoniques.

5.1. Rappels sur les faisceaux gaussiens et étude de la géométrie focale d'un faisceau diaphragmé

Nous commencerons cette partie par un bref aperçu des propriétés de base des faisceaux gaussiens avant de nous concentrer sur les propriétés géométriques des faisceaux gaussiens diaphragmés.

5.1.1. Équations de base pour les faisceaux gaussiens

Le faisceau en sortie de chaîne laser est supposé gaussien. L'équation qui donne l'intensité d'un faisceau en coordonnées cylindriques (r, z) comptées par rapport au foyer est la suivante [2] :

$$I(r, z) = \frac{2P}{\pi w^2} \exp\left(-\frac{2r^2}{w^2}\right)$$

avec :

$$w(z) = w_0 \sqrt{1 + (z/z_0)^2}$$

$w(z)$ caractérise la taille du faisceau, r est la distance du point considéré à l'axe de propagation du laser, z est la distance du point au foyer sur l'axe de propagation du laser, P est la puissance du laser et $2P/\pi w^2$ l'éclairement sur l'axe.

Un faisceau gaussien est défini par sa longueur de Rayleigh z_0 qui caractérise la taille longitudinale de sa zone focale. En effet, z_0 est la distance qui sépare le foyer du point sur l'axe de propagation pour lequel l'intensité sur l'axe est divisée par deux. Le waist w_0 (dit « col du faisceau » en Français) est la distance à l'axe pour laquelle l'intensité est divisée par $1/e^2$. Si $z=0$, il caractérise la taille latérale du foyer (c'est un rayon d'après la formule précédente). Il existe une relation valable uniquement pour les faisceaux gaussiens qui relie z_0 et w_0 :

$$I_{z_0} = \pi w_0^2 \quad (5.2)$$

où λ est la longueur d'onde du laser.

Le faisceau à étudier étant complètement caractérisé, on peut désormais en étudier le comportement en présence d'un diaphragme suivi d'une lentille. Le premier effet évident de la

diaphragmation du faisceau sur les caractéristiques du faisceau laser est la diminution de l'énergie transmise, mais la diffraction du faisceau par les bords de l'ouverture induit des effets géométriques non moins essentiels qui influencent la focalisation du faisceau.

5.1.2. Transmission d'un diaphragme

On suppose un diaphragme circulaire centré sur l'axe de propagation du faisceau, de rayon a . L'énergie du laser transmise par ce diaphragme est l'intégrale de l'intensité entre 0 et a et vaut :

$$T = \frac{2}{\pi w^2} \int_0^a 2\pi r \exp\left(-\frac{2r^2}{w^2}\right) dr = 1 - \exp(-2a^2 / w^2) \quad (5.3)$$

Le waist du faisceau laser de la « salle rouge » a ainsi été mesuré par adéquation entre la formule précédente et les données expérimentales de transmission présentées sur la figure 5.2.

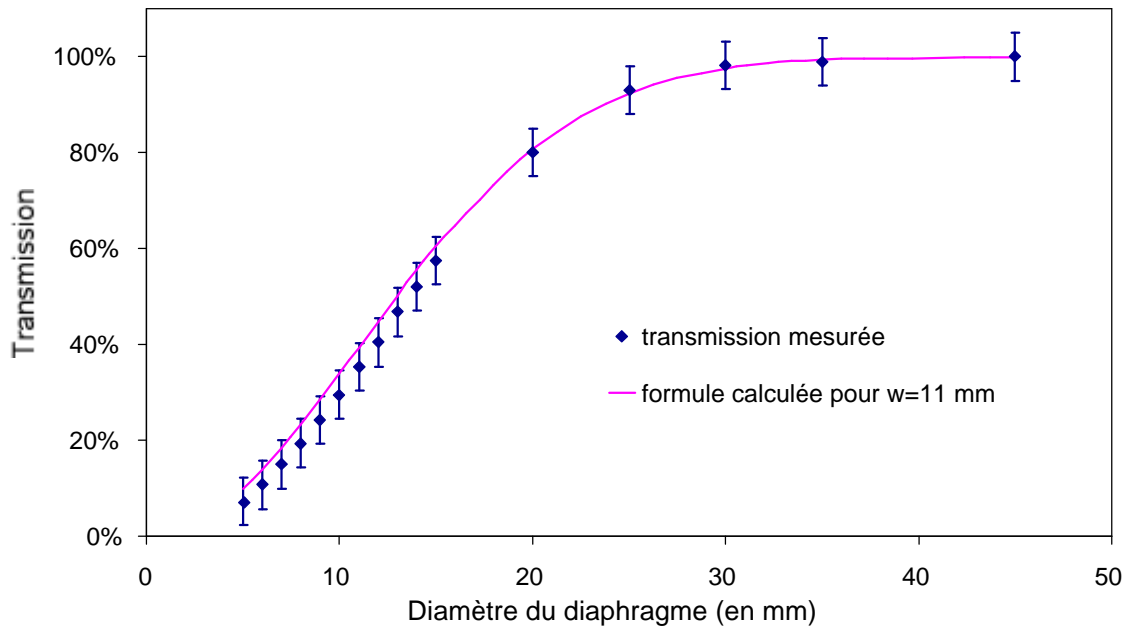


Figure 5.2 : Détermination expérimentale du waist du laser de la salle rouge au moyen d'un wattmètre. L'énergie transmise est mesurée à diaphragme variable et le waist du laser est le rayon du diaphragme qui transmet 86 % de l'énergie ; il vaut ici 11 mm.

La valeur obtenue est de 11 mm, elle correspond au rayon du diaphragme qui transmet 86% de l'énergie du laser. Cette valeur est bien inférieure à la valeur intuitive qui découle de l'observation du faisceau à l'œil nu. En effet, la valeur du diamètre du diaphragme qui transmettrait 99 % de l'énergie est πw soit ici près de 33mm. Cette dernière valeur est par exemple celle qu'il convient de considérer comme valeur strictement minimale des diamètres des optiques se trouvant sur le trajet d'un tel faisceau, si l'on veut pouvoir négliger tout effet de diaphragmation. Dans le cas que nous étudions, les ouvertures de diaphragme sont bien inférieures à cette valeur et les effets de la diaphragmation se font ressentir fortement.

5.1.3. Focalisation d'un faisceau diaphragmé

Dans le cas général, pour un faisceau gaussien non diaphragmé, la taille du faisceau, au foyer d'une lentille de focale f , est inversement proportionnelle à son diamètre initial w sur la lentille.

$$w_0 = \frac{fI}{\rho w} \quad (5.4)$$

on en déduit aisément la nouvelle distance de Rayleigh :

$$z_0 = \rho w_0^2 / I = \frac{If^2}{\rho w^2} \quad (5.5)$$

Le cas des faisceaux diaphragmés est plus délicat car un faisceau gaussien diaphragmé par un iris de rayon a n'est pas un faisceau gaussien de rayon a .

Dans ce cas précis, il faut recourir à une intégrale de diffraction de Fresnel. En symétrie cylindrique, cette intégrale bidimensionnelle se réduit à une intégrale unidimensionnelle dans le plan transverse contenant le diaphragme suivant la variable sans dimension du rayon r_0/a (de 0 à 1). La transformation donnant le champ diffracté en tout point (r,z) de l'espace s'appelle transformée de Hankel, et est donnée par [3] :

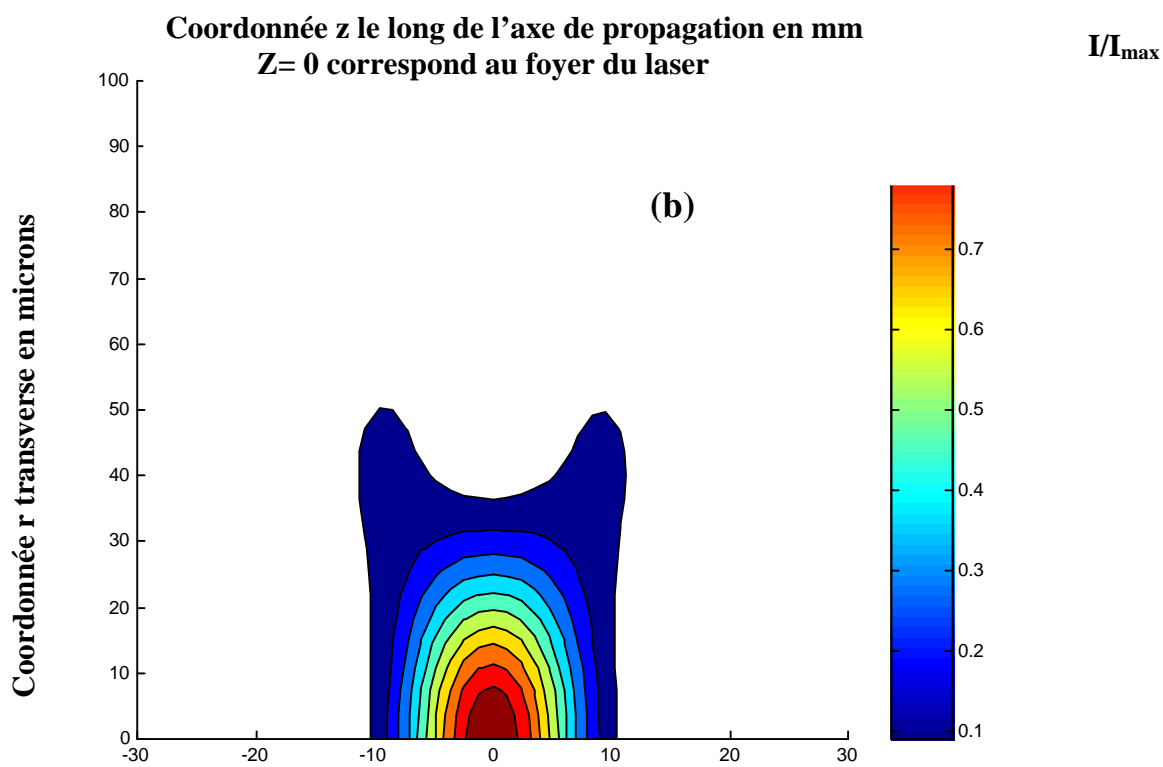
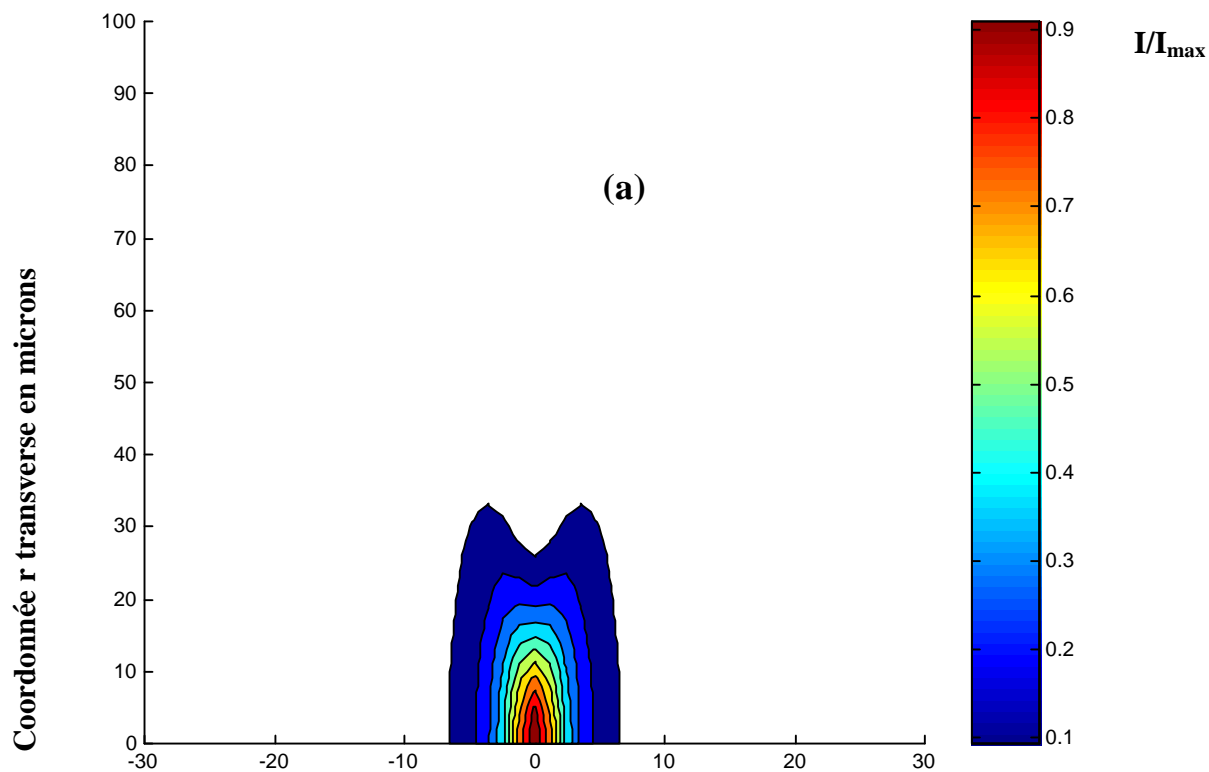
$$u(r, z) = i2\rho N e^{-ipN\left(\frac{r}{a}\right)^2} \int_0^1 r_0 \frac{u_0(r_0)}{a} e^{-ipN\left(\frac{r_0}{a}\right)^2} J_0\left(\frac{2\rho N r r_0}{a^2}\right) d\left(\frac{r_0}{a}\right) \quad (5.6)$$

avec $N = \frac{a^2}{zI} = \text{nombre de Fresnel}$

$u_0(r_0)$ est le champ du laser non diaphragmé et contient le terme de focalisation : $\exp(-ikr^2 / 2f)$.

Cette intégrale est calculée par un programme Matlab et permet de visualiser la zone focale du laser. On s'intéresse ici à la répartition de l'énergie au voisinage du foyer. Les trois figures suivantes sont à la même échelle et représentent la zone focale d'un faisceau gaussien de waist 11 mm, valeur mesurée pour le laser de la « salle rouge », pour différentes diaphragmations. La figure (a) correspond à un faisceau non diaphragmé, (b) à un faisceau diaphragmé par un iris de taille égale au waist du laser. Enfin, la figure (c) représente un faisceau diaphragmé par un iris de taille égale à la moitié du waist du laser.

Les éclaircissements sont normalisés à 1 au foyer et l'échelle de couleur distingue 10 zones dont le contour délimite des valeurs de l'éclaircissement séparées d'un dixième de la valeur maximale.



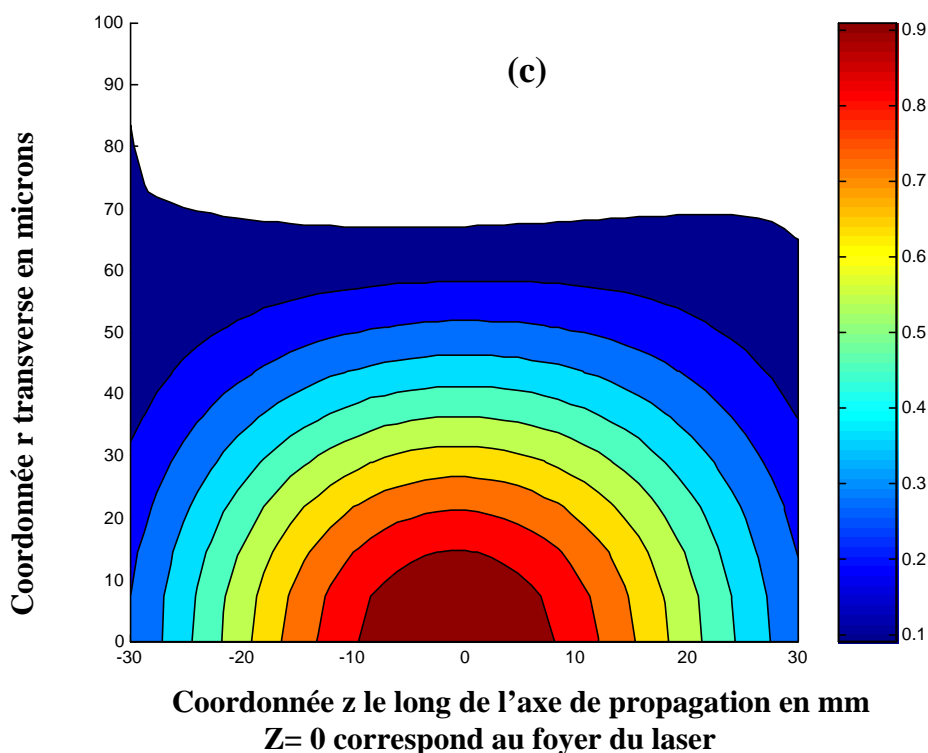


Figure 5.3 : Représentations en fausses couleurs de l'intensité au voisinage du foyer d'un faisceau gaussien de waist 11 mm diaphragmé par un iris de rayon infini (figure (a)), de rayon 11 mm (figure (b)) et enfin de rayon 5.5 mm (figure (c)) puis focalisé par une lentille de focale 1 mètre. La longueur de Rayleigh est définie comme la coordonnée sur l'axe de propagation pour laquelle l'intensité est divisée par deux. (zone en jaune-vert si la figure est en couleur).

La juxtaposition de ces trois figures permet d'illustrer de façon concrète les modifications induites sur la géométrie du foyer par la diaphragmation du faisceau. On observe un élargissement très important de la zone de Rayleigh, dont l'étendue est accrue d'un facteur six quand le faisceau est diaphragmé par un iris d'ouverture égale à la moitié de son waist. La même constatation peut être faite pour l'extension transverse du faisceau et l'éclairement s'en trouve très diminué par la diaphragmation, d'une part par l'effet de la transmission du diaphragme, d'autre part, par les effets géométriques induits au foyer.

Pour la suite de nos études, il est important de déterminer les deux paramètres intensité et longueur de Rayleigh pour les faisceaux gaussiens diaphragmés et qui serviront de conditions initiales au code présenté en détail au chapitre 3. On considérera que la détermination de ces deux valeurs permet de définir complètement la géométrie du foyer d'un faisceau diaphragmé. Ceci n'est toutefois qu'une approximation car la propagation d'un faisceau fortement diaphragmé s'éloigne de la configuration purement gaussienne comme le montrent les figures ci-dessus. En particulier la relation $\lambda z_0 = \pi w_0^2$ n'est plus valide. C'est pourquoi l'intensité est obtenue par le

calcul de l'extension transverse du faisceau (w_0), alors que la longueur de Rayleigh est déterminée par l'étude de la répartition longitudinale de l'énergie.

5.1.4. Intensité sur l'axe et longueur de Rayleigh

En appliquant cette étude au cas du laser de la salle rouge, on obtient la figure (5.4), qui donne l'intensité au foyer et la longueur de Rayleigh d'un faisceau diaphragmé de waist initial 11 mm

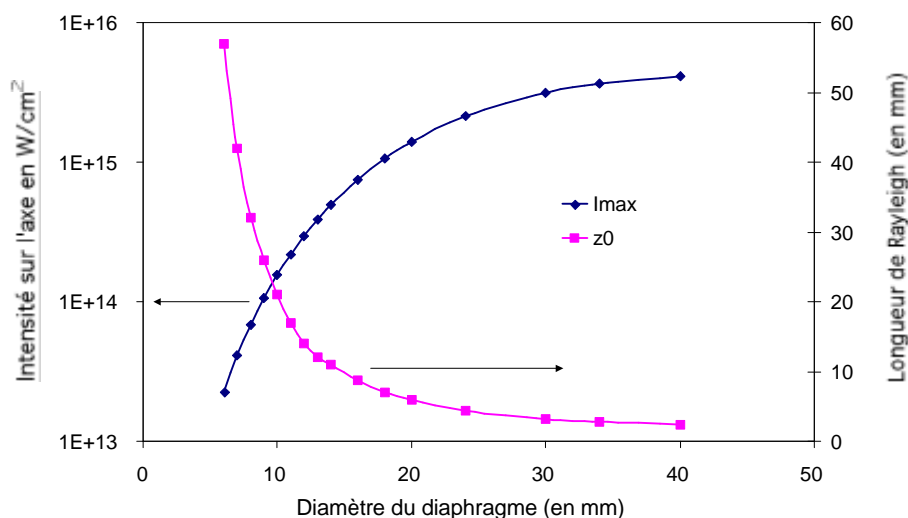


Figure 5.4 : Variation de l'intensité sur l'axe au foyer, et de la longueur de Rayleigh en fonction de la taille du diaphragme pour un faisceau de waist 11 mm (diamètre 22mm) focalisé par une lentille de focale 1m.

Le tableau suivant récapitule les valeurs de la figure (5.4) obtenues pour la longueur de Rayleigh par le calcul sur un faisceau de diamètre 22 mm, focalisé par une lentille de focale 1 m :

Diamètre du diaphragme (en mm)	Longueur de Rayleigh en mm	Imax en W/cm ²
6	57	2,29E+13
7	42	4,14E+13
8	32	6,85E+13
9	26	1,06E+14
10	21	1,55E+14
11	17	2,18E+14
12	14	2,95E+14
13	12	3,87E+14
14	11	4,94E+14
16	8,7	7,52E+14
18	7	1,06E+15
20	5,94	1,40E+15
24	4,42	2,15E+15
30	3,23	3,16E+15
34	2,8	3,65E+15
40	2,43	4,10E+15

On remarque immédiatement que la valeur de l'intensité au foyer d'un faisceau diaphragmé est extrêmement sensible à la taille du diaphragme. En effet, les deux effets de transmission d'une part, et de répartition de l'énergie d'autre part vont dans le même sens : pour un diaphragme assez fermé l'énergie laser est moindre et moins concentrée.

Ces deux effets ne varient cependant pas de façon identique suivant le paramètre z et il est intéressant de remarquer qu'à une certaine distance finie non nulle du foyer, l'intensité n'est plus une fonction purement croissante de la taille du diaphragme. La figure (5.5) présente la variation de l'intensité laser sur l'axe à différentes distances du foyer en fonction de la taille du diaphragme. On note tout d'abord sans surprise qu'à ouverture de diaphragme donnée l'intensité décroît avec la distance au foyer mais que la variation de l'intensité avec la taille du diaphragme à z fixé présente un optimum suivi d'une décroissance douce. Cette décroissance vient du fait que la dimension de la zone de Rayleigh diminue pour un diaphragme ouvert et qu'un point sur l'axe défini par son abscisse z se retrouve hors de cette zone (dite de champ proche) pour un diaphragme ouvert. Dans ces conditions de champ intermédiaire, l'intensité décroît plus vite à travers le terme en $1/(1 + z/z_0)^2$ qu'elle ne croît grâce à l'augmentation de la transmission :

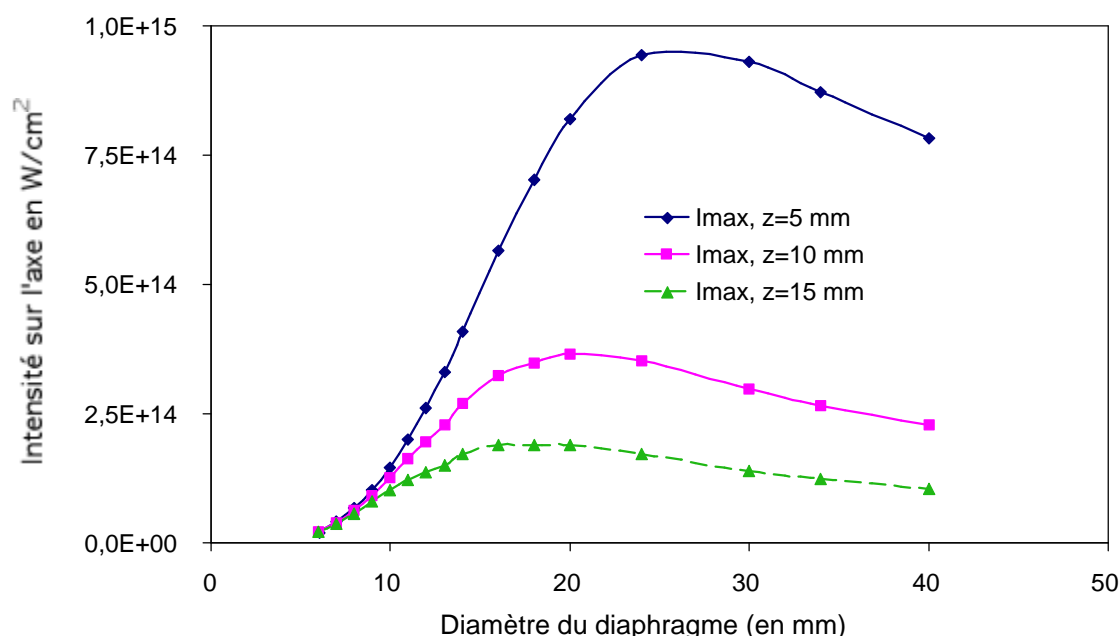


Figure 5.5 : Evolution de l'intensité sur l'axe à une distance non nulle du foyer en fonction de la taille du diaphragme

5.1.5. Extension transverse du faisceau

Le code de calcul de l'accord de phase présenté dans le chapitre 3 considère la génération et la propagation d'harmoniques le long d'une seule dimension et permet de comprendre de nombreux résultats expérimentaux. Dans le cas de l'étude de l'influence de la diaphragmation du faisceau, il convient de rendre correctement compte du fait que l'extension transverse du faisceau est fortement influencée par la taille du diaphragme. Le modèle présenté dans ce paragraphe considère que le nombre de photons prédit par le code unidimensionnel doit être pondéré par la variation de la surface transverse de la source d'harmoniques. Cette approximation est assez radicale car elle néglige tout effet d'accord de phase tridimensionnel et suppose que l'accord de

phase ne dépend pas de la coordonnée radiale r . Elle permet cependant de mettre en évidence simplement un des intérêts majeurs de la diaphragmation du faisceau : le facteur multiplicatif introduit est la surface transverse de faisceau qui garantit une intensité suffisante pour générer une harmonique donnée. Pour la suite, on assimilera un faisceau gaussien diaphragmé à un faisceau gaussien dont les paramètres sont ceux que nous avons obtenus par le calcul complet de l'intégrale de diffraction. Cette hypothèse permet de calculer analytiquement la taille de la zone émissive, c'est-à-dire la surface transverse du faisceau pour laquelle l'intensité est supérieure à l'intensité minimale requise pour qu'une harmonique soit dans le plateau. Cette intensité seuil est notée I_q car elle varie avec l'ordre harmonique, d'après la loi dite de coupure présentée au début du chapitre 3. On note également I_{\max} l'intensité au foyer du faisceau.

D'après la formule (5.1), le rayon r tel que $I(r,z)=I_q$ est :

$$r = \frac{w}{\sqrt{2}} \sqrt{\ln \frac{I(z,0)}{I_q}} \quad (5.7)$$

avec $w = w_0 \sqrt{1 + (z/z_0)^2}$

La surface émissive pour une harmonique q donnée est alors :

$$S = \pi r^2 = \frac{I z_0}{2} \left(1 + \left(\frac{z}{z_0} \right)^2 \right) \ln \left(\frac{I_{\max}}{I_q (1 + (z/z_0)^2)} \right) \quad (5.8)$$

La variation de S avec la taille du diaphragme au premier ordre est liée à z_0 . Cette valeur sera utilisée pour les simulations ultérieures, sauf mention contraire. La diaphragmation du faisceau permet donc d'accroître la zone émissive d'harmoniques en réalisant un élargissement de la zone focale dans le plan transverse. Cet élargissement n'a d'intérêt que tant que l'intensité reste suffisamment élevée dans le milieu pour que la réponse atomique soit importante. Dans le cas contraire, S devient négatif et l'harmonique étudiée ne se trouve plus dans le plateau.

L'étude géométrique de la focalisation des faisceaux gaussiens tronqués a permis de mettre en évidence l'influence de la taille du diaphragme sur l'extension de la zone focale. Cette extension est caractérisée par la longueur de Rayleigh qui croît très rapidement à mesure que le diaphragme est fermé. Allié à la diminution de la transmission, ce phénomène contribue à la diminution de l'intensité laser. Cependant si cette dernière reste supérieure à un certain seuil, le volume émissif d'harmoniques sera plus important.

Maintenant que l'effet de la fermeture du diaphragme sur la géométrie du faisceau infrarouge est totalement explicité, on se propose de détailler dans le paragraphe suivant, l'effet de la taille du diaphragme sur la génération d'harmoniques proprement dite.

5.2. Influence de la diaphragmation du faisceau sur la génération d'harmoniques

5.2.1. Simple dépendance en paramètre confocal

Nous avons vu que le paramètre caractérisant l'effet de la diaphragmation d'un faisceau gaussien focalisé était la longueur de Rayleigh de ce faisceau, égale par définition à la moitié du

paramètre confocal, communément noté b . Il est connu depuis longtemps que la génération d'harmoniques dépend fortement de b , ainsi dans la référence [4], l'influence de ce paramètre sur le nombre de photons harmoniques émis dans le xénon a été étudiée numériquement dans des conditions laser très différentes des nôtres (régime picoseconde et focalisation forte). Les résultats numériques sont présentés dans la figure (5.6). Le comportement global des flux harmoniques avec b est très caractéristique.

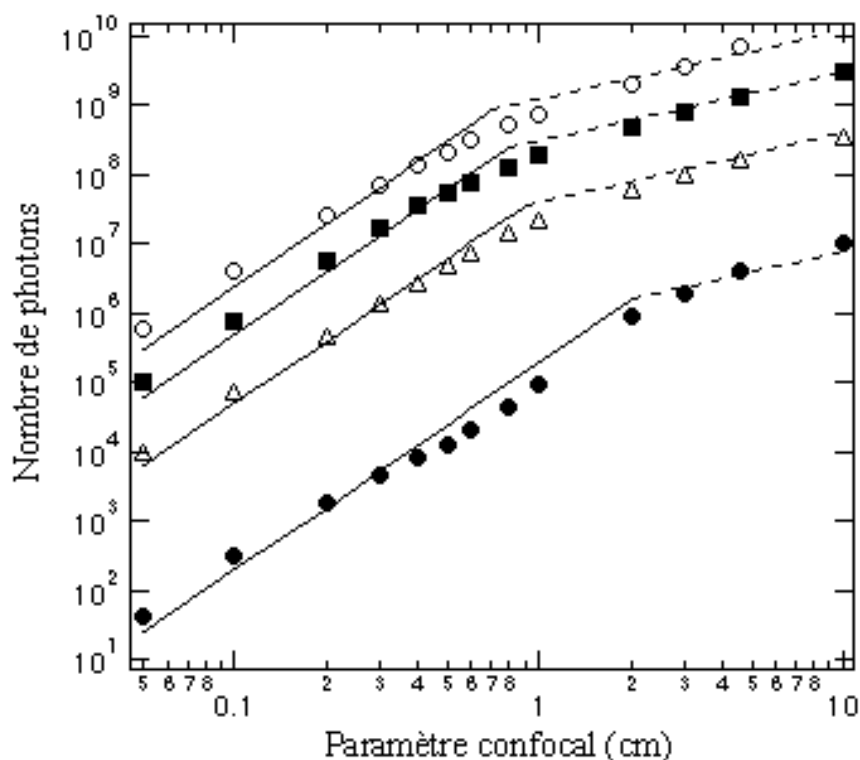


Figure 5.6 : Variation en fonction du paramètre confocal du nombre de photons des harmoniques 7 (cercles vides), 13 (carrés pleins), 19 (triangles vides), et 25 (cercles pleins) générées dans le xénon. La pression est de 15 torr et la longueur de milieu de 0,8 mm, tandis que l'intensité atteinte par le laser de durée 1,2 ps est de $4 \cdot 10^{13} \text{ W/cm}^2$. Les points obtenus sont le résultat d'un calcul numérique.

Deux zones sont clairement distinctes sur la figure ci-dessus. Pour des valeurs du paramètre confocal assez limitées, le signal harmonique varie comme la puissance troisième de b . Un phénomène de saturation du signal est observé pour des b plus élevés pour lesquels le signal ne croît plus que linéairement avec b . Cette étude est valable dans le cas où la longueur de déphasage (l_π) dépend uniquement du gradient de phase de Gouy (régime de forte focalisation: $l_\pi \propto b$). Pour une longueur de milieu inférieure à l_π , l'accord de phase impose une dépendance quadratique avec b (voir chapitre 3) suivie d'une saturation. La dépendance supplémentaire en b est la dépendance linéaire de la surface de la zone émissive (équation 5.2).

Cette étude ne s'applique pas à nos résultats expérimentaux qui correspondent à un régime de focalisation douce pour lequel l'accord de phase dépend également des termes de dispersion, eux-mêmes fonction du temps (chapitre 3). De plus, les simulations sont faites en considérant uniquement le paramètre confocal à intensité constante, ce qui n'est pas le cas dans une expérience

de diaphragmation du faisceau. Or, l'intensité laser a des conséquences importantes sur la réponse atomique du milieu (terme de dipôle), tout comme sur sa réponse macroscopique (l'ionisation influence notablement le déphasage). Les deux effets cités peuvent avoir de plus une dépendance temporelle assez complexe. Ainsi, l'effet de la diaphragmation du faisceau sur la génération d'harmoniques couple des phénomènes spatio-temporels au niveau de l'atome unique et de la réponse collective du milieu par l'accord de phase. C'est pourquoi une étude plus complète est requise pour rendre compte correctement des données que nous présentons dans le paragraphe suivant.

5.2.2. Allure générale des courbes nombre de photons harmoniques en fonction de la taille du diaphragme

Les mesures que nous avons réalisées du nombre de photons harmoniques collectés en fonction de la taille du diaphragme nous permettent de mettre en évidence un comportement assez général quelle que soit la nature du gaz étudié (figures (5.7), (5.8), (5.9) et (5.12)). Tant que le diaphragme est trop fermé pour que l'éclairement atteigne l'intensité de coupure pour une harmonique donnée, il n'y a pas de signal. Ensuite, le maximum est atteint très rapidement et correspond à un diaphragme dont la taille est environ la moitié du waist du laser dans nos conditions expérimentales. La décroissance est plus douce par la suite et la valeur du nombre de photons harmoniques tend vers une asymptote quand la taille du diaphragme est grande devant le waist du laser. Ce comportement général est parfaitement illustré dans le cas du néon par la figure (5.7).

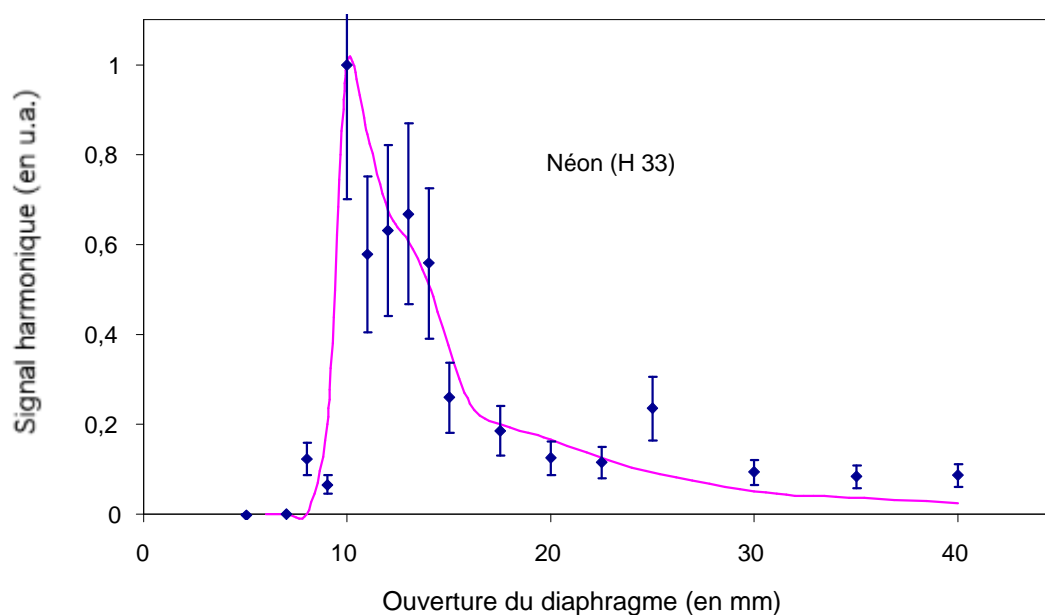


Figure 5.7 : Variation du signal de l'harmonique 33 observée dans le néon pour une énergie laser incidente de 6 mJ. Cellule de 2 mm, 10 torr de néon, foyer en entrée de cellule. Les carrés pleins correspondent aux mesures expérimentales et la ligne continue aux résultats du code.

Les conditions de génération d'harmoniques ont été choisies ici pour insister sur l'effet pur du diaphragme en minimisant d'autres effets parasites tels que la propagation par exemple. C'est pourquoi la cellule est prise assez courte et la pression assez faible. On se place de plus au foyer

pour s'affranchir de l'effet de la phase atomique (gradient d'intensité nul en ce point). Dans ces conditions le code unidimensionnel donne de très bons résultats en accord avec les données. Les calculs ont été réalisés par intégration du flux harmonique en fonction du temps. Les paramètres variables avec la taille du diaphragme, à savoir l'intensité au foyer et la longueur de Rayleigh, sont ceux calculés par l'intégrale de diffraction de Fresnel et sont introduits comme conditions initiales du code. Il est intéressant de remarquer que si on raisonnait en termes d'efficacité de conversion au lieu de nombre de photons, la courbe serait encore plus piquée autour de son maximum étant donné que le dénominateur (l'énergie sur cible) augmente avec la taille du diaphragme.

Dans le cas de la génération d'harmoniques dans l'argon, le comportement est tout à fait semblable. On note également sur la figure (5.8) que l'ordre harmonique au voisinage du centre de spectre a peu d'influence sur la valeur de l'ouverture du diaphragme qui donne le maximum de signal. On observe seulement un très léger décalage, logique en vertu de la loi de coupure, vers les diaphragmes plus ouverts pour les harmoniques plus élevées. Cette relative invariance provient du fait que l'intensité au foyer varie extrêmement rapidement avec l'ouverture du diaphragme et qu'ainsi 1 mm supplémentaire permet de faire entrer simultanément plusieurs harmoniques dans le plateau. Le comportement serait très différent pour des harmoniques d'ordre réellement très élevé, que nous n'avons pu détecter dans notre expérience. En effet, la transition plateau - coupure imposerait un diaphragme optimum bien plus ouvert.

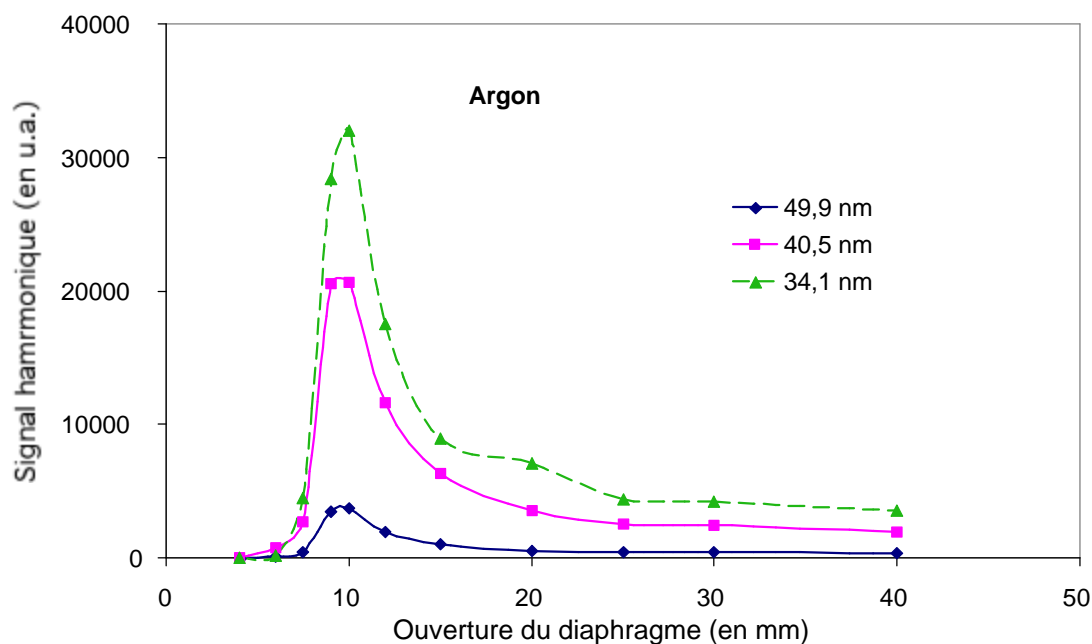


Figure 5.8 : Variation expérimentale du signal de trois harmoniques correspondant l'une à une harmonique basse du spectre (49,9 nm symbolisée par des losanges), l'autre à une harmonique centrale (40,46 nm symbolisée par des carrés) et la troisième à une harmonique haute (34,1 nm symbolisée par des triangles). Le spectre est observé dans l'argon pour une énergie laser incidente de 6 mJ. Conditions de génération : cellule de 2 mm, 10 torr d'argon, foyer en entrée de cellule.

5.2.3. Aspect temporel de l'optimisation

Le code unidimensionnel permet de regarder plus finement ce qui se passe temporellement quand le diaphragme est fermé. On prendra comme exemple le cas de l'harmonique 21 dans l'argon qui correspond aux conditions de génération de la figure (5.9).

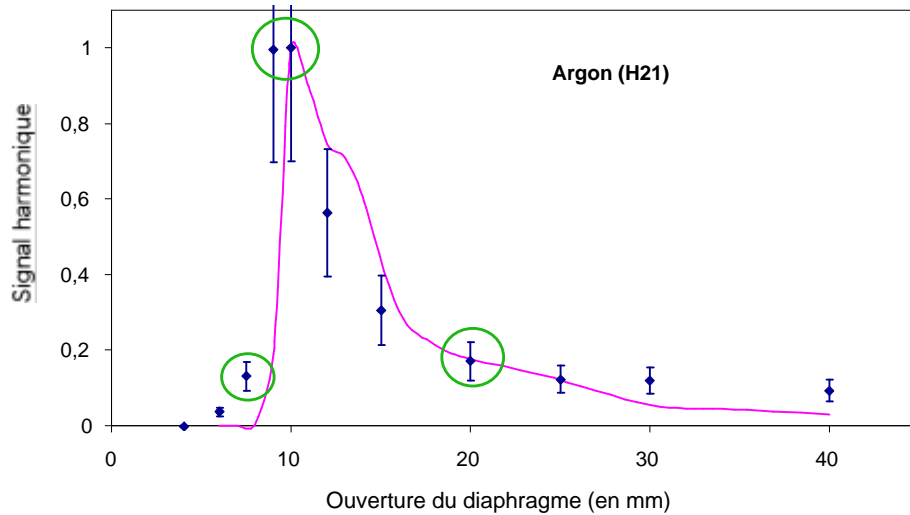


Figure 5.9 : Variation du signal de l'harmonique 21 observée dans l'argon pour une énergie laser incidente de 6 mJ. Cellule de 2 mm, pression de 10 torr, foyer en entrée de cellule. Les carrés pleins correspondent aux valeurs expérimentales et la ligne continue aux résultats du code.

On sélectionne dans cette courbe trois valeurs de taille de diaphragme caractéristiques : 9 mm de diamètre c'est-à-dire juste avant le maximum de signal, 10 mm qui correspond au maximum et enfin 20 mm qui correspond à un diaphragme trop ouvert pour avoir une bonne efficacité de conversion. La figure (5.10) représente l'évolution temporelle du flux dans chacune de ces conditions.

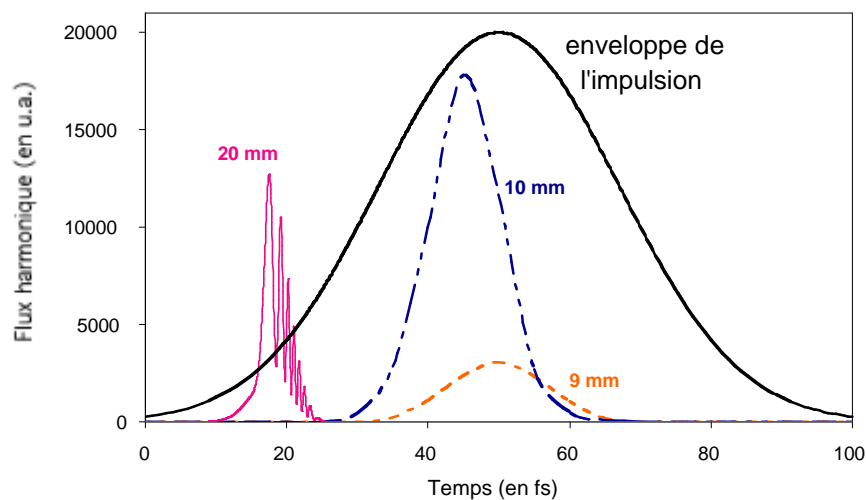


Figure 5.10: Evolution temporelle des flux harmoniques pour différentes tailles de diaphragme. L'impulsion est repérée par son enveloppe, elle est centrée sur 50 fs et de largeur à mi-hauteur 40 fs.

Le flux harmonique pour un diaphragme « trop » fermé est centré sur le maximum de l'impulsion, ce qui montre que l'ionisation n'est pas suffisamment importante pour dépeupler le niveau atomique ou détériorer l'accord de phase. En revanche l'intensité du dipôle est très faible. Il convient de rappeler qu'on l'a prise égale à la puissance cinquième de l'intensité laser. Si le diaphragme est encore plus fermé, l'intensité est si faible que l'harmonique n'est plus dans le plateau et le signal est nul.

Lorsque le diaphragme est plus ouvert, l'intensité au foyer devient plus importante (diaphragme 10 mm). Elle permet d'induire une ionisation non négligeable sur le front montant de l'impulsion, ce qui dégrade l'accord de phase. Le maximum de flux harmonique, résultat du compromis entre l'accord de phase et la réponse atomique, est légèrement décalé vers l'avant du front montant. Le dipôle est cependant assez important compte tenu de l'augmentation globale de l'intensité. On obtient plus de signal que dans le cas précédent.

Si la taille de diaphragme est augmentée jusqu'à 20 mm, l'ionisation induite est si forte que l'émission harmonique survient très tôt dans l'impulsion, lorsque la valeur du dipôle n'est pas encore très importante. De plus, dès le début de l'impulsion, la valeur de la longueur de déphasage est inférieure au cas de diaphragmes plus fermés à cause du gradient de la phase de Gouy qui varie comme $1/z_0$ au premier ordre. Les nombreuses oscillations observées proviennent du fait que la longueur de déphasage évolue très rapidement avec le taux d'ionisation et que sa valeur passe plusieurs fois par des sous-multiples pairs de la longueur du milieu. Cela conduit par interférences destructives à un flux harmonique presque nul à cet instant (voir § 4.4.3).

On peut donc conclure que l'optimisation du flux harmonique en fonction de la taille du diaphragme est le résultat d'un compromis entre les processus microscopiques qui sont prédominants au maximum de l'impulsion (dipôle) et les processus d'ionisation qui ont tendance à ramener le flux vers l'avant de l'impulsion pour des raisons macroscopiques d'accord de phase (longueur de déphasage). Le graphique suivant montre l'évolution temporelle de ces paramètres pour le cas d'un diaphragme de 10 mm, c'est-à-dire le meilleur compromis :

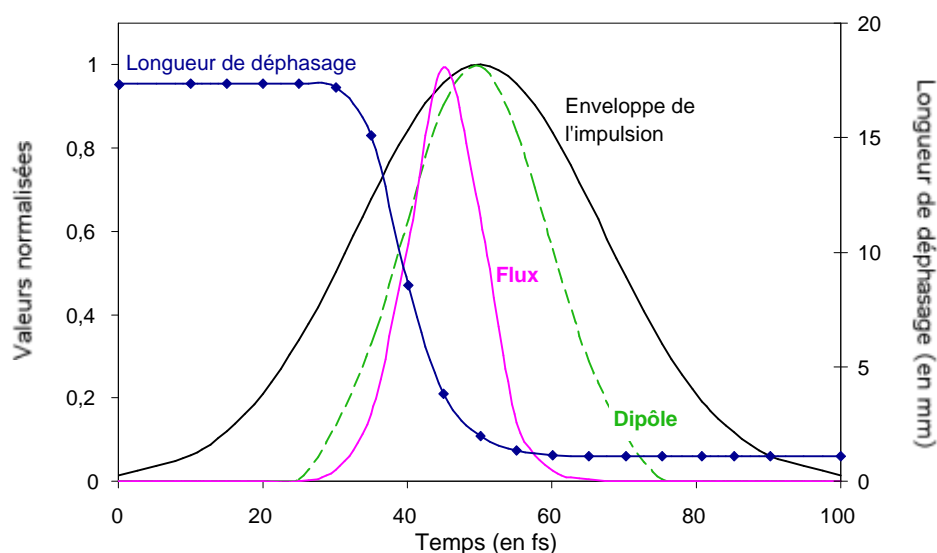


Figure 5.11 : Evolution temporelle des paramètres microscopiques (dipôle) et macroscopiques (longueur de déphasage) menant à l'optimisation du flux harmonique. Le cas

étudié correspond au diaphragme de taille optimale pour le nombre de photons produits (10 mm de diamètre).

Le résultat du compromis est un diaphragme qui garantit une énergie suffisante pour avoir un dipôle assez élevé qui reste proche du maximum de l'impulsion malgré la chute de la valeur de la longueur de cohérence.

5.2.4. Le cas du xénon : la dispersion atomique

Le comportement des harmoniques générées dans le xénon est assez paradoxal. Ce gaz est plus facile à ioniser que les gaz légers et l'intensité seuil pour qu'une harmonique soit dans le plateau (I_q) est plus faible. On s'attend à ce que les diaphragmes optimaux soient plus fermés. Or, dans le cas de l'harmonique 19 du xénon, la courbe du nombre de photons en fonction de la taille du diaphragme est légèrement décalée vers les diaphragmes plus ouverts (cf. figure (5.12)). Le même comportement est observé pour les autres ordres harmoniques visibles dans le spectre.

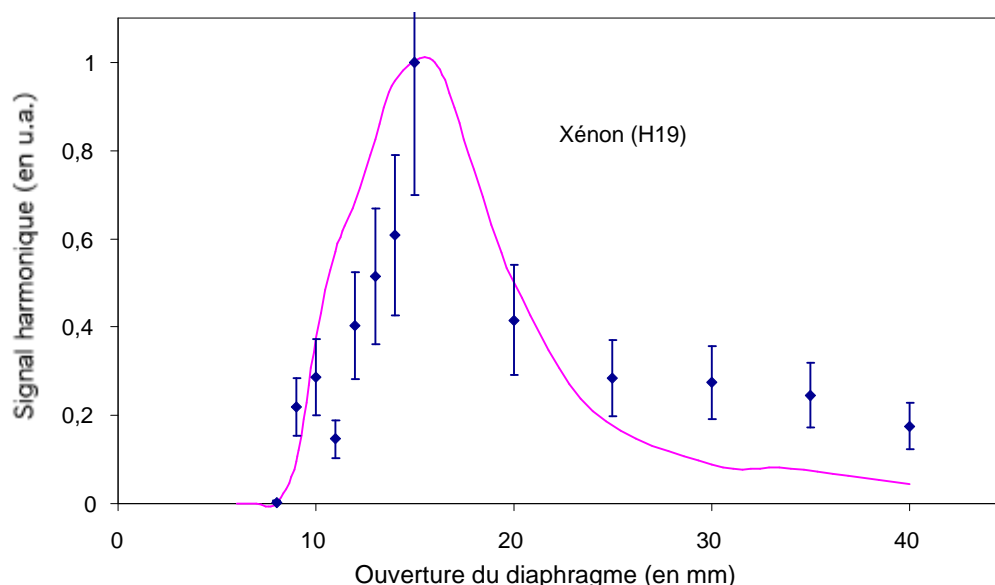


Figure 5.12 : Variation du signal de l'harmonique 19 observée dans le xénon pour une énergie laser incidente de 6 mJ. Cellule de 2 mm de long, 10 torr de xénon, foyer en entrée de cellule. Les cercles pleins correspondent aux mesures expérimentales et la ligne continue aux résultats du code.

On a vu que l'intérêt de la fermeture du diaphragme était d'améliorer l'accord de phase par réduction du gradient de phase de Gouy et des taux d'ionisation. Dans les cas de l'argon et du néon, cet effet l'emporte sur l'amélioration de la réponse atomique par augmentation de l'intensité laser, obtenue en ouvrant le diaphragme. Le cas du xénon est particulier en raison de la forte dispersion atomique de ce gaz. A longueur de Rayleigh et pression équivalentes, l'accord de phase est meilleur au début de l'impulsion pour le xénon que pour l'argon ou le néon, et des taux d'ionisation plus élevés sont acceptables tout en maintenant une valeur raisonnable de la longueur de déphasage. L'amplitude du dipôle atomique s'en trouve accrue et joue un rôle prédominant dans l'optimisation du flux harmonique, favorisant ainsi les diaphragmes plus ouverts.

L'utilisation du code permet de bien reproduire ce comportement spécifique et de comprendre comment il est lié à la dispersion atomique, 10 fois plus importante dans le xénon que dans le néon. On observe sur la figure suivante la variation de la longueur de déphasage en fonction du temps, donc de l'ionisation, pour le cas où l'on prend en compte la dispersion atomique et pour le cas où elle est négligée. A longueur de déphasage fixée, l'intensité laser est plus grande pour le cas avec dispersion. L'amélioration du signal par la réponse dipolaire est possible jusqu'à des diaphragmes plus ouverts que pour les deux autres gaz étudiés.

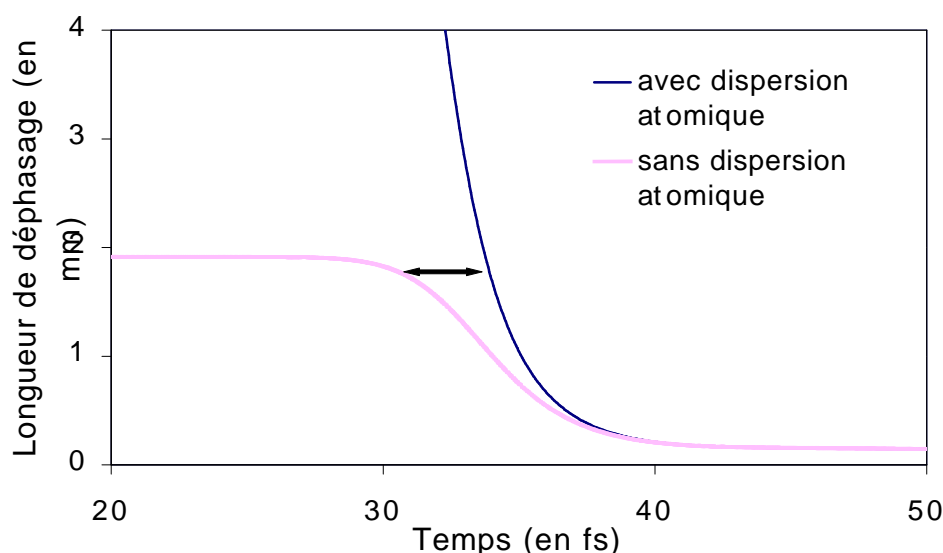


Figure 5.13 : Variation temporelle de la longueur de déphasage pour l'harmonique 19 générée dans le xénon. L'impulsion laser est centrée sur 50 fs et la durée d'impulsion est de 30 fs. Cellule de 2 mm de long, 10 torr, placée au foyer du laser.

Cette étude permet d'insister une nouvelle fois sur l'intérêt de générer des harmoniques au plus près du maximum de l'impulsion avec à ce moment un accord de phase correct. Dans le cas du xénon, la dispersion atomique permet de décaler de quelques cycles optiques le maximum de flux harmonique et donc d'améliorer les efficacités de conversion.

5.2.5. Étude du paramètre énergie

On a vu que l'influence du paramètre taille de diaphragme sur la génération d'harmoniques était en partie liée à des questions d'intensités au foyer. Afin de mieux séparer les problèmes énergétiques des questions géométriques, l'étude de l'influence du diaphragme à énergie laser variable est très instructive. Par utilisation d'une lame demi-onde d'angle variable placée avant les réseaux du compresseur (voir chapitre 2), nous avons pu fixer l'énergie laser à 60 % et 40 % de sa valeur nominale, et faire la même étude que précédemment. Les conditions de génération étaient légèrement modifiées : nous avons généré les harmoniques dans une cellule de plus grande longueur et située après le foyer, ce qui rend la modélisation du phénomène plus délicate que dans les cas précédents.

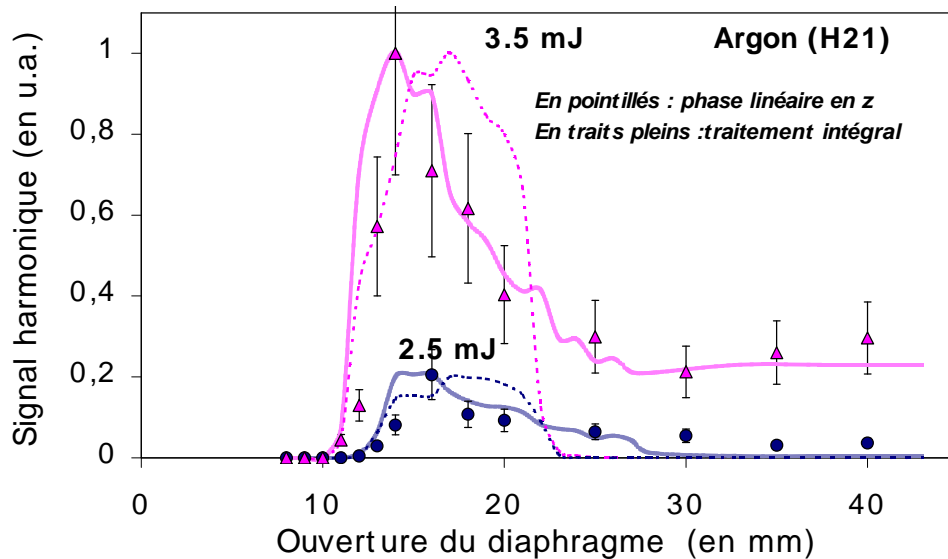


Figure 5.14 : Variation du signal de l'harmonique 21 observée dans l'argon pour une énergie laser incidente de 3,5 mJ (triangles) et 2,5 mJ (cercles). Cellule de 5 mm de long, 15 torr d'argon, foyer à 8 mm de l'entrée de la cellule. Les lignes en pointillés correspondent à une simulation supposant une phase linéaire pour les harmoniques, les lignes continues correspondent au résultat du calcul intégral de la phase.

Comme on s'y attend, le maximum de signal représenté sur la figure (5.14) est obtenu pour des diaphragmes de plus en plus ouverts à mesure que l'énergie laser est diminuée, et le maximum de signal est moindre. L'utilisation du code unidimensionnel utilisant l'intégration analytique de la phase supposée linéaire en z (voir chapitre 3) n'a pas permis de rendre compte des données expérimentales (courbes en pointillés). Ni la position du maximum de la courbe, ni l'allure asymptotique à grands diaphragmes ne sont correctement reproduits. On envisage deux approches plus élaborées pour améliorer l'accord entre les résultats expérimentaux et ceux du code : d'une part la prise en compte de l'influence du front d'onde expérimental sur la variation de l'intensité en fonction de l'ouverture du diaphragme, et d'autre part la prise en compte de la variation non purement linéaire de la phase des harmoniques.

5.2.5.1. Répartition de l'énergie laser autour du foyer

Nous avons vu dans le paragraphe « focalisation des faisceaux diaphragmés » que la répartition de l'intensité en fonction de la taille du diaphragme était plus complexe lorsque le point étudié était placé à une distance finie non nulle du foyer. Il était donc important d'introduire comme conditions initiales du code des valeurs proches de la réalité expérimentale. Nous avons pour cela mesuré le front de phase du faisceau à l'aide d'un analyseur de front d'onde de type Shack Hartmann comme cela a été présenté au chapitre 2. Si ce front de phase n'est pas plan comme pour un faisceau gaussien idéal, l'intensité effective au voisinage du foyer risque d'être fortement diminuée. Cette intensité est calculée en $z=8$ mm pour différentes tailles de diaphragme par le programme Comnod Pro à partir des valeurs mesurées de la phase spatiale du faisceau laser parallèle, et sert alors de condition initiale au code.

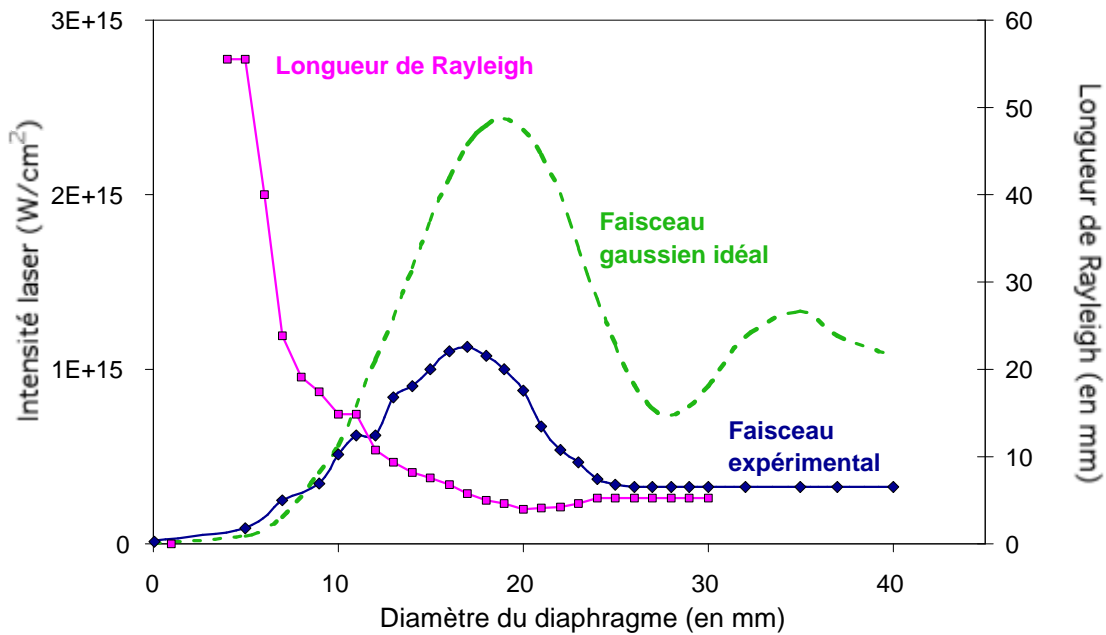


Figure 5.15 : Variation de l'intensité à 8 mm du foyer du faisceau laser réel d'énergie totale 6mJ (losange bleus pleins) en fonction de la taille du diaphragme et comparaison avec la valeur obtenue pour un faisceau gaussien de phase spatiale homogène (pointillés). La longueur de Rayleigh est représentée par des cercles pleins.

La première remarque importante issue de la figure (5.15) est que la longueur de Rayleigh calculée par le programme à partir de données réalistes du front de phase est pratiquement identique à celle d'un faisceau gaussien idéal. Par contre, l'intensité est différente, notamment pour les diaphragmes assez ouverts. On constate que le rapport de Strehl, défini comme le rapport de l'intensité réelle sur l'intensité idéale (voir chapitre 2), est d'environ 1 pour des diaphragmes assez fermés et tend vers 1/2 en l'absence de diaphragmation. Cela tend à prouver que la phase spatiale du faisceau est plus propre en centre de tache qu'à la périphérie, l'effet du diaphragme est donc d'éliminer les parties du faisceau qui ne sont pas correctement focalisables. Enfin, le rebond observé dans le cas d'une phase plate pour des diaphragmes grand ouverts est attribué à des interférences de type Fresnel qui résultent d'une très grande cohérence de phase au sein du faisceau. Ce n'est bien sûr pas le cas pour un faisceau réaliste.

Cette modification du code à l'aide des mesures Shack Hartmann n'a cependant pas permis de reproduire correctement les données expérimentales. Le problème de l'accord théorie - expérience est donc lié aux conditions de générations d'harmoniques elles-mêmes.

5.2.5.2. La variation de la longueur de déphasage

La version du code utilisée pour reproduire les données présentées jusqu'à présent faisait l'hypothèse que la longueur de déphasage est homogène sur tout le milieu à un instant donné (hypothèse de linéarité de la phase). Cela permet de faire analytiquement le calcul du flux de photons instantané. Cette approximation est valable dans le cas d'une cellule courte devant les longueurs de Rayleigh considérées et placée au foyer pour lequel le gradient de phase atomique est nul. Cette configuration expérimentale était celle des figures ((5.7), (5.9) et (5.12)). Dans le cas de

l'étude en énergie, la cellule est placée à 8 mm du foyer et mesure 5 mm. Cette longueur est deux fois plus importante que la longueur de Rayleigh pour le faisceau non diaphragmé. Les taux d'ionisation tout comme le gradient de la phase atomique ne sont alors plus les mêmes en début et en fin de cellule ce qui implique une variation de la longueur de déphasage au sein du milieu à un instant donné. Le code a donc été modifié pour prendre en compte la variation spatiale de la longueur de déphasage et faire l'intégrale rigoureuse qui permet d'aboutir au flux instantané (voir chapitre 3). L'accord théorie - expérience est alors très satisfaisant moyennant un temps de calcul légèrement accru (cf. figure (5.14) et les courbes continues issues du traitement intégral comparées aux courbes en pointillés issues de l'approximation linéaire de la phase). On remarque que notamment les résultats correspondant à des diaphragmes très ouverts, donc des longueurs de Rayleigh faibles sont bien plus proches des données expérimentales. Cela confirme expérimentalement ce que nous avons montré au chapitre 3 : la condition de linéarité de la phase est effectivement liée à la valeur relative de la longueur de Rayleigh par rapport à la longueur du milieu.

Enfin, un dernier ajustement a été nécessaire pour assurer le passage entre le maximum du flux de photons calculé pour les deux valeurs de l'énergie. Jusqu'à présent, le code utilisait pour reproduire les données, la pondération du signal par la variation de l'extension transverse de la zone émissive d'harmoniques en fonction de la taille du diaphragme (S défini au § 5.1.5). Or, S dépend aussi explicitement de l'énergie laser totale à travers le terme $\ln(I_{\max})$. Pour la figure (5.14), la détermination de ce coefficient de pondération en énergie est issue d'une mesure expérimentale du nombre de photons à diaphragme identique mais à énergie variable. Le rapport des maxima des deux courbes issues des calculs est parfaitement rétabli et cette expérience montre l'importance de l'énergie en termes d'extension transverse de la zone susceptible de générer des harmoniques.

5.3. Conclusion du chapitre

Cette étude complète des effets de la diaphragmation du faisceau a permis d'éclaircir l'influence distincte des paramètres géométriques et énergétiques du laser dans la génération d'harmoniques [5]. On a ainsi pu montrer que l'efficacité de conversion peut être considérablement augmentée malgré une diminution de l'énergie transmise du laser de pompe, grâce à la fermeture du diaphragme qui induit des modifications notables sur la répartition de l'énergie au voisinage du foyer et améliore l'accord de phase tout en reculant l'instant du maximum de flux harmonique par rapport au maximum de l'impulsion laser. Une bonne efficacité de conversion est obtenue par un compromis entre les termes microscopiques dipolaires qui exigent une intensité importante et les considérations d'accord de phase, qui peut être gravement dégradé par l'ionisation. Nous avons également vérifié expérimentalement que les conditions qui permettent de garantir un accord de phase homogène sur toute la longueur de la cellule (condition de linéarité de la phase) consistent effectivement en une longueur de Rayleigh grande devant la longueur du milieu. Cette condition est remplie en fermant suffisamment le diaphragme.

5.4. Références

- [1] Descamps et al., Phys.Rev. A, **64**, 031404 (2001)
- [2] Tamaki et al. ; Phys. Rev. A **62**, 063802 (2000)
- [3] Siegman, Lasers (The University of California, 1986) chapitres 17 et 18
- [4] Balcou et al., J ;Phys. B **25**, 4467 (1992)
- [5] Kazamias et al., Eur. Phys. Journal D, online (septembre 2002)

Synthèse des chapitres précédents

Ces quatre premiers chapitres ont été consacrés à la description expérimentale et théorique de l'optimisation de la génération d'harmoniques en configuration longue focale. Cette configuration est permise par le développement continu des techniques laser qui aboutit à des chaînes d'énergie élevées à une cadence également élevée. On peut alors focaliser le faisceau pompe de façon très douce, ce qui permet d'obtenir un paramètre confocal très supérieur à la longueur du milieu d'interaction.

Après avoir montré que cette configuration a permis de mesurer les efficacités de conversion les plus élevées publiées pour la génération d'harmonique d'ordres élevés dans l'argon, nous avons décrit un cadre théorique unidimensionnel d'accord de phase dépendant du temps parfaitement adapté à la configuration longue focale pour laquelle l'accord de phase se fait essentiellement sur l'axe. Nous avons ainsi pu montrer que la variation du déphasage au sein du milieu est aussi homogène que celle rencontrée dans la configuration capillaire avec de surcroît l'importance du deuxième chemin quantique dans l'optimisation des flux harmoniques, qui n'est pas présent en géométrie guidée.

La détection de franges d'accord de phase et l'étude complète de l'optimisation du flux par diaphragmation du faisceau sont également liées à l'approche longue focale et permettent de compléter l'étude de cette géométrie très intéressante en mettant en évidence des cas pour lesquels l'homogénéité de l'accord de phase sur tout le milieu générateur d'harmoniques peut se démontrer expérimentalement et théoriquement.

En conclusion de cette partie, on se propose de donner un critère de détermination de l'aspect longue focale de la génération d'harmoniques. Nous avons vu qu'au moment de l'accord de phase dans ces conditions, la longueur de déphasage est homogène sur tout le milieu. En considérant les termes susceptibles d'induire une non-linéarité du déphasage, à savoir le taux d'ionisation non constant au sein du milieu à un instant donné et le gradient de phase de Gouy, on obtient une valeur minimale pour la longueur de Rayleigh qui garantit que si l'accord de phase en limite d'absorption est atteint en extrémité de milieu, il est également atteint en entrée de cellule. On prend pour longueur de cellule 3 fois la longueur d'absorption, ce qui permet de s'assurer que le flux de photons ne sera pas limité par la longueur du milieu. La condition d'accord de phase est déterminée par la relation $l_{\pi} > 5l_{abs}$. et aboutit à :

$$z_0 > \sqrt{\frac{45}{p} l_{abs}^3 \frac{qW}{c} n P_{ionis} \left(\frac{N_0}{2n_c} + dn_{at} \right)}$$

On suppose ici que le taux d'ionisation varie comme la puissance v de l'intensité (on prend $v=5$ dans la suite des calculs). Les autres notations utilisées sont compatibles avec les formules définies au chapitre 3 ((3.28) et (3.44) notamment). P_{ionis} a également été définie en (3.37), c'est le taux d'ionisation qui garantit une longueur de déphasage infinie à un instant donné, en un point donné du milieu.

D'un point de vue plus quantitatif, si l'on remplace P_{ionis} par son expression analytique et que l'on considère z_0 très grand a priori, on obtient la formule numérique suivante, q est l'ordre harmonique considéré :

$$z_0^{\text{Ar}}(\text{mm}) \geq \sqrt{\frac{45}{p} l_{\text{abs}}^3(\text{mm}) \cdot qn \cdot 2,6 \cdot 10^{-3} \cdot r(\text{torr})}$$

$$z_0^{\text{Ne}}(\text{mm}) \geq \sqrt{\frac{45}{p} l_{\text{abs}}^3(\text{mm}) \cdot qn \cdot 6,94 \cdot 10^{-4} \cdot r(\text{torr})}$$

$$z_0^{\text{Xe}}(\text{mm}) \geq \sqrt{\frac{45}{p} l_{\text{abs}}^3(\text{mm}) \cdot qn \cdot 6,43 \cdot 10^{-3} \cdot r(\text{torr})}$$

Pour l'harmonique 23 qui nous a permis de mettre en évidence la plus grande efficacité de conversion dans l'argon à 30 torr, z_0^{Ar} vaut 7 mm. Pour l'harmonique 41 dans le néon à une pression de 30 torr, z_0^{Ne} vaut 14 mm ; tandis que z_0 vaut 16 mm dans 15 torr de xénon pour l'harmonique 19. Lors de nos expériences, la longueur de Rayleigh la plus efficace était de 17 mm, ce qui confirme bien qu'on se situe dans tous les cas en configuration longue focale pour laquelle l'accord de phase présente les mêmes conditions d'homogénéité que dans le cas de la génération d'harmoniques en propagation guidée.