



**HAL**  
open science

# Accélération laser-plasma : mise en forme de faisceaux d'électrons pour les applications

Antoine Maitrallain

► **To cite this version:**

Antoine Maitrallain. Accélération laser-plasma : mise en forme de faisceaux d'électrons pour les applications. Physique des plasmas [physics.plasm-ph]. Université Paris Saclay (COMUE), 2017. Français. NNT : 2017SACLS314 . tel-01629331

**HAL Id: tel-01629331**

**<https://theses.hal.science/tel-01629331>**

Submitted on 6 Nov 2017

**HAL** is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

NNT : 2017SACLS314

THÈSE DE DOCTORAT  
DE L'UNIVERSITÉ PARIS-SACLAY  
PRÉPARÉE À L'UNIVERSITÉ PARIS-SUD

Ecole doctorale n°572  
Ecole Doctorale Ondes et Matière  
Spécialité de doctorat : Physique des plasmas

par

**M. ANTOINE MAITRALLAIN**

Accélération laser-plasma : mise en forme de faisceaux  
d'électrons pour les applications

Thèse présentée et soutenue à Saint Aubin, le 11 octobre 2017.

Composition du Jury :

M.	PATRICK MORA	Directeur de Recherche Centre de Physique Théorique	(Président)
M.	RICHARD TAÏEB	Directeur de Recherche LCPMR	(Rapporteur)
M.	DANILO GIULIETTI	Directeur de Recherche Université de Pise	(Rapporteur)
M.	EMMANUEL D'HUMIÈRES	Maître de Conférences Université de Bordeaux	(Examinateur)
M.	PASCAL MONOT	Chercheur CEA Saclay	(Directeur de thèse)
Mme	SANDRINE DOBOSZ DUFRÉNOY	Chercheur CEA Saclay	(Encadrante de thèse)



# Remerciements

Tous ces travaux n'auraient pu aboutir sans un grand nombre de personnes que j'aimerais remercier chaleureusement ici.

Tout d'abord je tiens particulièrement à remercier Pascal Monot et Sandrine Dobosz Dufrenoy respectivement mon directeur et encadrante de thèse sans qui rien de tout ça n'aurait été possible. Je voudrais particulièrement dire merci à Sandrine pour son aide constante durant ces trois ans, pour avoir trouvé un équilibre entre une rigueur sans faille et une certaine liberté accordée dans mes travaux ainsi que pour ces longues heures passées au sous-sol du laboratoire dans la salle d'expérience.

Ensuite, je tiens à remercier Philippe Martin pour m'avoir accepté au sein du laboratoire ainsi que les secrétaires qui sont d'une efficacité remarquable : Véronique et Caroline. Pour la bonne ambiance qui règne dans l'équipe je voudrais saluer tous ses membres. Fabien avec qui de riches discussions ont permis d'effectuer entre autre l'expérience avec la lame de phase mais aussi Tibério, Henri, Sylvain et Valentin. Je voudrais aussi mentionner les thésards et post doc du groupe qui contribuent à la bonne ambiance de travail qui règne dans l'équipe : Giada, Adrien, Ludovic, Antoine et Guillaume. Pour leur aide lors des différentes campagnes expérimentales je souhaite mentionner Michel, Julien et Jean-Marie ainsi que Didier, André et Sylvain pour les pièces dessinées et réalisées dans un temps record. Pour nous avoir plusieurs fois secouru je tiens à remercier Gilles, Ismaël et Hervé. Finalement, je voudrais évoquer les personnes sans qui ce travail n'aurait pas été possible : les laséristes Fabrice, David et Christophe.

Je tiens aussi à évoquer ici des personnes extérieures à l'équipe qui m'ont aidé au cours de ces travaux. La collaboration avec Thomas Audet particulièrement mais aussi Brigitte Cros et Patrick Lee a été très fructueuse pendant ces trois ans. Je voudrais tout spécialement saluer Thomas avec qui nous avons passé de longs moments en salle expérimentale ainsi qu'en discussion autour des données obtenues. Mes discussions avec Antoine Chancé et Gilles Maynard mais aussi avec Arnd Specka et Nick Sauerwein m'ont permis de clarifier mes idées sur plusieurs sujets. Les éclairages de Gérard Baldacchino m'ont apportés une meilleure compréhension sur les tenants et aboutissants d'expériences présentées dans ce manuscrit. Je voudrais aussi mentionner Thierry Ruchon ainsi que Romain Généaux avec qui nous avons échangé sur le moment angulaire orbital de la lumière ainsi que Jorge Vieira qui m'a fait découvrir le code PIC Osiris.

Je voudrais spécialement remercier les scientifiques qui ont acceptés de faire partie de mon jury de thèse : Richard Taïeb, Danilo Giulietti, Emmanuel D'Humières ainsi que Patrick Mora.

J'aimerais exprimer mon immense gratitude envers mes parents qui m'ont toujours soutenu et encouragé tout au long de ma vie et en particulier de ma longue scolarité. Plus largement, je tiens à remercier toute ma famille qui m'a permis de décompresser lors de chacun de mes retours.



Je voudrais aussi saluer mes amis qui m'ont toujours fait rire et penser à autre chose quand j'en avais besoin, à tout le groupe des inséparables : Audrey, Martin, Antoine, ClémentS, Jocelyn, Fabien, Vincent, Hélène, Nastasia, Gabin... Mes deux colocataires, Charly et Benjamin, ont aussi participé à la bonne réussite de cette thèse, entre les parties de Wii et ces longues soirées, nous n'étions pas en reste. Je souhaiterais aussi avoir une pensée pour les amis que j'ai rencontrés lors de mes années de Master Tony, Chayma, Damir, Damien, Lucie, Julien...

Enfin je voudrais garder la meilleure pour la fin et remercier Rime pour son indéfectible soutien malgré la distance, pour savoir me remonter le moral quelles que soient les circonstances, pour avoir supporté les sautes d'humeur d'un thésard et m'avoir permis de m'évader quand il le fallait.

# Table des matières

<b>Introduction</b>	<b>1</b>
<b>1 Description physique de l'accélération laser plasma</b>	<b>5</b>
1.1 Paramètres laser . . . . .	6
1.1.1 Équations de l'électromagnétisme . . . . .	6
1.1.2 Faisceaux gaussiens . . . . .	6
1.2 Ionisation et propagation d'un faisceau laser dans un plasma sous dense . .	8
1.2.1 Processus d'ionisation . . . . .	8
1.2.2 Propagation du laser dans le plasma . . . . .	10
1.3 Accélération d'électrons en régime linéaire . . . . .	16
1.4 Accélération en régime non linéaire . . . . .	20
1.4.1 Modèle unidimensionnel . . . . .	20
1.4.2 Modèle de la bulle . . . . .	21
1.5 Problématique de l'injection des électrons dans l'onde plasma . . . . .	23
1.5.1 Conditions de piégeage . . . . .	23
1.5.2 Méthodes d'injection interne . . . . .	25
1.6 Limitations et lois d'échelles . . . . .	29
1.6.1 Diffraction du laser . . . . .	29
1.6.2 Longueur de déplétion de l'énergie laser . . . . .	30
1.6.3 La longueur de déphasage . . . . .	30
1.6.4 Lois d'échelles . . . . .	30
1.6.5 Propriétés des faisceaux obtenus par accélération laser plasma . . .	32
1.7 Conclusion . . . . .	33
<b>2 Dispositif expérimental et méthodes d'analyse</b>	<b>35</b>
2.1 Installation laser UHI100 . . . . .	37
2.2 Diagnostics laser . . . . .	37
2.2.1 La mesure de durée et le contraste laser . . . . .	37
2.2.2 La mise en forme spatiale de l'impulsion . . . . .	38
2.2.3 La mesure d'énergie dans le plan focal . . . . .	41
2.3 Cible : cellule de gaz à longueur variable . . . . .	41
2.3.1 Description de l'ensemble . . . . .	41
2.3.2 Dynamique de remplissage de la cellule . . . . .	43
2.3.3 Profil longitudinal de densité . . . . .	45
2.4 Diagnostics de l'interaction laser-plasma . . . . .	46
2.4.1 Diagnostic plasma : ombroscopie . . . . .	46
2.4.2 Diagnostic électrons . . . . .	47
2.5 Méthode d'analyse des résultats . . . . .	49

2.5.1	Le logiciel SIMION et les estimations d'erreurs sur les énergies électroniques . . . . .	49
2.5.2	La calibration en charge du système de détection . . . . .	55
2.5.3	Le traitement des images . . . . .	56
2.6	Conclusion . . . . .	57
<b>3</b>	<b>Contrôle de la source d'électrons</b>	<b>59</b>
3.1	Influence des différents paramètres expérimentaux sur la source électronique	59
3.1.1	Influence du pourcentage d'impuretés . . . . .	60
3.1.2	Densité de gaz . . . . .	62
3.1.3	Énergie laser . . . . .	65
3.1.4	Durée d'impulsion . . . . .	66
3.1.5	Position du foyer laser dans la cellule . . . . .	68
3.1.6	Longueur de cellule . . . . .	69
3.1.7	Conclusions . . . . .	71
3.2	Mise en forme par méthode optique du faisceau d'électrons relativistes . . .	73
3.2.1	Problématique . . . . .	73
3.2.2	Mise en forme du faisceau laser . . . . .	75
3.2.3	Influence du profil laser sur le faisceau d'électrons . . . . .	80
3.3	Influence de la traversée d'un plasma sur le faisceau d'électrons accélérés .	82
3.3.1	Problématique . . . . .	83
3.3.2	Dispositif et résultats expérimentaux . . . . .	85
3.4	Conclusions . . . . .	93
<b>4</b>	<b>Transport et focalisation d'un faisceau d'électrons</b>	<b>95</b>
4.1	Problématique . . . . .	95
4.2	Deux systèmes de transport magnétiques . . . . .	97
4.2.1	Triplet de quadrupôles (Dactomus) . . . . .	97
4.2.2	Ligne focalisante compacte . . . . .	117
4.3	Détermination de la dose déposée dans un milieu biologique . . . . .	123
4.3.1	Dose intégrée sur plusieurs tirs avec la Résazurine . . . . .	124
4.3.2	Intégration lors de 96 tirs avec l'ADHP . . . . .	125
4.3.3	Évaluation de la dose en temps réel . . . . .	125
4.4	Conclusions . . . . .	127
	<b>Conclusions et perspectives</b>	<b>128</b>
	<b>A Émittance</b>	<b>133</b>
	<b>B Polynômes de Zernike</b>	<b>135</b>
	<b>C Liste des notations</b>	<b>137</b>
	Liste des figures	141
	Liste des tableaux	151
	Références bibliographiques	155

# Introduction

Les sources d'électrons accélérés à des énergies ultra relativistes sont utilisées pour étudier la structure intime de la matière [1] ou encore pour interagir avec les tissus biologiques [2, 3, 4]. On peut également les exploiter pour créer des sources secondaires, de rayonnement ou de particules. La conversion est obtenue par collision ou freinage dans un convertisseur ou bien en imposant un mouvement oscillant grâce à un champ magnétique de façon à stimuler l'émission de rayonnement. À partir d'une source primaire électronique, il est ainsi possible de produire des sources extrêmement variées, X [5] voire  $\gamma$  [6] ou encore de positrons [7].

L'accélération de particules se produit grâce à un champ électrique accélérateur qui, via la force de Lorentz, communique un moment à ces particules chargées. Les premières expériences ont été faites grâce à une haute tension appliquée entre deux électrodes [8]. Par la suite des dispositifs plus sophistiqués mettant en jeu des champs électriques hautes fréquences, ou HF, ont été exploités [9]. Les particules chargées sont injectées dans ces cavités au sein desquelles est appliqué le champ électrique HF qui permet leur accélération. Se déplaçant d'une cavité à la suivante, elles subissent plusieurs accélérations successives. Le champ appliqué dans ce type de cavité est limité par le phénomène de claquage. En effet si la différence de potentiel entre les extrémités de la cavité est trop importante, un arc électrique apparaît et la différence de potentiel s'effondre. Ce champ de claquage est de l'ordre de quelques dizaines de MV/m [10]. Le gain d'énergie étant proportionnel à la longueur d'accélération et au champ accélérateur, limité par le claquage, il faut alors des longueurs d'accélération colossales pour atteindre des énergies dans la gamme du GeV. Une méthode pour réduire l'encombrement de ce genre de structure consiste à la replier sur elle-même dans un schéma circulaire. Un inconvénient majeur de ce type de schéma provient de la perte d'énergie par rayonnement synchrotron émis au cours de la trajectoire circulaire.

Un des plus grands accélérateurs linéaires d'électrons, le *Stanford Linear Accelerator Center* [11] aux États Unis, fournit des faisceaux de 50 GeV après 3.2 km d'accélération, ce qui correspond à un champ moyen de 15.6 MV/m. La limite du champ accélérateur imposée par le phénomène de claquage explique que les accélérateurs sont d'autant plus longs que l'énergie finale souhaitée est élevée. Les projets pour les futures installations poursuivent cette voie avec l'*International Linear Collider* de 30 à 50 km de long pour des électrons de [200 – 500] GeV [12]. L'accélération en cavités radio-fréquences est une technique robuste, éprouvée depuis près d'un siècle et qui bénéficie de l'expertise d'une importante communauté qui travaille depuis de nombreuses années à son développement. Elle permet de fournir des faisceaux de particules d'une stabilité remarquable et qui ont permis d'étudier de nombreux domaines de la physique. Néanmoins, face à l'importante

---

augmentation des tailles requises pour atteindre les énergies les plus élevées ainsi qu'en raison du coût de l'instrumentation associée, d'autres options commencent à être étudiées. Une alternative à cette technologie des accélérateurs conventionnels est l'accélération laser-plasma [13]. C'est un mécanisme qui repose sur l'interaction d'un laser intense avec un plasma, c'est-à-dire un milieu déjà ionisé. Il permet de dépasser la frontière imposée par la valeur limitée du champ de claquage.

L'accélération d'électrons par interaction laser-plasma repose sur l'interaction d'une impulsion laser intense avec un milieu sous dense. Contrairement au milieu solide, l'impulsion peut se propager à l'intérieur de la cible, ioniser le milieu qui se transforme en plasma, capable de supporter des champs électriques beaucoup plus importants que ceux créés dans les accélérateurs conventionnels. La physique du mécanisme repose sur la création d'une perturbation de densité électronique dans le sillage de l'onde laser, dans laquelle certains électrons vont pouvoir être piégés et accélérés à des énergies ultra relativistes. Des études ont montré qu'on peut atteindre des champs accélérateurs de l'ordre de la centaine de GV/m, c'est-à-dire trois ordres de grandeur au dessus de ceux obtenus dans les accélérateurs conventionnels. Ceci permet d'accélérer des électrons à l'aide de structures très compactes. Typiquement, des électrons peuvent être accélérés à des énergies de l'ordre du GeV sur quelques centimètres seulement. Cela signifie que la taille ainsi que le coût des accélérateurs peuvent être significativement réduits grâce à cette technique.

Il s'est écoulé plus de 10 ans entre la proposition théorique de ce mécanisme d'accélération d'électrons en 1979 et sa réalisation expérimentale en 1993 [14]. Ensuite l'avènement des laser ultra courts [15], délivrant des intensités très importantes (de l'ordre de quelques  $10^{18}$  W/cm<sup>2</sup>), a conduit aux premières expériences d'accélération laser plasma à proprement parler [16]. Ces faisceaux présentaient cependant des divergences importantes ainsi que des spectres maxwelliens de largeur correspondant à plusieurs dizaines de MeV. En diminuant encore la durée du laser ainsi que la densité du plasma et en augmentant la taille de la tache focale, des faisceaux d'électrons dit "quasi mono-énergétiques" ont alors été observés [17, 18, 19] dans un régime d'interaction non linéaire appelé "le régime de la bulle" [20]. Depuis lors, le nombre de publications concernant l'accélération laser plasma croît de façon exponentielle.

Néanmoins, les propriétés des faisceaux obtenus par accélération laser plasma (ou ALP) sont loin d'égaliser celles des faisceaux d'électrons obtenus par accélération conventionnelle. En effet la reproductibilité ainsi que la dispersion en énergie sont bien meilleures sur le second type d'infrastructure. Ceci est principalement dû au fait que les faisceaux produits par ALP sont le résultat d'une interaction très non linéaire entre le laser et le plasma, condition nécessaire à l'auto-injection d'électrons dans l'onde plasma. De plus la nouveauté relative de ce mécanisme par rapport à l'accélération conventionnelle, qui a, elle, bénéficié de nombreux développements au cours de plusieurs décennies d'utilisation, explique en partie la différence entre les qualités des faisceaux obtenus par ces deux méthodes aujourd'hui.

Les spectres quasi-monocinétiques du régime de la bulle ont été obtenus car tous les électrons ont été injectés quasi simultanément. Ils ont donc tous subi la même accélération, ce qui a conduit à l'obtention de ces propriétés remarquables qui ouvrent la voie vers des applications. De nombreux travaux portant sur l'injection des électrons dans l'onde plasma ont été publiés, ayant pour but d'améliorer les propriétés du faisceau d'électrons, en partie déterminées lors de la phase d'injection. La divergence ainsi que la reproductibilité des faisceaux a, elle aussi, été grandement améliorée via différentes méthodes qui seront exposées au cours de ce manuscrit. Même si les propriétés des faisceaux issus de l'ALP sont

---

éloignées de celles des faisceaux issus de l'accélération conventionnelle, ces installations d'ALP compactes sont suffisamment prometteuses pour qu'on observe un rapprochement entre les deux communautés. Ceci montre que l'ALP commence à être considérée comme une alternative sérieuse à l'accélération conventionnelle.

Même si les paramètres associés au faisceau d'électrons restent éloignés de ceux accessibles avec un accélérateur conventionnel, de nombreuses applications ont déjà été testées. Ainsi des équipes ont couplé le faisceau d'électrons à un onduleur [5] dans la perspective de reproduire le schéma des lasers à électrons libres utilisant des faisceaux d'électrons issus de l'accélération conventionnelle [21]. Dans ce cas précis c'est l'extrême brièveté du faisceau d'électrons qui rend la durée de l'impulsion laser X, aussi courte que 10 fs, ce qui permet d'atteindre des résolutions temporelles inédites. Un autre exemple consiste à utiliser les faibles dimensions de source et divergence naturelle du faisceau issu d'ALP pour disposer de sources  $\gamma$  de tailles inférieures au millimètre [22], via l'interaction avec un convertisseur. Il n'est pas possible aujourd'hui de focaliser un faisceau d'électrons issu de l'accélération conventionnelle jusqu'à de telles dimensions. Ces deux exemples sont tirés d'un ensemble d'applications beaucoup plus vaste.

Des lois d'échelles ont été développées [23], suite aux nombreuses études expérimentales menées par la communauté. Elles permettent aujourd'hui de se projeter sur les futures installations laser et seront utilisées pour dimensionner les futures expériences. La prochaine disponibilité des installations PW voire multi-PW motive la communauté à étudier l'accélération à des énergies toujours plus élevées. Il serait simpliste de croire que l'augmentation de l'énergie laser disponible se traduit directement par une augmentation de l'énergie électronique. En effet, la longueur sur laquelle les électrons sont accélérés représente le plus souvent le facteur limitant. Puisque le faisceau ne peut être accéléré sur une grande longueur, des schémas d'accélération multi-étage ont été proposés et sont actuellement en cours de développement [24, 25, 26, 27, 28]. Ce type de schéma sera développé en particulier sur l'installation CILEX (Centre Interdisciplinaire Lumière EXtrême) accueillant le futur laser APOLLON 10 PW qui devrait délivrer des premières impulsions lumineuses PW d'ici 2018.

La première étape de ce type de schéma est l'accélération double-étage. Dans ce cas, un premier étage nommé injecteur fournit une source d'électrons d'énergie modérée issue de l'interaction non linéaire entre un faisceau laser ultra intense et un milieu sous dense. Ce faisceau est ensuite post-acceléré au sein d'un deuxième étage nommé accélérateur, basé sur l'interaction, en régime linéaire, d'une impulsion laser avec un milieu gazeux plus long afin d'augmenter l'énergie des électrons. Ce procédé permet de découpler la phase d'injection et d'accélération, autorisant théoriquement l'obtention de faisceaux plus reproductibles. L'espace à réserver pour focaliser un deuxième faisceau laser dans le second étage est suffisamment élevé pour que, même avec une divergence typique de quelques mrad seulement à l'issue de l'injecteur, il soit nécessaire d'imager le faisceau d'électrons entre les deux étages. Ce type de schéma soulève de nombreux défis qui sont, entre autres :

- la synchronisation entre le faisceau d'électrons issu du premier étage et l'onde plasma du second étage
- le contrôle des propriétés spatiales du faisceau d'électrons pour assurer son injection dans l'onde plasma générée dans la partie accélérateur en termes de divergence et reproductibilité notamment
- la production d'un faisceau de charge importante présentant une faible dispersion en énergie
- la conservation des propriétés du faisceau issu de la source au cours de son transport

Une partie de cette thèse s'inscrit dans un travail préparatoire aux expériences pré-

---

vues sur la plateforme CILEX autour du laser APOLLON 10 PW. Cela concerne l'élaboration d'un tel injecteur ainsi que des tests sur une ligne de transport destinée à imager les électrons depuis l'injecteur vers l'étage accélérateur. Dans ce cadre une nouvelle cible a été conçue puis caractérisée hors ligne grâce à des mesures interférométriques et des simulations fluides. Ce travail a été mené au sein d'une première collaboration appelée ELISA pour *ELectron Injector for compact Staged high energy Accelerator* (RTRA triangle de la physique). La source d'électrons fournie par cette cible a ensuite été caractérisée et optimisée sur l'installation laser UHI100 du CEA Saclay. De plus, deux lignes de transport magnétique ont été testées sur l'installation afin d'imager le faisceau d'électrons depuis la source vers le plan focal de la ligne d'imagerie et de le caractériser finement. L'une d'entre elles est le fruit d'un travail collaboratif construit autour du LabeX P2IO dans le cadre de DACTOMUS pour *Diagnostic And Compact beam Transport fOr Multistaged laser plasma accelerators*. Ces tests ont permis de commencer des expériences d'utilisation du faisceau d'électrons après transport.

L'autre partie de cette thèse a consisté à mettre en œuvre expérimentalement un concept nouveau et uniquement étudié numériquement jusqu'alors : la mise en forme optique du faisceau laser pour façonner la distribution spatiale du faisceau d'électrons.

En résumé, ce manuscrit se décompose en 4 parties :

- une première partie consacrée aux différents concepts ainsi qu'à la description de l'accélération laser plasma, ses limites, les principales caractéristiques des faisceaux obtenus par cette méthode comparées à celles obtenues par accélération conventionnelle
- une deuxième partie décrivant les méthodes expérimentales mises en œuvre, les diagnostics utilisés tant au niveau du laser que de l'interaction avec la cible, ainsi qu'une description de la cible elle-même et des méthodes d'analyse des résultats obtenus
- une troisième partie consacrée aux propriétés de la source d'électrons mise au point ainsi qu'une méthode de mise en forme optique de cette source et une étude réalisée dans le cadre d'une géométrie linéaire d'accélérateur à deux étages
- une quatrième partie présentant les résultats expérimentaux mais aussi de simulations obtenus lors de campagnes visant à tester deux lignes d'imagerie du faisceau depuis la source. De plus, seront présentés les premiers résultats d'application de dosimétrie obtenus avec l'une de ces deux lignes magnétiques.

# Chapitre 1

## Description physique de l'accélération laser plasma

### Sommaire

---

<b>1.1</b>	<b>Paramètres laser</b> . . . . .	<b>6</b>
1.1.1	Équations de l'électromagnétisme . . . . .	6
1.1.2	Faisceaux gaussiens . . . . .	6
<b>1.2</b>	<b>Ionisation et propagation d'un faisceau laser dans un plasma sous dense</b> . . . . .	<b>8</b>
1.2.1	Processus d'ionisation . . . . .	8
1.2.2	Propagation du laser dans le plasma . . . . .	10
<b>1.3</b>	<b>Accélération d'électrons en régime linéaire</b> . . . . .	<b>16</b>
<b>1.4</b>	<b>Accélération en régime non linéaire</b> . . . . .	<b>20</b>
1.4.1	Modèle unidimensionnel . . . . .	20
1.4.2	Modèle de la bulle . . . . .	21
<b>1.5</b>	<b>Problématique de l'injection des électrons dans l'onde plasma</b> <b>23</b>	<b>23</b>
1.5.1	Conditions de piégeage . . . . .	23
1.5.2	Méthodes d'injection interne . . . . .	25
<b>1.6</b>	<b>Limitations et lois d'échelles</b> . . . . .	<b>29</b>
1.6.1	Diffraction du laser . . . . .	29
1.6.2	Longueur de déplétion de l'énergie laser . . . . .	30
1.6.3	La longueur de déphasage . . . . .	30
1.6.4	Lois d'échelles . . . . .	30
1.6.5	Propriétés des faisceaux obtenus par accélération laser plasma .	32
<b>1.7</b>	<b>Conclusion</b> . . . . .	<b>33</b>

---

Dans ce chapitre les principes de l'accélération laser plasma et la physique associée seront décrits grâce aux modèles théoriques établis dans le domaine. Les problématiques de l'injection des électrons dans l'onde plasma ainsi que les limitations de ce processus seront présentées. Je présenterai également les lois d'échelles établies par la communauté ainsi que les caractéristiques typiques des faisceaux obtenus par ALP.



## 1.1 Paramètres laser

### 1.1.1 Équations de l'électromagnétisme

Une impulsion laser est une onde électromagnétique dont la propagation dans un milieu est régie par les équations de Maxwell (1.1) telles que :

$$\begin{aligned}
 \vec{\nabla} \cdot \vec{E} &= \frac{\rho_e}{\epsilon_0} \\
 \vec{\nabla} \cdot \vec{B} &= 0 \\
 \vec{\nabla} \wedge \vec{E} &= -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \\
 \vec{\nabla} \wedge \vec{B} &= \frac{1}{c^2} \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} + \mu_0 \vec{J}
 \end{aligned} \tag{1.1}$$

où  $\vec{E}$  et  $\vec{B}$  sont les vecteurs champs électrique et magnétique de l'impulsion,  $\rho_e$  la densité de charge électrique et  $\vec{J}$  le vecteur densité de courant caractérisant le milieu,  $c$  la vitesse de la lumière,  $\epsilon_0$  la permittivité et  $\mu_0$  la conductivité dans le vide. De plus, l'opérateur  $\vec{\nabla}$  correspond au vecteur des dérivées partielles spatiales, tel que :

$$\vec{\nabla} = \left( \frac{\partial}{\partial x}, \frac{\partial}{\partial y}, \frac{\partial}{\partial z} \right) \tag{1.2}$$

À partir de (1.1), on peut dériver l'équation de la propagation du champ électrique dans le vide, où  $\rho_e$  et  $\vec{J}$  sont nuls, et on obtient :

$$\nabla^2 \vec{E}(\vec{x}, t) - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2}(\vec{x}, t) = \vec{0} \tag{1.3}$$

### 1.1.2 Faisceaux gaussiens

Une impulsion gaussienne est solution de cette équation. Elle est relativement simple à manipuler et est donc souvent utilisée en première approximation. Le champ électrique d'un faisceau gaussien se propageant dans la direction  $z$ , est, en coordonnées cylindriques, donné par :

$$\begin{aligned}
 \vec{E}(r, z, t) &= E_0 \exp \left[ -\frac{r^2}{w(z)^2} \right] \exp \left[ -2 \ln(2) \frac{(z - ct)^2}{(c\tau_0)^2} \right] \times \\
 &\quad \Re \left( e^{i(k_0 z - \omega_0 t)} e^{i(\Phi_g(z) - k_0 \frac{r^2}{2R(z)})} \vec{u}_{pol} \right)
 \end{aligned} \tag{1.4}$$

où  $k_0$  et  $\omega_0$  étant respectivement le nombre d'onde et la pulsation de l'impulsion,  $\tau_0$  est la durée, en largeur à mi-hauteur ou FWHM dans la suite de ce manuscrit, sur l'intensité et  $w(z)$  le rayon.  $\Phi_g(z)$  et  $R(z)$  sont la phase de Gouy et le rayon de courbure de l'enveloppe du laser. Finalement  $\vec{u}_{pol}$  est un vecteur unitaire complexe représentant l'état de polarisation du laser. Dans le cas d'une polarisation linéaire suivant l'axe  $x$ , on a :

$$\vec{u}_{pol} = \vec{e}_x$$

Pour une polarisation circulaire ce vecteur s'écrit :

$$\vec{u}_{pol} = 1/\sqrt{2}(\vec{e}_x + i\vec{e}_y)$$

$\Phi_g(z)$  et  $R(z)$  sont respectivement donnés par :

$$\Phi_g(z) = \arctan\left(\frac{z}{z_R}\right)$$

et

$$R(z) = z\left(1 + \frac{z_R^2}{z^2}\right)$$

avec  $z_R$  la longueur de Rayleigh définie comme :

$$z_R = \frac{\pi w_0^2}{\lambda_0}$$

avec  $\lambda_0$  la longueur d'onde laser et  $w_0$  le waist : rayon en  $1/e^2$ , dans le plan focal.

Pour un tel faisceau, l'évolution du rayon  $w(z)$  autour du plan de focalisation s'écrit :

$$w(z) = w_0 \sqrt{1 + \frac{z^2}{z_R^2}} \quad (1.5)$$

Un faisceau gaussien focalisé est représenté autour du plan focal sur la figure 1.1. Sa

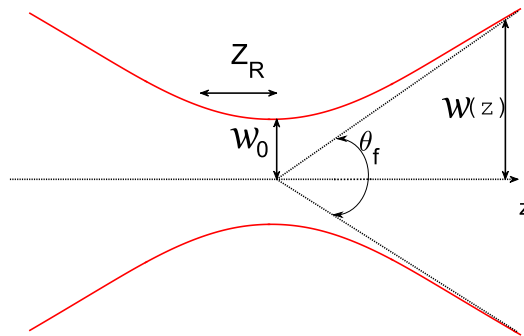


Figure 1.1 – Faisceau gaussien autour du plan focal.

divergence en dehors de la longueur de Rayleigh est donnée par :

$$\theta_f = \frac{\Phi_f}{F}$$

où  $\Phi_f$  est la pupille du faisceau et  $F$  la distance de focalisation de l'optique utilisée. L'intensité maximale d'un tel faisceau est donnée par :

$$I_0 = c\epsilon_0 |\vec{E}|^2 / 2$$

En intégrant l'équation (1.4) au foyer, on obtient :

$$I_0 = \frac{4\sqrt{\pi \ln 2}}{\pi^2} \frac{\epsilon_l}{w_0^2 \tau_0} \quad (1.6)$$

où  $\epsilon_l$  est l'énergie contenue dans l'impulsion. Pour décrire les champs  $\vec{E}$  et  $\vec{B}$ , il est possible d'introduire les potentiels scalaires  $\Phi$  et vecteur  $\vec{A}$  qui vérifient les équations :

$$\vec{E} = -\vec{\nabla}\Phi - \frac{\partial \vec{A}}{\partial t} \quad \vec{B} = \vec{\nabla} \wedge \vec{A} \quad (1.7)$$

Ces potentiels ne sont pas définis de façon unique. En effet, il est possible de trouver une autre solution en effectuant une transformation de jauge. Ici nous nous placerons dans la jauge de Coulomb définie par :

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{A} = 0$$

Un des paramètres laser couramment utilisé est le potentiel vecteur normalisé  $\vec{a}$  défini tel que :

$$\vec{a} = \frac{e\vec{A}}{m_e c} \quad (1.8)$$

avec  $e$  la charge élémentaire et  $m_e$  la masse de l'électron. Dans le cas d'une impulsion polarisée linéairement, on peut réécrire le maximum du potentiel vecteur normalisé  $a_0$  comme :

$$a_0 = \left( \frac{e^2}{2\pi^2 \epsilon_0 m_e^2 c^5} \lambda_0^2 I_0 \right)^{1/2} \quad (1.9)$$

Ce qui donne, en unités usuelles :

$$a_0 \approx 0.85 \lambda_0 [\mu m] \sqrt{I_0 [10^{18} \text{ W/cm}^2]} \quad (1.10)$$

La vitesse d'oscillation d'un électron étant directement liée à ce paramètre, il détermine largement le régime de l'interaction. En particulier, pour  $a_0 > 1$  l'interaction présente un caractère relativiste. Les expériences qui sont décrites dans la suite du manuscrit ont été réalisées pour des éclaircements de l'ordre de  $5 \times 10^{18} \text{ W/cm}^2$ , ce qui correspond à  $a_0 \approx 1.52$ . Nous sommes donc dans le cas où les électrons oscilleront de manière relativiste dans le champ laser.

## 1.2 Ionisation et propagation d'un faisceau laser dans un plasma sous dense

Un plasma est un milieu ionisé constitué d'ions et d'électrons libres dont les charges sont à l'origine des propriétés collectives du plasma. Plus de 99% de ce qui est visible dans l'univers se trouve sous cet état de la matière. Dans un premier temps, nous allons nous intéresser aux processus régissant l'ionisation du plasma puis ses propriétés seront détaillées ainsi que son interaction avec le laser.

### 1.2.1 Processus d'ionisation

Les faisceaux laser intenses peuvent arracher des électrons à la matière, la rendant partiellement ou totalement ionisée. Le potentiel électrique associé au champ laser à haute intensité peut effectivement atteindre des valeurs comparables à celle de la liaison entre le noyau et ses électrons. Dans le cas où l'énergie d'un photon est très inférieure au potentiel d'ionisation, deux régimes d'ionisation ont été distingués qui dépendent de l'intensité du laser considérée. Ces deux régimes sont celui de l'ionisation multi photonique [29, 30] et de l'ionisation tunnel [31, 32]. La limite entre ces deux régimes est donnée par le paramètre de Keldysh [33]  $\gamma_k$ , défini comme :

$$\gamma_k = \omega_0 \sqrt{\frac{m_e c \epsilon_0}{e^2}} \sqrt{\frac{\epsilon_{ion}}{I_0}}$$

où  $\epsilon_{ion}$  est le champ électrique liant l'électron à l'atome. Dans le cas d'intensités laser faibles ( $\gamma_k \gg 1$ ), l'ionisation multi-photonique domine. Cela correspond à la situation où

le champ laser ne modifie pas, ou peu, le potentiel de l'électron alors que l'énergie d'un seul photon n'est pas suffisante pour arracher un électron. Par exemple à 800 nm, l'énergie d'un photon est de :

$$E_{ph} = \hbar\omega_0 = 1.5 \text{ eV}$$

Or pour l'hydrogène  $\epsilon_{ion} = 13.6 \text{ eV}$ , un seul photon ne pourra donc pas ioniser l'atome. En revanche, l'énergie totale transportée par plusieurs photons simultanément absorbés peut déclencher l'ionisation.

À plus haute intensité,  $\gamma_k < 1$ , le champ associé au laser déforme fortement le potentiel liant les électrons au noyau et le mécanisme d'ionisation est dominé par l'effet tunnel illustré sur la figure 1.2. L'ajout du terme d'interaction dipolaire électrique au potentiel coulombien crée une barrière de potentiel qui oscille à la fréquence du laser si celui-ci possède une polarisation linéaire. L'ionisation est alors assurée par le transport des électrons par effet tunnel à travers la barrière de potentiel.

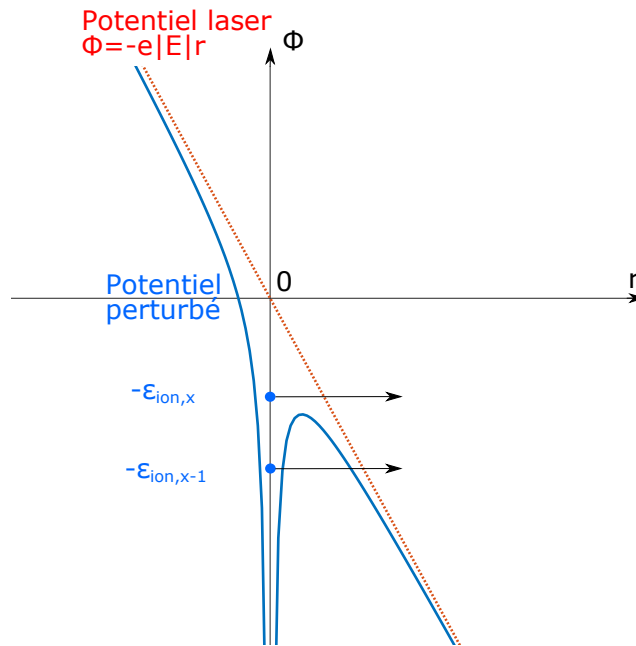


Figure 1.2 – Représentation schématique de l'ionisation par effet tunnel pour  $\epsilon_{ion,x-1}$  pour  $\gamma_k \approx 1$  et par suppression de barrière  $\epsilon_{ion,x}$  pour  $\gamma_k \ll 1$ .

Si le champ est suffisamment fort, la barrière de potentiel peut alors être supprimée,  $\gamma_k \ll 1$ . Sur la figure 1.2 les électrons sur le niveau  $\epsilon_{ion,x-1}$  peuvent être ionisés par effet tunnel tandis que ceux du niveau  $\epsilon_{ion,x}$  par suppression de la barrière de potentiel. Le seuil d'intensité laser à partir duquel l'ionisation par suppression de barrière de potentiel domine peut être estimé en considérant que le potentiel déformé est égal au potentiel d'ionisation ce qui conduit à un seuil d'intensité  $I_{ion}$  [34] :

$$I_{ion} = \frac{\epsilon_{ion}^4}{128\pi Z^2 e^6}$$

soit en unités usuelles :

$$I_{ion} [W/cm^2] = 4 \times 10^9 \frac{\epsilon_{ion} [eV]^4}{Z^2} \quad (1.11)$$

avec  $I_{ion}$  l'intensité à partir de laquelle la barrière de potentiel sera supprimée et  $Z$  le numéro atomique. Pour les espèces avec lesquelles nous avons travaillé, c'est-à-dire  $H_2$  et

$N_2$ , les intensités correspondantes sont reportées dans le tableau 1.1. On peut noter un écart important entre les intensités d'ionisation des niveaux 5 et 6 de l'azote, de trois ordres de grandeur, ce qui sera primordial pour un mécanisme d'injection : l'injection assistée par ionisation, qui va nous intéresser plus particulièrement et que j'explicitierai dans la suite de ce chapitre.

Espèce	$\epsilon_{ion}[eV]$	$I_{ion}[W/cm^2]$
$H^+$	13.6	$1.4 \times 10^{14}$
$N^{5+}$	97.9	$7.5 \times 10^{15}$
$N^{6+}$	552.1	$7.6 \times 10^{18}$
$N^{7+}$	667.1	$1.6 \times 10^{19}$

Tableau 1.1 – Tableau présentant les intensités de surpression de barrière de potentiel calculées grâce à la formule (1.11) pour les espèces qui nous intéressent dans ce manuscrit :  $H_2$  et  $N_2$ .

Il faut noter que l'équation (1.11) vient d'une approche simpliste unidimensionnelle et semi-classique. Cependant, ces calculs reproduisent relativement bien les données expérimentales [35]. Pour des intensités de l'ordre de  $10^{18}$  W/cm<sup>2</sup>, les atomes d'hydrogène sont totalement ionisés par le front montant de l'impulsion via le mécanisme de suppression de barrière de potentiel. C'est pourquoi il est souvent admis que le laser interagit avec un plasma complètement ionisé. Pour des atomes plus lourds comme l'azote, on va produire un gradient de densité électronique à mesure que le laser va se propager dans le milieu gazeux. Ce gradient va influencer la propagation de l'impulsion laser.

## 1.2.2 Propagation du laser dans le plasma

### 1.2.2.1 Les paramètres plasma

Les couplages entre le plasma et un champ électromagnétique extérieur peuvent exciter un grand nombre d'ondes qui vont se propager. Les types d'ondes qui nous intéressent en priorité dans ce manuscrit sont celles associées à la dynamique électronique. En effet, dans le cadre de l'interaction laser plasma en régime femtoseconde (fs), un grand nombre de modes n'ont pas le temps d'être excités car on considère que durant des échelles de temps aussi courtes, les ions restent immobiles. En appliquant simplement la seconde loi de Newton dans le cas d'une tranche de plasma, initialement quasi-neutre et froid, de laquelle on déplace tous les électrons, on parvient à retrouver la **pulsation plasma**, électronique ici, ou de Langmuir. C'est la pulsation correspondant aux oscillations des électrons pour revenir à leur position d'équilibre. Cette oscillation est une onde plasma qui est à l'origine de l'ALP. La pulsation plasma est notée  $\omega_p$  et définie par [36] :

$$\omega_p = \sqrt{\frac{n_e e^2}{\epsilon_0 m_e}} \quad (1.12)$$

où  $n_e$  est la densité électronique. Pour une onde transverse, la relation de dispersion dans un plasma est donnée par :

$$\omega^2 = \omega_p^2 + c^2 k^2$$

$\omega$  et  $k$  étant respectivement la pulsation et le nombre d'onde associé. On remarque alors qu'une onde dont la pulsation est plus faible que la pulsation plasma ne pourra se propager dans celui-ci. L'onde sera évanescence dans le milieu, réfléchi par le plasma. On définit

une **densité critique** au delà de laquelle l'onde, dans notre cas l'impulsion laser, ne se propage plus dans le plasma. Elle est notée  $n_c$  et est donnée par :

$$n_c = \frac{\omega_0^2 m_e \epsilon_0}{e^2}$$

On définit alors deux cas de figure :

- pour  $n_e < n_c$  (ou  $\omega_p < \omega_0$ ), le plasma est dit sous-dense, l'impulsion se propage dans le plasma
- pour  $n_e > n_c$  (ou  $\omega_p > \omega_0$ ), le plasma est sur dense, l'impulsion est réfléchiée.

Pour la longueur d'onde utilisée dans les expériences présentées dans ce manuscrit  $\lambda_0 = 800$  nm, la densité critique vaut  $1.7 \times 10^{21}$  e<sup>-</sup>/cm<sup>3</sup>. Or les densités mises en jeu dans nos expériences étant inférieures à  $5 \times 10^{19}$  e<sup>-</sup>/cm<sup>3</sup>, le plasma sera toujours sous-dense pour l'impulsion laser dans notre cas.

Finalement, deux vitesses sont définies pour décrire la propagation d'une onde dans un plasma : la **vitesse de groupe** et la **vitesse de phase**. La vitesse de phase,  $v_{ph}$ , renseigne sur la propagation de la phase dans le plasma et est définie comme :

$$\vec{v}_{ph} = \frac{w}{k} \frac{\vec{k}}{k} \quad (1.13)$$

Sa norme est donnée par :

$$v_{ph} = \sqrt{c^2 + \frac{\omega_p^2}{k^2}} \quad (1.14)$$

La vitesse de groupe,  $v_g$ , décrit la vitesse de propagation de l'énergie associée à l'onde et est définie par :

$$\vec{v}_g = \frac{\partial w}{\partial \vec{k}} \quad (1.15)$$

Sa norme est donnée par :

$$v_g = c \left( 1 + \frac{\omega_p^2}{k^2 c^2} \right)^{-1/2} \quad (1.16)$$

qui dans le cas où  $\omega_p \ll \omega$  vaut :

$$v_g \approx c \left( 1 - \frac{\omega_p^2}{2\omega^2} \right) \quad (1.17)$$

La vitesse de phase peut être supérieure à celle de la lumière dans le vide. La vitesse de groupe, qui représente le déplacement de l'onde dans le milieu, est toujours inférieure à  $c$ . Une onde électromagnétique est donc ralentie dans un milieu par rapport à sa propagation dans le vide.

### 1.2.2.2 Les phénomènes non linéaires

#### A/ La force pondéromotrice

En considérant une seule et unique onde électromagnétique de haute fréquence se propageant dans un plasma non collisionnel, intéressons nous à la force non linéaire exercée par cette onde sur les particules du plasma dans le cas non relativiste. L'équation du mouvement d'un électron libre initialement au repos et soumis au champ électromagnétique défini par  $\vec{E}_1(\vec{r}, t)$  et  $\vec{B}_1(\vec{r}, t)$ , s'écrit :

$$m_e \frac{d\vec{v}}{dt} = -e[\vec{E}_1(\vec{r}, t) + \vec{v} \wedge \vec{B}_1(\vec{r}, t)]$$

Au premier ordre cette équation s'écrit :

$$m_e \frac{d\vec{v}_1}{dt} = -e\vec{E}_1(\vec{r}_0, t)$$

avec  $\vec{r}_0$  la position non perturbée de l'électron. Pour une onde de fréquence  $\omega$ , le déplacement  $\vec{r}_1$  vaut :

$$\vec{r}_1 = \frac{e}{m_e \omega^2} \vec{E}_1(\vec{r}_0, t)$$

Au second ordre on obtient :

$$m_e \frac{d\vec{v}_2}{dt} = -e[(\vec{r}_1 \cdot \vec{\nabla})\vec{E}_1(\vec{r}_0, t) + \vec{v}_1 \wedge \vec{B}_1(\vec{r}_0, t)]$$

Le premier terme vient de l'excursion de l'électron dans le champ de l'onde, le second prend en compte la partie magnétique de la force de Lorentz. On peut réécrire cette équation telle que :

$$m_e \frac{d\vec{v}_2}{dt} = -\frac{e^2}{m_e \omega^2} \left[ (\vec{E}_1 \cdot \vec{\nabla})\vec{E}_1 - \frac{\partial \vec{E}_1}{\partial t} \times \int^t \vec{\nabla} \times \vec{E}_1 dt' \right]$$

La force moyenne sur une période laser est alors donnée par :

$$m_e \left\langle \frac{d\vec{v}_2}{dt} \right\rangle = -\frac{e}{m_e \omega^2} \langle (\vec{E}_1 \cdot \vec{\nabla})\vec{E}_1 + \vec{E}_1 \wedge \vec{\nabla} \wedge \vec{E}_1 \rangle \quad (1.18)$$

$$F_{pond} = -\frac{1}{2} \frac{e^2}{m_e \omega^2} \vec{\nabla} \langle E_1^2 \rangle \quad (1.19)$$

Pour un ion, la force obtenue est beaucoup plus faible du fait du rapport de masse. Elle sera donc négligée dans ce manuscrit et les ions considérés immobiles. Cette force se nomme **force pondéromotrice** et expulse les électrons des zones de gradient élevé de l'intensité laser comme schématisé sur la figure 1.3.

L'énergie associée,  $U_{pond}$ , à cette force est définie par :

$$U_{pond} = \frac{e^2 E_1^2}{4m_e \omega^2}$$

Si l'on considère une impulsion laser, l'énergie de la force pondéromotrice associée sera donnée par :

$$U_{pond} = \frac{2e^2 I_0}{4m_e \omega^2 c \epsilon_0} = \frac{I_0}{2cn_c}$$

Pour une impulsion laser de longueur d'onde 800 nm, dont l'intensité est de  $5 \times 10^{18}$  W/cm<sup>2</sup>, l'énergie associée sera alors de 0.78 MeV. La force pondéromotrice seule ne peut donc permettre d'accélérer des électrons à des énergies relativistes. C'est l'onde plasma qui va pouvoir accélérer des électrons à des vitesses relativistes.

Si l'on s'intéresse à la propagation et à l'évolution d'une impulsion laser dans un milieu sous dense, il est nécessaire de pouvoir décrire l'indice de réfraction  $\eta$  du milieu qui, dans l'approximation linéaire, pour un plasma non magnétisé et pour une impulsion polarisée linéairement, est donné par [37, 38] :

$$\eta = \frac{ck_0}{\omega_0} = \left( 1 - \frac{\omega_p^2(r, z)}{\gamma_{e,\pm} \omega_0^2} \right)^{1/2}$$

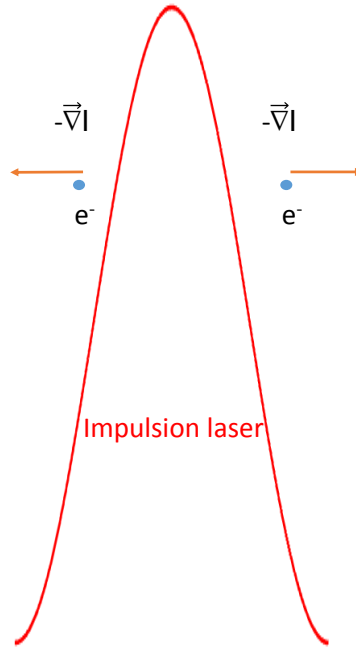


Figure 1.3 – Représentation schématique de l'action de la force pondéromotrice sur les électrons.

où  $\gamma_{e,\perp}$  est le facteur de Lorentz transverse des électrons tel que :

$$\gamma_{e,\perp} = (1 + a_0^2/2)^{1/2}$$

La seconde partie de l'égalité peut être exprimée comme :

$$\left(1 - \frac{\omega_p^2}{\gamma_{e,\perp}\omega_0^2}\right)^{1/2} \approx 1 - \frac{\omega_p^2}{2\omega_0^2} \left(1 + \frac{\delta n}{n_0} - \frac{\langle a^2 \rangle}{2}\right) \quad (1.20)$$

avec  $\langle \rangle$  qui représente la moyenne sur les oscillations laser et  $\delta n/n_0$  la perturbation de densité normalisée à la densité d'équilibre.

Cette expression met en évidence le fait que l'indice de réfraction du milieu peut être modulé via une modification du profil de densité. Une mise en forme adaptée du profil de densité plasma permet donc de guider l'impulsion sur une distance plus importante que la longueur de Rayleigh. En pratique, si  $\partial n_e/\partial r < 0$ , l'impulsion peut alors être guidée, tel que décrit dans les références [39, 40]. Cela se traduit par la compensation de la divergence naturelle du faisceau focalisé à  $w_0$  grâce à la courbure du front d'onde liée à une vitesse de phase plus faible au centre de l'impulsion. Pour assurer le guidage de l'impulsion laser, on peut donc générer un canal plasma dont la densité est plus faible sur l'axe de propagation.

## B/ Auto focalisation

Le terme  $\langle a^2 \rangle / 2$ , issu de la relation (1.20) établie dans le régime linéaire, provient de l'augmentation de masse électronique due à l'oscillation dans le champ laser et est responsable du même effet qu'une déplétion électronique sur l'axe pour une impulsion laser. L'impulsion peut être guidée si le terme focalisant est suffisant pour équilibrer la diffraction naturelle du faisceau, ce qui se produit pour une puissance supérieure à la



**puissance critique**  $P_C$  définie par :

$$P_C \approx 8\pi\epsilon_0 c \left( \frac{m_e c^2}{e} \right)^2 \left( \frac{\omega_0}{\omega_p} \right)^2$$

Soit en unités usuelles [37, 41] :

$$P_C [GW] \approx 17.4 \frac{\omega_0^2}{\omega_p^2}$$

Ce phénomène est nommé **auto focalisation relativiste**. La puissance critique représente la puissance minimale à partir de laquelle ce phénomène se produit.

Pour une longueur d'onde laser de 800 nm et une densité électronique de  $5 \times 10^{18}$  e<sup>-</sup>/cm<sup>3</sup> cette puissance critique est de : 5.9 TW.

### C/ Auto compression

En plus de l'autofocalisation, le terme en  $\delta n/n_0$  peut aussi avoir une influence sur la durée de l'impulsion se propageant dans le plasma. L'arrière de l'impulsion qui se trouve dans un gradient longitudinal de densité descendant, a une vitesse de groupe plus importante que l'avant. L'impulsion subit alors l'**auto compression**, détaillée dans les références [42, 43, 44]. Ce phénomène a aussi été étudié expérimentalement [45] et est d'importance majeure pour l'accélération laser plasma.

### D/ Modifications des propriétés spectrales du laser

Finalement, lors de la propagation du laser dans le plasma, son spectre évolue. Plusieurs phénomènes peuvent intervenir ici suivant les conditions d'interaction. Tout d'abord, la fréquence moyenne du laser peut diminuer ou sa longueur d'onde moyenne augmenter. Elle subit donc un décalage vers le rouge. Ceci est dû au fait que l'impulsion laser perd de l'énergie lors de sa propagation dans le plasma. Le principe de conservation d'énergie conduit alors à une diminution de la fréquence donc à un décalage vers le rouge [46, 47]. Selon les conditions d'interaction entre le laser et le plasma d'autres mécanismes deviennent importants : à plus faible intensité le front montant de l'impulsion peut être décalé vers le bleu lors de l'ionisation du gaz [48]. En effet, le couplage entre l'impulsion et les gradients de densité électronique entraîne une modification des propriétés spectrales du laser. Tandis que pour le type de régime considéré dans ce manuscrit, l'interaction du laser avec l'onde plasma peut aussi conduire à un décalage de certaines fréquences du spectre de l'impulsion vers le bleu [49].

### E/ En résumé

Pour résumer, les effets du plasma sur les propriétés du faisceau laser au cours de sa propagation sont reportés sur la figure 1.4. Elle présente le résultat d'une simulation PIC (*Particle In Cell*) 2D que j'ai réalisé avec le code OSIRIS [50, 51]. Sur cette figure les évolutions de l'intensité normalisée  $a_0$  en (a), de la fréquence moyenne en (b), du waist en (c) et de la durée de l'impulsion en (d) sont présentées en fonction de la position longitudinale dans le plasma. Les paramètres choisis pour cette simulation sont : une impulsion laser de 18 fs (FWHM), avec une intensité normalisée de  $a_0=2.6$  se propageant dans un plasma d'hydrogène dont la densité maximale est  $n_e = 9.3 \times 10^{18}$  e<sup>-</sup>/cm<sup>3</sup> et présentant un gradient de densité linéairement croissant d'environ 175  $\mu\text{m}$ .

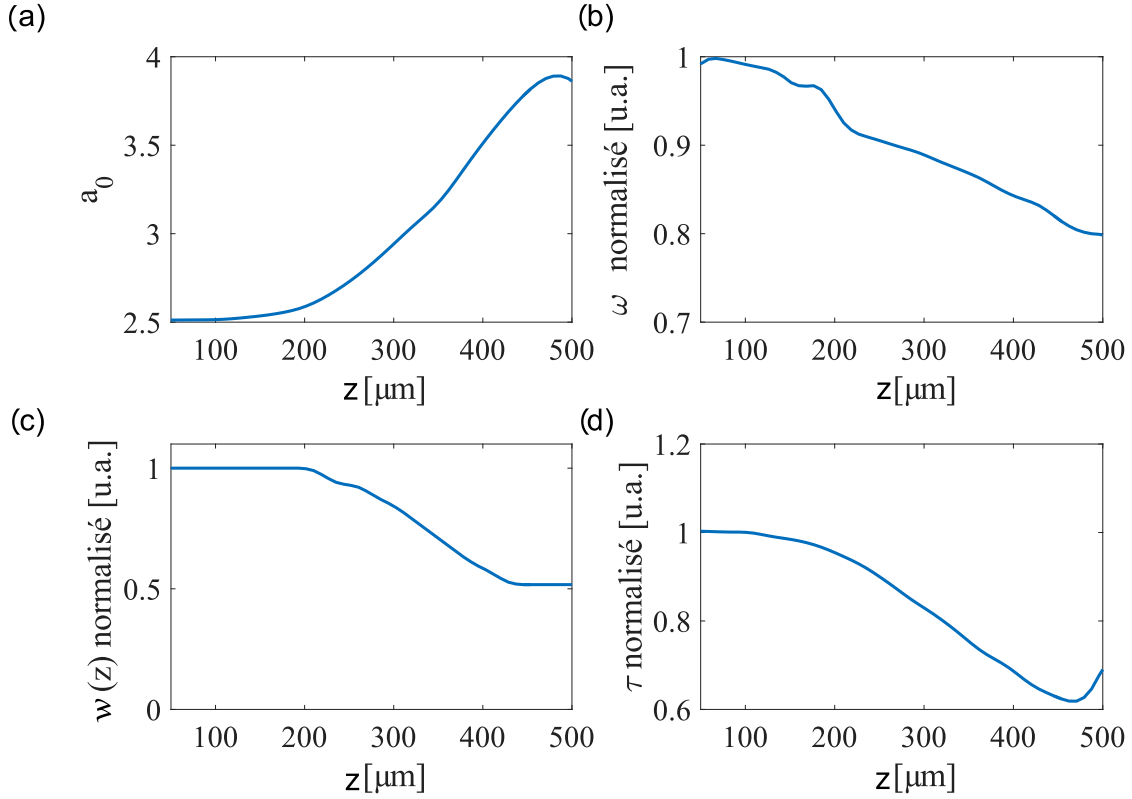


Figure 1.4 – Résultats d’une simulation réalisée avec le code OSIRIS présentant la variation au cours de la propagation de (a) l’intensité normalisée  $a_0$ , (b) la fréquence moyenne normalisée à la fréquence centrale, (c) la taille transverse normalisée à la taille initiale et (d) la durée de l’impulsion laser normalisée à la durée d’impulsion initiale considérant les paramètres laser initiaux :  $\tau_0 = 18\text{fs}$  (FWHM),  $a_0=2.6$  se propageant dans un plasma d’hydrogène avec  $n_e = 9.3 \times 10^{18} \text{ e}^-/\text{cm}^3$  et présentant un gradient de densité linéaire d’environ  $175 \mu\text{m}$  avant d’atteindre le plateau.

Sur cette figure 1.4, certains des effets de la propagation de l’impulsion laser dans le plasma énoncés précédemment sont mis en évidence : le décalage vers le rouge en (b), l’autofocalisation en (c), et l’auto compression en (d), dans le plasma. Il en résulte une intensité normalisée, en (a) qui augmente au cours de la propagation de l’impulsion dans le milieu. Après une certaine distance de propagation, ici supérieure à  $500 \mu\text{m}$ , on observe une diminution de  $a_0$  due à l’augmentation de la durée et la taille transverse reste constante. En réalité, lors de sa propagation dans un milieu suffisamment long, l’intensité de l’impulsion va être modifiée par le plasma.

Dans le régime très non linéaire et lorsque la densité électronique atteint des valeurs très importantes, typiquement supérieures à  $2 - 3 \times 10^{19} \text{ e}^-/\text{cm}^3$  dans nos conditions expérimentales, les gradients de densité conduisent à une déformation de l’enveloppe laser longitudinale mais aussi transverse. Si l’impulsion est plus longue que la résonance, l’enveloppe sera alors modulée pour atteindre la durée de résonance. Les effets sur le profil transverse de l’impulsion laser deviennent alors complexes et alors elle peut se distordre [52] et filamenter.

### 1.3 Accélération d'électrons en régime linéaire

Il existe différentes approches pour décrire les comportements d'un plasma : fluide, cinétique et particulaire dans le cas des codes de simulations PIC. Chercher à décrire la dynamique de chaque particule du système est inutile et impossible puisque cela revient à décrire un nombre de particules de l'ordre de celui du nombre d'Avogadro. Une description statistique est donc suffisante pour présenter les phénomènes collectifs nous intéressant ici. Pour cela il nous faut introduire l'équation de Vlasov, dérivée du théorème de Liouville, qui décrit l'évolution de la fonction de distribution  $f$  des particules soumises à un champ électromagnétique. Si l'on prend le cas d'électrons et que l'on néglige les collisions alors cette évolution de la fonction de distribution des électrons  $f_e$  est décrite par :

$$\frac{\partial f_e}{\partial t} + \left( \vec{v} \cdot \vec{\nabla} \right) f_e - \frac{e}{m_e} \left( \left( \vec{E} + \vec{v} \wedge \vec{B} \right) \cdot \vec{\nabla}_v \right) f_e = 0 \quad (1.21)$$

avec  $f_e$  (où  $f_e(\vec{x}, \vec{v}, t)$ ) la fonction qui donne la probabilité de trouver à l'instant  $t$ , à la position  $\vec{x}$ , un électron de vitesse  $\vec{v}$ . Ici  $\vec{\nabla}_v$  est donné par :

$$\vec{\nabla}_v = \left( \frac{\partial}{\partial v_x}, \frac{\partial}{\partial v_y}, \frac{\partial}{\partial v_z} \right) \quad (1.22)$$

À partir de l'équation de Vlasov, on peut déterminer, en calculant les moments successifs de l'équation, les grandeurs macroscopiques fluides telles que la densité  $n_e(\vec{x}, t)$ , la vitesse  $\vec{V}_e(\vec{x}, t)$  et la pression  $P_e(\vec{x}, t)$  :

$$n_e(\vec{x}, t) = \int f_e(\vec{x}, \vec{v}, t) d\vec{v} \quad (1.23)$$

$$\vec{V}_e(\vec{x}, t) = \frac{\int f_e(\vec{x}, \vec{v}, t) \vec{v} d\vec{v}}{n_e(\vec{x}, t)} \quad (1.24)$$

$$P_e(\vec{x}, t) = \frac{1}{3} m_e \int [\vec{v} - \vec{V}_e(\vec{x}, t)]^2 f_e(\vec{x}, \vec{v}, t) d\vec{v} \quad (1.25)$$

On peut alors rapidement retrouver les équations de conservation de la masse et celle du mouvement dans le cas qui nous intéresse ici, soit dans l'hypothèse d'un plasma froid  $T_e = 0$ . En effet, l'énergie thermique des électrons est supposée négligeable devant celle acquise par l'interaction avec le laser. Ces équations sont alors données par :

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot (n_e \vec{V}_e) = 0 \quad (1.26)$$

et

$$\frac{\partial \vec{V}_e}{\partial t} + (\vec{V}_e \cdot \vec{\nabla}) \vec{V}_e = -\frac{e}{m_e} \left( \vec{E}_L - \vec{\nabla} \Phi + \vec{V}_e \times \vec{B} \right) \quad (1.27)$$

Dans ce cas  $\vec{E}_L = -\frac{\partial \vec{A}}{\partial t}$  est le champ du laser et  $\vec{\nabla} \Phi$  le champ de l'onde plasma. On peut retrouver l'expression de la force pondéromotrice via une linéarisation de (1.27) par rapport à l'onde plasma et en moyennant sur une période laser :

$$\frac{\partial \langle \vec{V}_e \rangle}{\partial t} = \frac{e}{m_e} \vec{\nabla} \Phi - c^2 \frac{\vec{\nabla} \langle a^2 \rangle}{2} \quad (1.28)$$

ce qui correspond à l'expression de la force déterminée en (1.19).

Considérons maintenant l'équation de Poisson (1.29), définie telle que :

$$-\nabla^2\Phi = \frac{\rho_e}{\epsilon_0} \quad (1.29)$$

où

$$\rho_e = -e(n_e - n_0)$$

est la densité de charge,  $n_0$  est la densité de charge des ions fixes et  $n_e = n_0 + \delta n$  la densité d'électrons. Nous allons montrer, dans ce qui suit, comment utiliser la force pondéromotrice pour exciter les ondes plasma. À cette équation peut s'ajouter un terme désignant les électrons du faisceau lui-même. En effet le faisceau d'électrons génère un champ qui peut être pris en compte dans cette équation mais que l'on négligera ici. Cet effet est appelé *beam loading* [53, 54]. Il intervient lorsque le champ généré par les électrons injectés compense partiellement celui associé au sillage laser. Dans la jauge de Coulomb, qui s'écrit  $\vec{\nabla} \cdot \vec{a} = 0$ , l'équation de Poisson peut se mettre sous la forme :

$$\nabla^2\Phi = \frac{e}{\epsilon_0}(n_e - n_0) = \frac{en_0}{\epsilon_0} \left( \frac{\delta n}{n_0} \right) \quad (1.30)$$

En supposant la perturbation de densité faible, soit  $\delta n \ll n_0$ , on peut linéariser et moyenner l'équation (1.26), ce qui donne :

$$\frac{\partial \delta n}{\partial t} + n_0 \vec{\nabla} \cdot \langle \vec{V}_e \rangle = 0 \quad (1.31)$$

En dérivant cette équation (1.31) et en utilisant les équations (1.28) et (1.29), on obtient :

$$0 = \frac{\partial^2}{\partial t^2} \left( \frac{\delta n}{n_0} \right) + \vec{\nabla} \cdot \frac{\partial \langle \vec{V}_e \rangle}{\partial t} \quad (1.32)$$

$$= \frac{\partial^2}{\partial t^2} \left( \frac{\delta n}{n_0} \right) + \frac{e}{m_e} \nabla^2 \Phi - c^2 \frac{\nabla^2 \langle a^2 \rangle}{2} \quad (1.33)$$

$$= \frac{\partial^2}{\partial t^2} \left( \frac{\delta n}{n_0} \right) + \frac{e^2 n_0}{m_e \epsilon_0} \left( \frac{\delta n}{n_0} \right) - c^2 \frac{\nabla^2 \langle a^2 \rangle}{2} \quad (1.34)$$

On obtient donc une équation différentielle du deuxième degré sur  $\delta n/n_0$  :

$$\left( \frac{\partial^2}{\partial t^2} + \omega_p^2 \right) \left( \frac{\delta n}{n_0} \right) = c^2 \frac{\nabla^2 \langle a^2 \rangle}{2} \quad (1.35)$$

Cette équation est celle d'un oscillateur de fréquence propre  $\omega_p$  excité par la force pondéromotrice proportionnelle à :

$$c^2 \nabla^2 \langle a^2 \rangle / 2$$

L'excitation sera d'autant plus efficace si elle se trouve à la résonance de l'oscillateur. Pour exciter une onde plasma par un laser, il est préférable de se placer dans les conditions où les modulations de l'enveloppe du champ laser sont à cette fréquence.

Afin de décrire l'onde générée par le laser, nous nous intéresserons à l'étude du potentiel électrostatique normalisé  $\phi = e\Phi/(m_e c^2)$ . Son évolution peut s'exprimer à partir des équations (1.30) et (1.35) :

$$\nabla^2 \phi = \frac{\omega_p^2}{c^2} \frac{\delta n}{n_0}$$

$$\left( \frac{\partial^2}{\partial t^2} + \omega_p^2 \right) \phi = \omega_p^2 \frac{\langle a^2 \rangle}{2}$$

Pour décrire plus simplement le phénomène, procédons au changement de variable  $(z, t) \rightarrow (\xi = z - v_g t, \tau = t)$  afin de passer du référentiel du laboratoire à celui du champ laser. On écrit alors :

$$\left( \frac{\partial^2}{\partial \tau^2} + v_g^2 \frac{\partial^2}{\partial \xi^2} - 2v_g \frac{\partial^2}{\partial \tau \partial \xi} + \omega_p^2 \right) \phi = \omega_p^2 \frac{\langle a^2 \rangle}{2}$$

Dans l'approximation quasi-statique, c'est-à-dire si l'on considère la durée caractéristique de variation de l'enveloppe laser comme très grande devant celle de transit d'un électron dans le champ laser, on peut montrer [55] que cette équation se met sous la forme :

$$\left( \frac{\partial^2}{\partial \xi^2} + k_p^2 \right) \phi = k_p^2 \frac{\langle a^2 \rangle}{2}$$

Où  $k_p$  est le nombre d'onde de l'onde plasma, défini comme :

$$k_p = \frac{\omega_p}{v_g} \approx \frac{\omega_p}{c}$$

Dans le cas d'une impulsion gaussienne dont l'enveloppe est décrite par :

$$\vec{a} = \vec{a}_0 \exp \left( -\frac{r^2}{w_0^2} - \frac{\xi^2}{L_L^2} \right)$$

avec  $L_L = c\tau_0/\sqrt{2 \ln 2}$  l'extension longitudinale en  $1/e^2$  de l'impulsion laser. On écrit le potentiel normalisé sous la forme suivante :

$$\phi(r, \xi) = -\frac{\omega_p \tau_0 \sqrt{\pi}}{8\sqrt{\ln(2)}} a_0^2 \exp \left( -\frac{\omega_p^2 \tau_0^2}{16 \ln 2} \right) \exp \left( -\frac{2r^2}{w_0^2} \right) \sin(k_p \xi) \quad (1.36)$$

Ce qui permet de calculer les champs électriques radial  $E_r$  et longitudinal  $E_z$  associés à l'onde plasma :

$$E_z(r, \xi) = \frac{m_e c}{e} \frac{\omega_p^2 \tau_0 \sqrt{\pi}}{8\sqrt{\ln(2)}} a_0^2 \exp \left( -\frac{\omega_p^2 \tau_0^2}{16 \ln 2} \right) \exp \left( -\frac{2r^2}{w_0^2} \right) \cos(k_p \xi) \quad (1.37)$$

$$E_r(r, \xi) = -\frac{m_e c^2}{e} \frac{\omega_p \tau_0 \sqrt{\pi}}{2\sqrt{\ln(2)}} \frac{r}{w_0^2} a_0^2 \exp \left( -\frac{\omega_p^2 \tau_0^2}{16 \ln 2} \right) \exp \left( -\frac{2r^2}{w_0^2} \right) \sin(k_p \xi) \quad (1.38)$$

Ces champs sont maximaux lorsque l'excitation est résonante soit :  $\omega_p \tau_0 = \sqrt{8 \ln 2}$ . Ils sont reportés sur la figure 1.5 pour  $w_0 = 17 \mu\text{m}$ ,  $a_0 = 0.1$  et une densité de  $5 \times 10^{18} \text{ e}^-/\text{cm}^3$  en fonction des dimensions longitudinale et transverse. On observe une succession de structures accélératrices et décélératrices pour le champ longitudinal, et des zones focalisantes puis défocalisantes pour le champ radial.

Si l'on note  $E_p = m_e c \omega_p / e$  alors, en utilisant l'équation de Poisson, on obtient sur l'axe ( $r = 0$ ) :

$$\frac{E_z}{E_p} = \frac{\delta n}{n_0 \left( 1 + \frac{8}{k_p^2 w_0^2} \right)}$$

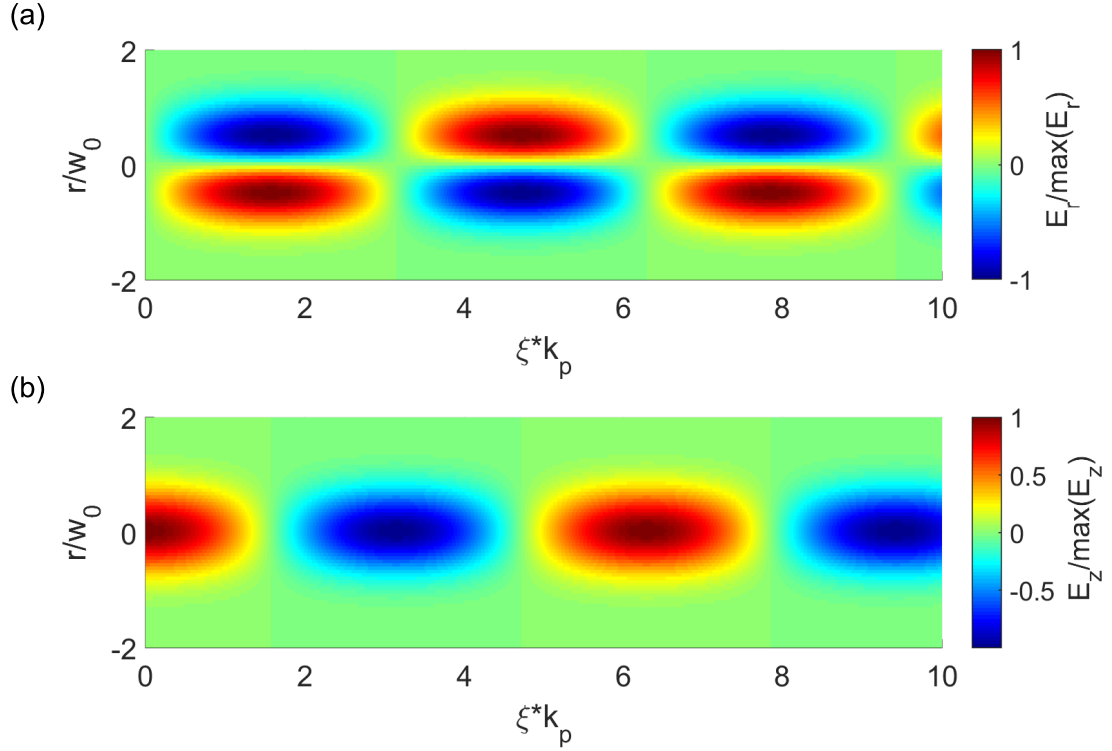


Figure 1.5 – Évolution spatiale des champs (a) radial et (b) longitudinal calculés dans le cas linéaire pour  $\tau_0 = 19$  fs pour  $w_0 = 17 \mu\text{m}$ ,  $a_0 = 0.1$  et  $n_e = 5 \times 10^{18} \text{e}^-/\text{cm}^3$ . Le laser se propage de gauche à droite.

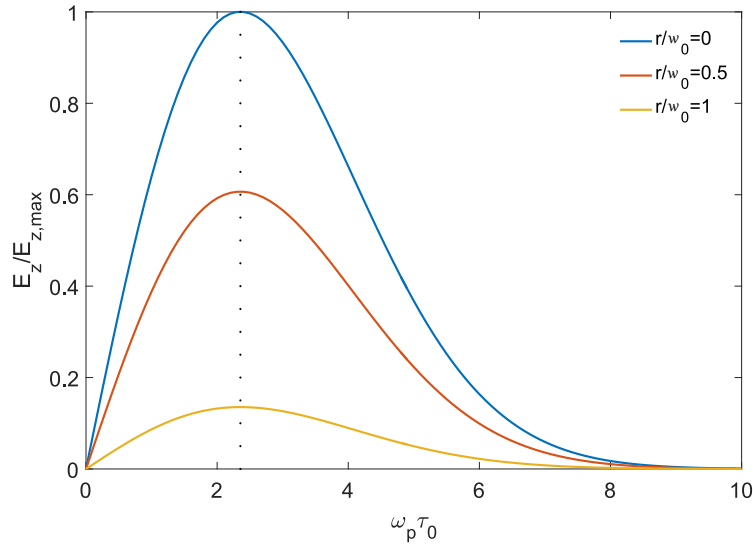


Figure 1.6 – Champ longitudinal normalisé calculé dans le cas linéaire pour  $a_0 = 0.1$  et  $n_e = 5 \times 10^{18} \text{e}^-/\text{cm}^3$  et pour plusieurs valeurs de  $r/w_0$ . La ligne pointillée correspond à la valeur  $\omega_p \tau_0 = \sqrt{8 \ln 2}$ .

Autrement dit,  $E_p$  est le champ maximal dans la limite de validité de la théorie linéaire. Au delà de cette valeur, une partie des électrons va se libérer du mouvement collectif, ce qui peut conduire à la destruction de l'onde de sillage. Ce champ de déferlement

peut s'exprimer comme [56] :

$$E_p[\text{GV}/m] = 96\sqrt{n_e[10^{18}e^-/\text{cm}^3]}$$

Pour exemple, une densité électronique de  $5 \times 10^{18} e^-/\text{cm}^3$  correspond à un champ d'environ 214 GV/m. Dans le cas où la durée n'est pas en résonance avec la longueur d'onde plasma, le champ longitudinal obtenu est représenté sur la figure 1.6 pour plusieurs rapports  $r/w_0$ . C'est-à-dire pour différentes positions radiales par rapport à l'axe de propagation ou au centre de l'impulsion laser. Cette figure présente le champ longitudinal normalisé lorsque le paramètre  $\tau_0\omega_p$  varie, pour trois positions par rapport au centre de l'impulsion. Sur cette figure le champ  $E_{z,max}$  est défini comme le champ longitudinal, sur l'axe (en  $r = 0$ ) pour  $\omega_p\tau_0 = \sqrt{8\ln 2}$ . La résonance en  $\sqrt{8\ln 2}$  est mise en évidence ici. Exciter l'onde plasma à la résonance permet donc d'obtenir un champ longitudinal plus important.

## 1.4 Accélération en régime non linéaire

### 1.4.1 Modèle unidimensionnel

Dans le cas unidimensionnel, la théorie non linéaire relativiste pour  $a_0 > 1$  et  $\delta n/n_0 \approx 1$ , de l'excitation d'onde plasma est soluble analytiquement [56, 57, 58] dans l'approximation quasi statique et pour certaines formes d'impulsions bien définies. Si la forme de l'impulsion est plus complexe, une intégration numérique est possible pour certains profils d'impulsion laser. Cette étude unidimensionnelle peut permettre de mieux appréhender la théorie 3D non linéaire. Les différences entre les régimes linéaire et non linéaire sont reportés en figure 1.7 dans le cas d'un laser dont la polarisation est circulaire. Je présente l'impulsion laser et l'évolution spatiale du potentiel de l'onde plasma générée dans son sillage, du champ électrique longitudinal et de la perturbation de densité plasma associée en fonction de la position longitudinale dans le cas linéaire pour  $a_0 = 0.1$  en (a) et non linéaire pour  $a_0 = 2$  en (b).

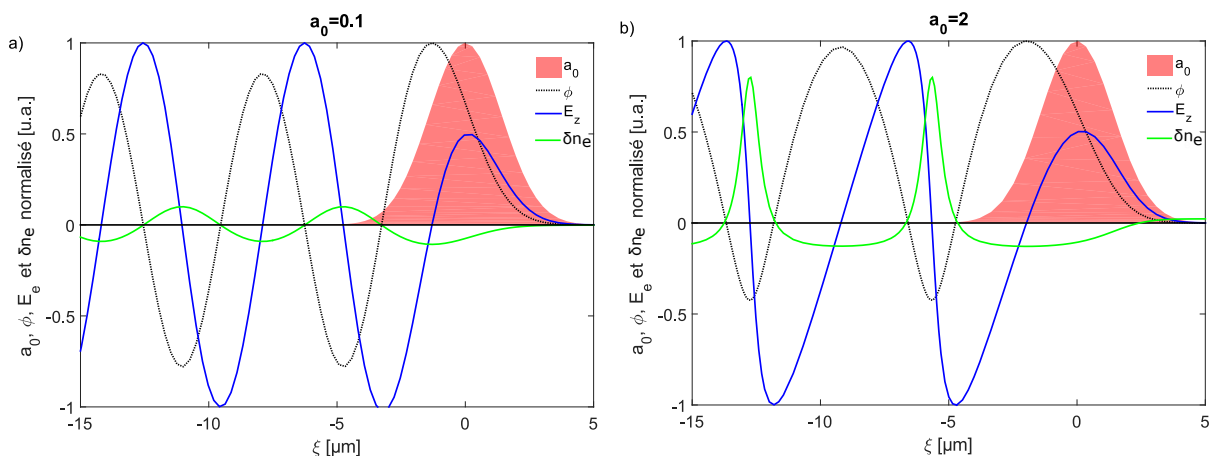


Figure 1.7 – Réponse du plasma à une impulsion laser dans (a) le régime linéaire :  $a_0 = 0.1$  et (b) non linéaire :  $a_0 = 2$ . Sont présentés l'impulsion en rouge, se déplaçant de gauche à droite, le potentiel en pointillés noirs, le champ électrique généré par l'onde en bleu et la perturbation de densité électronique en vert, associés au passage de l'impulsion dans le plasma. Ici  $\tau_0 = 16$  fs et  $n_e = 6.8 \times 10^{18} e^-/\text{cm}^3$ .

En régime linéaire, on retrouve bien une forme sinusoïdale pour le potentiel ainsi que le champ comme exprimé par les équations (1.36) et (1.37).

Par contre il apparaît clairement que lorsque l'intensité augmente, le gradient des oscillations du potentiel ainsi que du champ électrique de l'onde plasma devient plus raide et les oscillations s'éloignent d'une sinusoïde. La forme du champ électrique et de la perturbation de densité électronique est en dents de scie.

Ce modèle, bien qu'analytique, ne permet pas de rendre compte des comportements physiques tridimensionnelles réellement mis en jeu pendant ce type d'interaction. Or le cas linéaire, solvable analytiquement en 3 dimensions, n'est valable que lorsque  $a_0 < 1$ . Il ne permet donc pas de rendre compte des effets non linéaires à haute intensité ou lorsque la densité est élevée. Aucun de ces modèles ne permet donc la résolution du problème dans le régime non linéaire en trois dimensions. Des outils numériques avancés de simulations particulières [50, 59, 60] ou cinétiques [61] ont donc été développés pour modéliser ce type d'interaction laser plasma afin d'obtenir les grandeurs caractéristiques, telles que les champs et la densité électronique au cours de la propagation de l'impulsion dans le plasma.

Finalement, l'excitation de l'onde plasma sera d'autant plus efficace qu'elle aura lieu à la résonance. Pour exciter de manière résonante une onde plasma, plusieurs méthodes sont envisageables :

- Le battement de deux lasers de fréquences  $\omega_1$  et  $\omega_2$  telles que  $\omega_1 - \omega_2 = \omega_p$ . C'est la méthode d'excitation par battement d'ondes ou *Plasma Beat Wave Acceleration (PBWA)* [62, 63]
- L'auto modulation du laser dans le plasma peut aussi être utilisée. Le laser, si sa durée est bien supérieure à  $\omega_p^{-1}$ , n'est pas résonant avec l'onde plasma, mais va exciter une onde plasma de faible amplitude qui va interagir avec l'impulsion et la moduler ; ce qui va ensuite permettre la croissance de l'onde plasma. C'est la méthode d'excitation par auto-modulation ou *Self Modulated Laser WakeField Acceleration (SMLWFA)* [16, 64, 65].
- Avec l'apparition des lasers ultra courts [15] pour lesquels les durées actuelles sont de l'ordre de 25 fs, une nouvelle méthode est alors devenue accessible. Il a en effet été possible d'utiliser directement ces impulsions laser ultra courtes pour lesquelles  $\tau \approx \omega_p^{-1}$ . On peut alors exciter de façon résonante une onde plasma et accélérer des électrons dans le sillage du laser. Cette méthode est appelée *Laser WakeField Acceleration (LWFA)*. C'est celle qui sera considérée par la suite comme dans les références qui suivent [55, 66, 67, 68] qui ne forment pas une revue exhaustive de la littérature.
- Dans le cas très non linéaire, le régime de la bulle est accessible et sera détaillé dans la partie suivante.

### 1.4.2 Modèle de la bulle

Pour des intensités suffisamment élevées et lorsque les paramètres plasmas sont résonants avec ceux du laser, c'est-à-dire  $k_p w_0 = \sqrt{2} a_0$  et  $\omega_p \tau_0 = \sqrt{8 \ln 2}$  [23], tous les électrons sont éjectés du sillage du laser via la force pondéromotrice. Il en résulte une zone vide d'électrons, présentant des champs accélérateurs extrêmement intenses. Ce régime, dit de la bulle [20] ou régime de cavitation, est favorable à l'accélération d'électrons puisque dans cette cavité est présent un champ longitudinal extrêmement intense. De plus dans ce cadre, une partie importante de l'impulsion laser n'interagit pas avec le milieu mais avec une bulle vide d'électrons. Autrement dit, cette partie du laser ne subit pas les effets non linéaires qui peuvent réellement changer les caractéristiques de l'impulsion énoncées précédemment. Ce régime a l'avantage de présenter des champs focalisant linéaires et accélérateurs indépendants de la position radiale. Des modèles phénoménologiques ont été



établis et permettent le calcul des grandeurs caractéristiques de l'interaction : champs, longueur d'onde plasma... dans ce régime [69, 70].

Pour un laser se propageant suivant l'axe  $z$ , on trouve une cavité dans son sillage de rayon  $r_b$ , non constant dans le cas général, dont la valeur maximale est  $R_b$  et dont l'épaisseur est  $\Delta$ . Sur la figure 1.8 (a), on voit une cavité en forme de bulle où sont représentées les différentes grandeurs décrites précédemment. Les électrons sont expulsés du sillage laser via la force pondéromotrice puis ramenés par la force de rappel associée à la cavité ionique. Une taille du rayon de la bulle peut alors être estimée lorsque ces deux forces se compensent. Les simulations PIC donnent alors [23] :

$$k_p r_b \approx k_p w_0 \approx 2\sqrt{a_0}$$

Si l'on suppose une cavité sphérique, les champs longitudinal et radial s'écrivent

$$E_z(\xi) = \frac{k_p \xi}{2} E_p \quad (1.39)$$

$$E_r(r) = \frac{k_p r}{4} E_p \quad (1.40)$$

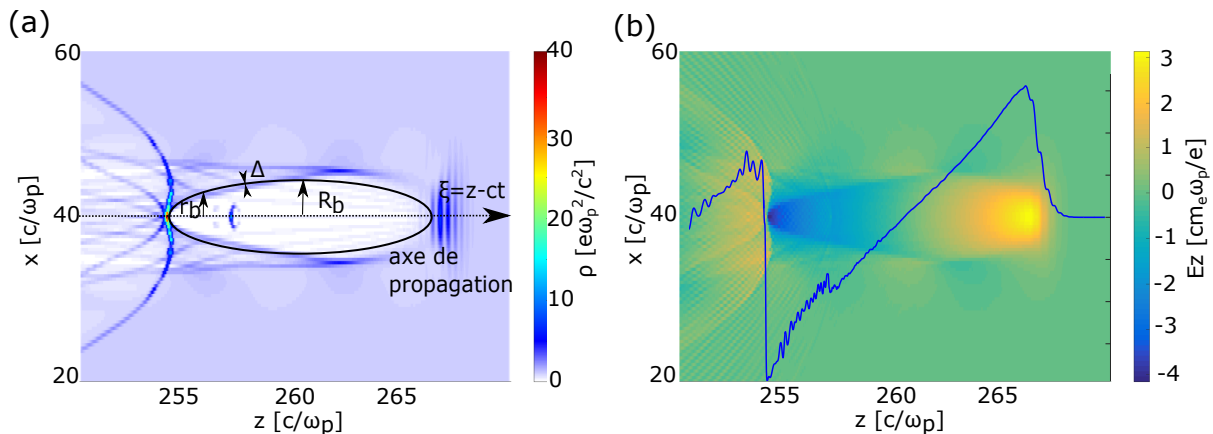


Figure 1.8 – (a) Carte de densité électronique et (b) le champ longitudinal associés au passage de l'impulsion laser dans le plasma. Ce sont les résultats d'une simulation PIC 2D avec les paramètres suivants :  $\tau_0 = 18$  fs,  $a_0 = 2.6$  se propageant dans un plasma d'hydrogène pour  $n_e = 10^{19} \text{ e}^-/\text{cm}^3$  et présentant un gradient de densité linéaire d'environ  $175 \mu\text{m}$ . Sur la figure (a),  $r_b$  est le rayon de la bulle et  $R_b$  est sa valeur maximale. Son épaisseur est  $\Delta$ . La courbe bleue sur (b) correspond à la valeur du champ  $E_z$  sur l'axe de propagation laser.

Ce modèle est illustré en figure 1.8, qui présente les résultats d'une simulations 2D PIC réalisée avec le code OSIRIS avec les paramètres suivants : une impulsion laser de 18 fs, avec une intensité normalisée de  $a_0 = 2.6$  se propageant dans un plasma d'hydrogène dont la densité est  $n_e = 9.3 \times 10^{18} \text{ e}^-/\text{cm}^3$  et présentant un gradient de densité linéaire d'environ  $175 \mu\text{m}$ .

Cette figure montre tout d'abord en (a) la carte de densité et en (b) le champ longitudinal dans le sillage de l'impulsion laser dans la boîte de simulation. Elle illustre la région vide d'électrons qui se trouve derrière l'impulsion laser ainsi que la sur-intensité se trouvant à l'arrière de cette cavité, rappelant les pics de densité observés en figure 1.7 (b). De plus, cette simulation confirme la prédiction du modèle phénoménologique donnant un champ longitudinal linéaire illustré par l'équation (1.39). En effet la courbe bleue sur la figure 1.8 (b) correspond à la valeur du champ  $E_z$  sur l'axe de propagation laser et

semble proche d'une relation linéaire. De la même façon, ce champ se rapproche de celui déterminé dans le modèle unidimensionnel non linéaire reporté sur la figure 1.7 (b).

Ce régime a bouleversé la communauté de l'ALP car il a permis l'obtention des premiers spectres d'électrons quasi-monocinétiques [17, 18, 19] ouvrant notamment le champ des applications.

## 1.5 Problématique de l'injection des électrons dans l'onde plasma

### 1.5.1 Conditions de piégeage

Une accélération significative d'électrons requiert que ceux-ci interagissent suffisamment longtemps avec l'onde de plasma accélératrice. On parle alors de conditions de piégeage ou d'injection des électrons dans l'onde plasma. Les mécanismes d'injection sont nombreux et peuvent être regroupés en deux catégories :

- **L'injection externe** consiste à injecter dans l'onde plasma un faisceau d'électrons extérieurs : c'est la première méthode qui a permis de démontrer expérimentalement l'accélération laser plasma en 1993 [14]. La durée des faisceaux de particules produits par accélérateurs conventionnels est principalement limitée par des effets de charge d'espace. La taille longitudinale du faisceau est alors plus grande que la structure accélératrice créée dans le plasma, ce qui dégrade les propriétés du faisceau de particules. Ce type de mécanisme est toujours étudié [71].
- Au contraire **l'injection interne** est un mécanisme dans lequel les électrons du plasma sont injectés dans l'onde créée par l'impulsion. C'est ce mécanisme que nous allons étudier en détails dans ce manuscrit.

Pour décrire l'injection d'électrons dans une onde plasma [72], l'utilisation du formalisme de la mécanique Hamiltonienne s'avère très pratique. Si l'on considère la position d'un électron dans le référentiel de l'impulsion laser,  $\xi$ , et sa vitesse,  $\vec{u}_e$ , telle que :

$$\vec{u}_e = \vec{p}_e / (m_e c)$$

Dans ce cas, l'hamiltonien  $H$  d'un électron dans une onde plasma s'écrit [73] :

$$H(\xi, u) = \gamma_e - \beta_p u - \phi \quad (1.41)$$

où  $u = \vec{u}_e \cdot \vec{u}_z$  soit  $u - 1$  le moment longitudinal normalisé,  $\gamma_e$  le facteur de Lorentz de l'électron considéré dans le référentiel du laboratoire,  $\beta_p = v_{ph}/c$  est la vitesse de phase normalisée de l'onde plasma et  $\phi$  le potentiel électrostatique normalisé de l'onde plasma. Dans le cas où la structure accélératrice est considérée constante dans le temps dans le référentiel en mouvement à la vitesse  $v_{ph}$ , cette expression ne dépend pas explicitement du temps, c'est-à-dire que l'hamiltonien est constant sur la durée de l'accélération. On peut décomposer  $\gamma_e$  suivant la direction longitudinale et le plan transverse soit  $\gamma_e = \sqrt{\gamma_{e,\perp}^2 + u^2}$  avec  $\gamma_{e,\perp} = \sqrt{1 + a^2}$  le facteur de Lorentz de l'électron transverse à la direction de propagation. Le terme  $\gamma_{e,\perp}$  met en évidence que l'électron voit à la fois l'onde plasma et laser, or on néglige ici la structure radiale de l'onde pour se ramener à un problème unidimensionnel. On peut alors écrire (1.41) sous la forme d'un polynôme d'ordre 2 en  $u$  dont la solution est donnée par :

$$u(\xi) = \beta_p \gamma_p^2 (H + \phi) \pm \gamma_p \sqrt{\gamma_p^2 (H + \phi)^2 - \gamma_{e,\perp}^2} \quad (1.42)$$

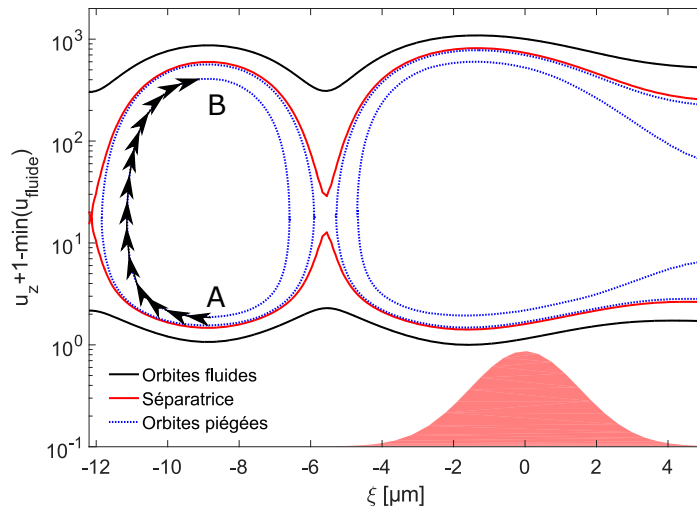


Figure 1.9 – Orbite des électrons dans l'espace de phase d'un électron dans l'onde plasma dont le potentiel est décrit en figure 1.7 (b) pour une impulsion de  $\tau_0 = 16$  fs et  $n_e = 6.8 \times 10^{18}$  e<sup>-</sup>/cm<sup>3</sup>. Les trajectoires sont normalisées à la trajectoire d'un électron initialement au repos, soit  $H=1$ , représentée par les courbes noires. Les orbites des électrons se trouvant piégés dans l'onde plasma sont fermées en pointillés bleu. Finalement l'orbite qui sépare ces 2 types de trajectoire est en rouge : c'est la séparatrice. Les points A et B représentent des positions particulières de la trajectoire d'un électron.

Dans cette équation,  $H$  est alors donné par :

$$H = \sqrt{1 + u_0^2} - \beta_p u_0$$

pour un électron ayant une vitesse initiale non nulle notée  $u_0$  et avant le passage de l'impulsion. Dans ce cas, le champ est nul donc  $\gamma_{e,\perp} = 1$  et  $\phi = 0$ .

La figure 1.9 représente les trajectoires des électrons dans le potentiel de l'onde plasma décrit sur la figure 1.7 (b) pour plusieurs hamiltoniens en fonction de la position longitudinale. Elles sont normalisées à la trajectoire d'un électron dont la vitesse initiale est nulle (courbes noires), c'est-à-dire dont l'hamiltonien vaut 1. La vitesse de cet électron est alors donnée par l'équation (1.41) où l'on remplace  $H$  par 1. Ces électrons sont trop lents pour être injectés dans l'onde plasma. Ils sont poussés par la force pondéromotrice du laser et participent à l'onde plasma.

La séparatrice, qui définit la limite entre les orbites piégées dans l'onde plasma et les orbites fluides, est indiquée en rouge sur la figure 1.9. Son hamiltonien est :

$$H_s = \gamma_{e,\perp} / \gamma_p - \phi_{min}$$

Dans cette équation,  $\phi_{min}$  est la valeur minimale du potentiel associé à cette onde plasma. Les électrons sont piégés uniquement pour  $H - H_s \leq 0$  ce qui correspond en terme de vitesse à une valeur minimale  $u_{min}$  nécessaire à l'électron pour être piégé [74], telle que :

$$u_{min} = \gamma_p \beta_p (\gamma_{e,\perp} - \gamma_p \phi_{min}) - \gamma_p \sqrt{(\gamma_{e,\perp} - \gamma_p \phi_{min})^2 - 1} \quad (1.43)$$

Finalement, les électrons qui satisfont cette condition auront une trajectoire effectivement piégée dans l'onde plasma. Ils vont alors interagir suffisamment longtemps avec celle-ci pour échanger de l'énergie.

On suit la trajectoire d'un électron injecté dans l'onde au point A sur la figure 1.9, soit un électron ayant une quantité de mouvement non nulle. L'électron étant plus lent que

l'onde, il va se déplacer vers une zone  $\xi$  inférieure et transiter d'une zone où le champ  $E_z$  est nul (voir la figure 1.7) à une zone où le champ est négatif, autrement dit accélérateur. L'électron finit par se déplacer plus vite que l'onde plasma au point B sur la figure 1.9. Il entre alors dans une région où le champ associé au sillage est décélérateur et perd son énergie (voir la figure 1.7). Ici on dira qu'il est déphasé par rapport à l'onde de plasma. Cette description, provient d'une analyse 1D dans le régime non linéaire. Elle ne prend donc pas en compte les effets transverses sur le laser ainsi que son évolution au cours de sa propagation dans le plasma. Cependant elle permet d'approcher la physique mise en jeu au cours de l'interaction.

## 1.5.2 Méthodes d'injection interne

Comme précisé lors du paragraphe précédent, seules les méthodes d'injections internes feront l'objet d'une description détaillée puisqu'elles concernent plus directement mon travail de thèse. Il est intéressant de noter que l'injection, c'est-à-dire le moment où les particules sont piégées dans la structure accélératrice, est primordial car il contrôle les propriétés de charge, de durée ainsi que de dispersion du faisceau d'électrons. C'est le cas pour les accélérateurs laser plasma, mais aussi pour les accélérateurs conventionnels. La liste fournie ici n'est pas exhaustive, mais permet d'avoir un aperçu des méthodes disponibles à l'heure actuelle.

### 1.5.2.1 Auto-injection

L'injection qui peut paraître la plus simple est l'**auto injection**. Elle a lieu lorsque, dans une onde plasma très non linéaire, des électrons sans vitesse initiale gagnent une vitesse supérieure à la vitesse de phase de l'onde : c'est le phénomène de déferlement [75]. Dans ce cas, la séparatrice et l'orbite fluide, illustrées en figure 1.9, se croisent localement et c'est alors la limite de l'hypothèse fluide. Théoriquement, pour un plasma froid, il a été montré [73] que les valeurs extrémales du potentiel de l'onde sont données par :

$$\phi_m = \frac{1}{2} \left( \frac{E_{z,max}}{E_0} \right)^2 \pm \beta_p \sqrt{\left( 1 + \frac{1}{2} \left( \frac{E_{z,max}}{E_0} \right)^2 \right)^2 - 1} \quad (1.44)$$

Cette équation montre que la valeur de la vitesse minimale  $u_{min}$  (voir (1.43)) d'un électron pour qu'il soit piégé dans l'onde plasma décroît avec l'amplitude du champ électrique longitudinal  $E_{z,max}/E_0$  jusqu'à s'annuler, en considérant  $\gamma_{e,\perp} = 1$  ce qui est correct dans le sillage, pour :

$$E_{def}/E_0 = \sqrt{2(\gamma_p - 1)}$$

$E_{def}$  représente le champ de déferlement.

Dans un premier temps, ce type d'injection a été obtenu par interaction d'une impulsion longue de quelques centaines de fs avec un milieu relativement dense  $n_e = 1.5 \times 10^{19} \text{ e}^-/\text{cm}^3$  [16]. L'enveloppe de ce type d'impulsion est modulée par l'onde plasma à  $\lambda_p$ . Le seuil d'injection est alors abaissé, par rapport au champ de déferlement, grâce au chauffage des électrons par l'instabilité Raman [64, 76]. Les progrès réalisés sur les chaînes lasers ont permis de diminuer la durée des impulsions jusque quelques dizaines de fs, et d'augmenter l'énergie par impulsion. L'augmentation de la longueur de Rayleigh associée à l'intensité de plus en plus élevée de ces faisceaux a permis de les autofocaliser dans le gaz, guidés sur une plus grande distance permettant un gain d'énergie plus important aux électrons accélérés [77]. Enfin, en diminuant la densité électronique, il a été possible de générer des faisceaux de bonne qualité et monoénergétiques [17, 18, 19].

Plusieurs études ont permis de déterminer un seuil à partir duquel l'auto injection est obtenue en fonction des paramètres expérimentaux dans le régime de cavitation : [78, 79, 80]. On notera que ces différents modèles ne fournissent pas exactement les mêmes résultats, ceci principalement parce qu'ils ne considèrent pas tout à fait les mêmes hypothèses. La difficulté réside dans la prise en compte des phénomènes non linéaires tels que l'autofocalisation ou l'autocompression, ou encore l'évolution de l'onde plasma qui n'est considérée dans aucune des études référencées ci dessus.

Dans le cas de Mangles et al. [80], on considère le rapport de puissance laser sur puissance critique notée  $P/P_c$  et la proportion d'énergie laser contenue dans un cercle de diamètre égal à la largeur à mi-hauteur de la tache focale  $\alpha_L$ , compte tenu du fait que l'énergie au delà de cette limite ne contribue pas à la création de l'onde plasma. Cette étude porte sur des gammes de puissances allant de 4 à 18 TW et de densités comprises entre 3 et  $9 \times 10^{18} \text{ e}^-/\text{cm}^3$ .

Pour Froula et al. [79], seul le rapport  $P/P_c$  est pris en compte. Ici la puissance laser varie de 5 à 100 TW et la densité de 3 à  $9 \times 10^{18} \text{ e}^-/\text{cm}^3$ . Ces seuils sont définis par la relation suivante représentée en figure 1.10 :

$$P_L \geq C_m \frac{\pi \epsilon_0 m_e^2 c^5 n_c}{e^2 n_e} \quad (1.45)$$

où  $C_m$  est une constante qui dépend du modèle considéré. La figure 1.10 représente le seuil de densité électronique pour atteindre l'auto injection en fonction de la puissance laser.

Cette méthode d'injection très simple à mettre en œuvre repose sur une physique très non linéaire qui rend les propriétés des faisceaux d'électrons accélérés obtenues fluctuantes tir à tir. C'est ce qui a motivé la communauté pour étudier d'autres mécanismes d'injection.

Un autre mécanisme d'auto injection appelé **auto injection longitudinale** a aussi été testé expérimentalement ; dans ce cas seuls les électrons situés très proche de l'axe laser sont injectés contrairement au processus précédemment décrit. Pour cette méthode, une variation brutale de la densité sur le front montant du profil de gaz permet d'enclencher rapidement une forte auto focalisation. Les électrons alors présents proches de l'axe laser à l'arrière de la bulle sont injectés. Ceci permet d'obtenir des faisceaux peu divergents (inférieure à 2 mrad) puisqu'ils subissent peu d'oscillations transverses une fois dans la bulle, mais en contrepartie, peu chargés (de l'ordre de quelques pC) [81].

### 1.5.2.2 Injection assistée par ionisation

L'injection induite par ionisation [82] est basée sur le fait que l'impulsion ionise les électrons issus des couches successives de l'atome à des instants différents. Un pourcentage léger de gaz plus lourd (du diazote dans notre cas mais cela peut être de l'argon par exemple) est mélangé au gaz léger habituellement utilisé (hydrogène dans notre cas ou helium). Dans ce mécanisme d'injection, il est primordial qu'il existe une différence importante d'intensité d'ionisation entre les couches externes d'électrons de l'atome considéré et ses couches internes.

Les électrons du gaz léger ainsi que ceux des couches externes du gaz plus lourd sont ionisés par le front montant de l'impulsion et forment le plasma. Les électrons des couches internes du gaz lourd sont eux, ionisés au pic de l'intensité laser du fait de leur potentiel d'ionisation bien plus élevé, au sein même de la bulle dans une région accélératrice ou

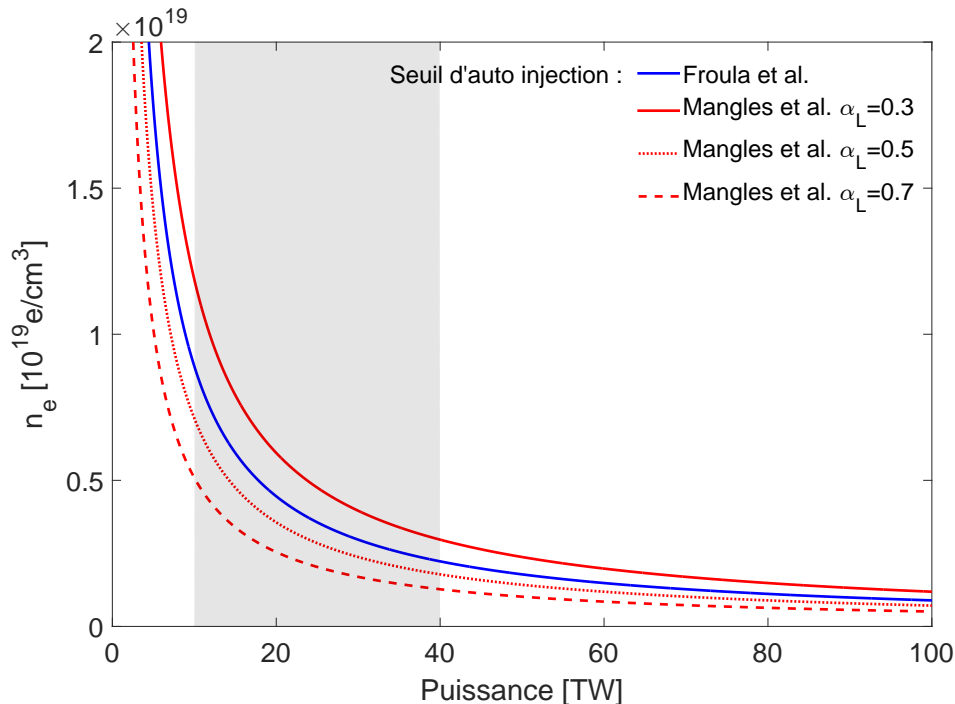


Figure 1.10 – Représentation de la densité seuil à partir de laquelle il y aura auto injection dans le régime de la bulle en fonction de la puissance laser définie à partir de l'inégalité 1.45. La courbe bleue est tirée de [79] tandis que les courbes rouges sont extraites de [80] pour différentes valeurs du paramètre  $\alpha_L$ , défini comme la proportion d'énergie laser contenue dans un cercle de diamètre égal à la largeur à mi-hauteur de la tache focale. La zone grisée correspond à la zone explorée lors de ma thèse.

décélétratrice [83, 84, 85]. La figure 1.11 présente l'intensité seuil pour supprimer la barrière de potentiel des différents états de charge de l'azote.

Si l'on compare directement cette méthode à celle de l'auto injection, à conditions expérimentales équivalentes, le seuil d'intensité normalisée est plus faible dans le cas de l'injection par ionisation. En effet,  $a_0 \approx 1.7$  [84] dans le cas de l'injection assistée par ionisation et est plus faible que dans le cas de l'auto injection où  $a_0 = 3.8$  [86]. Si l'on parvient à se mettre juste au dessus du seuil d'injection, alors on peut obtenir une injection localisée des électrons [82]. Dans le cas contraire, un spectre très dispersé en énergie est obtenu car les électrons sont injectés plus tôt que dans le cas de l'auto injection et sont accélérés pendant un temps plus long. Ce seuil étant plus faible que dans le cas de l'auto injection, la charge injectée sera plus importante puisque les électrons sont continuellement injectés au cours de la propagation laser.

C'est une technique très simple à mettre en œuvre expérimentalement, permettant d'augmenter la charge du paquet [83] avec une intensité moins élevée moyennant une dispersion en énergie large du faisceau obtenu. Les faisceaux d'électrons obtenus par cette méthode sont peu divergents mais dispersés, cependant la charge accélérée est importante [83]. C'est ce dernier aspect qui nous a fait choisir ce mécanisme.

### 1.5.2.3 Injection par modulation du profil longitudinal de densité

Il a été montré par des simulations numériques qu'un gradient de densité peut permettre l'injection d'électrons dans l'onde plasma [87]. Dans le cas où le plasma est suffi-

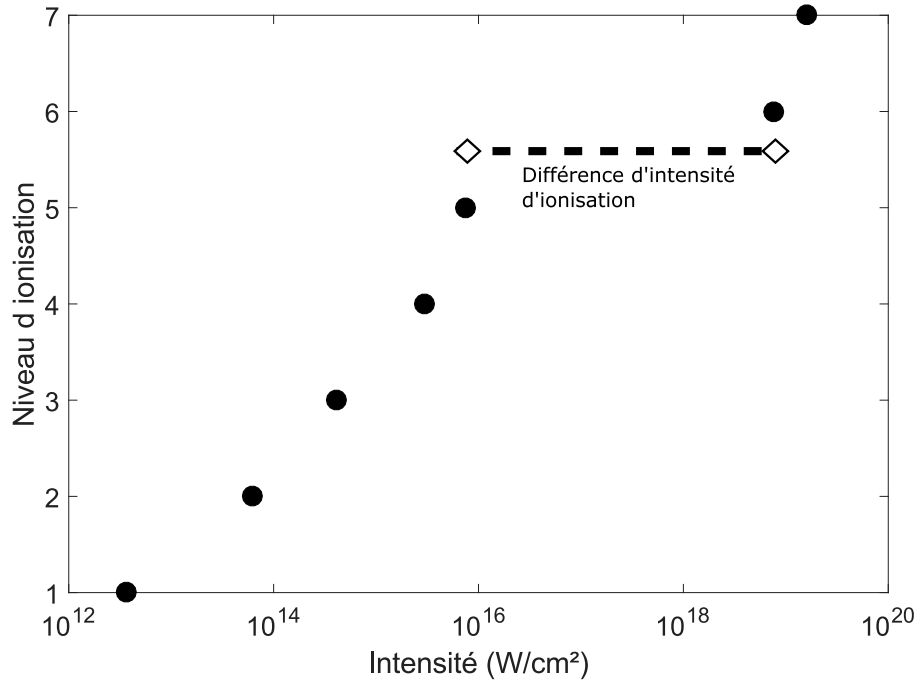


Figure 1.11 – Valeur de l'intensité seuil pour l'ionisation par suppression de barrière dans le cas de l'azote d'après l'équation (1.11) pour les différents états d'ionisation.

samment peu dense pour considérer  $v_g = c$  et pour de faibles variations de  $n_e$ , la vitesse de phase de l'onde de sillage est donnée par [88] :

$$v_{ph} \approx c \left( 1 - \frac{\xi}{2n_e} \frac{\partial n_e}{\partial \xi} \right) \quad (1.46)$$

L'onde plasma évolue dans un gradient de densité négatif, soit  $\partial n_e / \partial \xi < 0$  puisque  $\xi < 0$  derrière l'impulsion, la vitesse de phase de l'onde diminue. Elle peut même atteindre la vitesse fluide localement. Des électrons peuvent alors être injectés dans l'onde de plasma. Dans le même temps, l'onde se dilate, la vitesse de la partie arrière étant inférieure à celle de la partie avant. Ceci entraîne le piégeage de certains électrons se trouvant à l'arrière de l'onde de plasma.

Ce type de profil est naturellement présent sur les cibles utilisées pour l'accélération laser plasma : [89, 90]. Mais les conditions de piégeage des électrons dans ces gradients longs ne sont pas toujours remplies.

On peut aussi générer une variation plus rapide du profil de densité, par l'utilisation d'un second faisceau laser [91] pour mettre en forme le gradient de densité électronique.

Placer un obstacle à la sortie d'un jet de gaz permet aussi de générer une modulation du profil de densité [92, 93] grâce à la génération d'une onde de choc. Ce qui conduira à une variation brusque de la densité électronique. Le fait que la transition soit brusque permet l'injection des électrons dans l'onde au même instant c'est-à-dire dans une zone spatiale très réduite liée à la position du choc. Dans ce cas, le mécanisme d'injection des électrons est d'avantage lié à l'augmentation de la taille caractéristique de l'onde qu'à la variation de sa vitesse de phase. Les faisceaux d'électrons obtenus par cette méthode sont peu divergents et peu dispersés mais la charge accélérée est modeste [92]. La difficulté de ce schéma réside dans la création du profil raide de densité.

### 1.5.2.4 Injection optique : par collision de faisceaux contre propagatifs

Cette méthode [94, 95] d'injection optique repose sur la collision de deux faisceaux laser contre propagatifs : l'un génère l'onde de sillage ( $a_0 > 1$ ), le second sert à injecter les électrons dans l'onde plasma ( $a_{01} < 1$ ). L'interférence entre ces deux faisceaux dans le plasma va créer une onde de battement dont la vitesse de phase est nulle et dont la longueur spatiale caractéristique est faible, environ  $\lambda_0/2$ , résultant en une force pondéromotrice associée élevée telle que  $F \approx 2a_0a_{01}/\lambda_0$ . L'onde de battement peut donc pré-accélérer des électrons du plasma et sous certaines conditions, ce gain en énergie peut être suffisant pour injecter ces électrons dans l'onde plasma. Cette méthode a été testée plusieurs fois expérimentalement avec succès [54, 96]. Elle permet de localiser l'injection en variant la position de recouvrement des faisceaux dans le plasma. Les faisceaux d'électrons obtenus par cette méthode sont peu divergents, reproductibles et peu dispersés mais la charge accélérée reste modeste [54]. Les contraintes de cette méthode sont, d'une part, de pouvoir disposer de deux faisceaux laser, et, d'autre part, de les superposer spatio-temporellement sur des durées de l'ordre de quelques fs.

Ces deux dernières techniques d'injection dans un gradient de densité et d'injection optique donnent des résultats remarquables quant à l'amélioration des propriétés du faisceau accéléré mais sont relativement complexes à implémenter. De plus, pour des raisons qui seront explicitées dans la suite du manuscrit, c'est la charge délivrée par l'injecteur que nous cherchons à maximiser ici. C'est pourquoi, dans la suite de ce manuscrit, seuls les mécanismes d'auto injection mais surtout d'injection assistée par ionisation seront mis en œuvre.

## 1.6 Limitations et lois d'échelles

Bien que l'accélération laser plasma semble très prometteuse, elle présente plusieurs limites, entre autre l'énergie qu'il est possible de fournir aux électrons. Le champ accélérateur est, comme cela a été mentionné, limité par le déferlement des électrons dans le cas linéaire puis par l'effet de *beam loading* lorsqu'une charge importante est injectée dans l'onde. Or le gain d'énergie des électrons peut s'exprimer, en première approximation, comme proportionnel au champ accélérateur,  $E_{acc}$ , et à la longueur d'accélération,  $L_{acc}$ , soit :

$$\Delta E \propto E_{acc} L_{acc}$$

Les limites sur la longueur d'accélération dépendent des différents paramètres laser et plasma et vont tout d'abord être explicitées. Il va ensuite falloir déterminer quel paramètre est le plus limitant pour dimensionner les expériences.

### 1.6.1 Diffraction du laser

La génération d'une onde de sillage nécessite une intensité laser de l'ordre de  $10^{18}$  W/cm<sup>2</sup>, ce qui signifie une impulsion laser focalisée. Or, comme la figure 1.1 le montre pour un faisceau gaussien, lorsque l'impulsion n'est pas guidée, elle converge jusqu'au plan focal puis diverge pour  $z > z_R$ . Cette divergence naturelle du faisceau ne permet pas de maintenir une intensité élevée sur une longueur importante. Ceci implique une limite sur la distance sur laquelle cette onde peut être maintenue, appelée longueur de diffraction et donnée par :

$$L_{diff} = \pi z_R = \pi^2 w_0^2 / \lambda_0$$



Typiquement dans nos conditions expérimentales, c'est-à-dire  $\lambda_0 = 800$  nm et  $w_0 = 16$   $\mu\text{m}$ , alors  $L_{diff} \approx 3.2$  mm. Cette limite ne tient pas compte de l'autofocalisation du faisceau dans le plasma [37] et est donc une première approximation. L'utilisation d'un capillaire diélectrique [97, 98] ou d'un canal plasma préformé [99] peut conduire à un guidage de l'impulsion sur une longueur plus grande.

On peut utiliser le phénomène d'auto focalisation pour partiellement compenser la diffraction naturelle du faisceau laser. Dans le régime de la bulle, on peut estimer les conditions portant sur la taille transverse de l'impulsion laser et son intensité pour atteindre l'auto focalisation. Ceci se produit quand la force pondéromotrice transverse qui expulse les électrons des zones de forts gradients d'intensité est équivalente à la force de rappel des ions. On écrit alors :

$$k_p r_b \approx k_p w_0 = 2\sqrt{a_0}$$

Dans ce cas, le rayon de la bulle est déterminé par le rayon en  $1/e^2$  de l'impulsion laser  $w_0$ . Dans nos conditions expérimentales typiques, c'est-à-dire une taille transverse de faisceau de 16  $\mu\text{m}$  et une intensité normalisée de  $a_0 = 1.5$ , la valeur optimale de densité électronique du plasma est de  $n_e = 4.8 \times 10^{18}$   $e^-/\text{cm}^3$ .

### 1.6.2 Longueur de déplétion de l'énergie laser

Au cours de sa propagation, l'impulsion laser cède de l'énergie au plasma en excitant l'onde plasma. Après une certaine distance, que l'on note  $L_{El}$  pour longueur d'épuisement laser ou de déplétion de l'énergie laser [100], une grande partie de l'énergie de l'impulsion a été absorbée et l'excitation de l'onde plasma devient impossible. La limitation induite par cette longueur peut uniquement être contrebalancée par l'augmentation de l'énergie laser ou bien par la diminution de la densité plasma.

### 1.6.3 La longueur de déphasage

Une fois que les électrons sont piégés et accélérés dans l'onde plasma, leur vitesse est si proche de celle de la lumière qu'ils se déplacent plus vite que l'onde plasma elle-même évoluant à  $v_g$ . Étant plus rapides que l'onde plasma, ils se déplacent jusqu'à atteindre une zone de champ décélérateur visible sur la figure 1.8 (b). Ils commencent alors à perdre de l'énergie. Cette longueur est appelée longueur de déphasage  $L_{deph}$ . Ce phénomène de déphasage ne peut être évité. Cependant, en diminuant suffisamment la densité électronique, cette longueur peut être augmentée. Ceci étant, le champ accélérateur variant comme  $\sqrt{n_e}$ , diminuer la densité peut conduire à la réduction de ce-dernier ainsi que de la charge injectée dans l'onde plasma.

### 1.6.4 Lois d'échelles

Pour déterminer laquelle de ces trois longueurs est la plus limitante pour le régime d'accélération considéré et pouvoir estimer les paramètres optimaux de couplage laser-plasma (taille du waist, longueur d'onde, densité...) , il est possible de s'appuyer sur des modèles phénoménologiques [101] notamment celui proposé et le plus utilisé par la communauté : le modèle de Lu et al. [23]. Les principales lois d'échelles énoncées dans ce modèle sont résumées dans le tableau 1.2. Il repose sur une approximation quasi statique concernant le faisceau laser, sachant que dans le régime non linéaire, celui-ci va subir les effets du plasma : auto focalisation, modulation, compression... Ces approximations peuvent entraîner des différences importantes entre le modèle et la réalité.

	$a_0$	$w_0$	$E_z$	$L_{deph}$	$L_{El}$	$\gamma_p$	$\Delta E/(mc^2)$
Linéaire	$<1$	$\frac{2\pi}{k_p}$	$a_0^2$	$\frac{\omega_0^2}{\omega_p^2 k_p}$	$\frac{\omega_0^2 c\tau}{\omega_p^2 a_0^2}$	$\frac{\omega_0}{\omega_p}$	$a_0^2 \frac{\omega_0^2}{\omega_p^2}$
3D Non linéaire	$>2$	$2\frac{\sqrt{a_0}}{k_p}$	$\frac{1}{2}\sqrt{a_0}$	$\frac{4}{3}\sqrt{a_0}\frac{\omega_0^2}{\omega_p^2 k_p}$	$\frac{\omega_0^2 c\tau}{\omega_p^2}$	$\frac{\omega_0}{\sqrt{3}\omega_p}$	$a_0\frac{2}{3}\frac{\omega_0^2}{\omega_p^2}$

Tableau 1.2 – Tableau présentant pour le régime linéaire ( $a_0 < 1$ ) et non linéaire ( $a_0 > 2$ ) la taille de waist résonante au plan focal  $w_0$ , le champ accélérateur typiquement atteint dans l'onde plasma  $E_z$ , la longueur de déphasage  $L_{deph}$ , d'épuisement laser  $L_{El}$ , le facteur de Lorentz de l'onde plasma  $\gamma_p$  ainsi que le gain maximal en énergie des électrons  $\Delta E$ .

Ces lois d'échelles permettent de prédire le gain en énergie, en considérant un champ maximal et une longueur limitante, dans les conditions considérées.

La figure 1.12 présente ces différentes longueurs en fonction de la densité électronique ainsi que le gain en énergie dans le cas linéaire :  $a_0 = 0.75$  en (a) et non linéaire :  $a_0 = 2$  en (b). Dans les régimes linéaire et non linéaire, exceptée la longueur de diffrac-

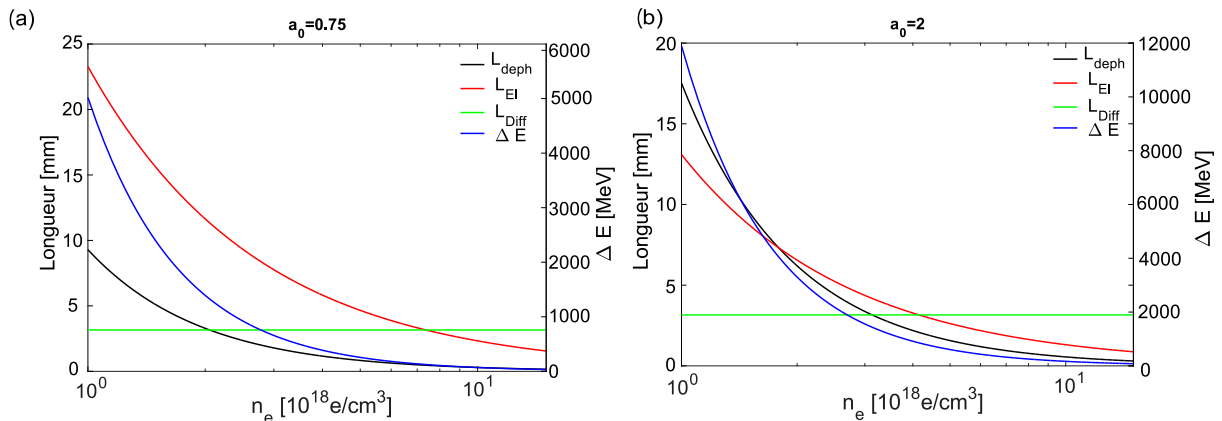


Figure 1.12 – Longueur de déphasage  $L_{deph}$  en noir, d'épuisement laser  $L_{El}$  en rouge et gain en énergie en bleu prédits par [23] (a) dans le régime linéaire et (b) non linéaire en fonction de la densité électronique. Pour comparaison la longueur de diffraction est ajoutée en vert mais ne prend pas en compte le phénomène d'auto focalisation, important dans le régime non linéaire.

tion, la longueur de dépletion et la longueur de déphasage augmentent quand la densité électronique diminue.

Dans le cas linéaire (figure 1.12 (a)), pour  $n_e > 2 \times 10^{18} \text{ e}^-/\text{cm}^3$ , c'est la longueur de déphasage qui va limiter la longueur d'accélération. Pour des densités inférieures, c'est la longueur de diffraction qui est limitante, sachant que le phénomène d'autofocalisation n'est pas pris en compte ici mais ne devrait pas être prédominant.

Dans le régime non linéaire (figure 1.12 (b)), c'est la longueur de dépletion qui va limiter la longueur d'accélération pour  $n_e < 1.8 \times 10^{18} \text{ e}^-/\text{cm}^3$ . Pour  $n_e > 3 \times 10^{18} \text{ e}^-/\text{cm}^3$ , c'est la longueur de déphasage qui va limiter le processus, la longueur de diffraction pouvant être augmentée par rapport à la valeur reportée, grâce à l'autofocalisation.

Le gain d'énergie est plus important en régime non linéaire dans un plasma peu dense. À la lumière de ces courbes, il semble que le plus efficace pour gagner de l'énergie [102] est de guider l'impulsion (via un canal de densité ou un capillaire) en régime non linéaire, pour n'être plus limité que par  $L_{deph}$  ou  $L_{El}$ , dans un plasma de faible densité typiquement  $n_e$  de l'ordre de  $10^{18} \text{ e}^-/\text{cm}^3$ .

Pour finir, un aspect important à considérer dans la perspective d'un accélérateur

laser plasma est le rendement de l'installation, c'est-à-dire le rapport entre l'énergie contenue dans le paquet d'électrons accélérés et l'énergie injectée pour le produire. Lu et al. [23] définit ce rendement comme  $\epsilon_{eff}\alpha_1/a_0$ . L'efficacité d'un tel accélérateur sera donc plus importante dans le régime linéaire, même si les énergies atteintes sont moindres.

### 1.6.5 Propriétés des faisceaux obtenus par accélération laser plasma

De nombreux travaux ont été réalisés depuis les premiers résultats expérimentaux d'ALP. Cependant, des efforts restent à faire pour utiliser ces faisceaux pour des applications. Les propriétés que l'on cherche à optimiser sont notamment la dispersion en énergie du faisceau, sa divergence, sa charge ainsi que sa durée et sa reproductibilité.

À l'heure actuelle, la dispersion en énergie est de l'ordre du pour cent [85, 103] pour un record en énergie de 4.2 GeV [102], la divergence de l'ordre du mrad [104, 105], une durée de quelques fs à la source [106, 107], une charge variant de quelques pC [54, 108] à plusieurs centaines de pC [109, 110] et une fluctuation de pointé minimale de l'ordre du mrad [96, 109]. La durée ultra brève des sources d'électrons produits par ALP vient du fait que le faisceau est à la source contenu dans la phase accélératrice de l'onde plasma soit  $\tau_e \approx \lambda_p/(4c)$ , c'est-à-dire une durée de l'ordre de la dizaine de fs. Cette charge, associée à la durée typique de ces faisceaux conduit à un courant crête,  $I_e \approx Q_{tot}/\tau_e \approx$  kA, très supérieur à celui atteint avec les faisceaux issus d'accélérateurs conventionnels. Les propriétés des électrons issus de l'accélération laser plasma sont dépendantes du mécanisme d'injection utilisé ainsi que des paramètres de couplage laser-plasma, donc de l'installation laser et de la cible utilisées.

Les faisceaux produits par les accélérateurs basés sur les cavités radio fréquence présentent une charge plus importante, de l'ordre du nC, mais une durée elle aussi plus importante, environ ps [111] lorsque le faisceau n'est pas comprimé, conduisant à un courant modeste de quelques centaines de mA.

Une grandeur permet de regrouper les notions de divergence, de durée ainsi que de dispersion en énergie : c'est l'émittance. En effet, si l'on considère les coordonnées en six dimensions d'un faisceau d'électrons ( $x, y, z, p_x, p_y, p_z$ ), l'émittance correspond alors au volume occupé par le faisceau dans cet espace à six dimensions. Comme le faisceau se déplace dans le temps, l'orientation et la forme du volume dans l'espace des phases évoluent mais la valeur du volume est constante d'après le théorème de Liouville dans le cas d'un système conservatif. L'émittance reste donc la même lors de la propagation du faisceau dans le vide ou au travers de systèmes de focalisation linéaire. Des mesures d'émittance sur les faisceaux d'électrons obtenues par ALP ont été réalisées, donnant des valeurs semblables à celles obtenues sur des accélérateurs conventionnels [112] et de l'ordre de  $\pi$  mm.mrad (voir l'annexe A).

Les principales caractéristiques des faisceaux d'électrons obtenus par ALP et accélération conventionnelle sont résumées dans le tableau 1.3.

Le record actuel en énergie obtenu par ALP est de 4.2 GeV [102] et a été obtenu en guidant l'impulsion laser dans un capillaire à décharge. Pour augmenter encore l'énergie, on pourrait diminuer la densité plasma pour augmenter  $L_{deph}$  et  $L_{El}$  mais le champ accélérateur s'en trouvera diminué, en même temps que la charge piégée. Ces considérations sur les limites de l'accélération laser plasma ont mené plusieurs équipes à proposer un nouveau schéma après la découverte du régime de la bulle : **l'accélération multi-étage** [24, 25, 26, 27]. Le cas le plus simple est celui de l'accélération double-étage composé d'un injecteur et d'un accélérateur. L'injecteur est une cible gazeuse fournissant un faisceau d'électrons peu divergent, reproductible et peu dispersé en énergie résultant de l'interaction non linéaire entre un premier faisceau laser et une cible. Ensuite ces électrons sont

	Accélération conventionnelle	Accélération laser plasma
Énergie pic ( $E_{pic}$ )[GeV]	$\approx 50$	4.2
Dispersion en énergie ( $\Delta\epsilon_e/\epsilon_e$ )	$\approx 10^{-4}$	$\approx\%$
Charge	$\approx$ nC	[10-100]pC
Durée	ps à ns	fs
Divergence	collimaté	quelques mrad
Émittance normalisée	$\approx \pi$ .mm.mrad	$\approx \pi$ .mm.mrad

Tableau 1.3 – Tableau comparatif des propriétés des faisceaux d’électrons issus d’accélération laser plasma et conventionnelle.

injectés dans une seconde onde plasma cette fois-ci dans le régime linéaire, dans un milieu long : l’accélérateur. Le gain en énergie sera d’autant plus important que l’on est capable de guider l’impulsion laser sur une grande distance dans ce milieu long. Le principe de l’accélération à deux étages a déjà été validé lors d’une démonstration de principe [113] grâce à deux jets de gaz et deux impulsions multi-TW. Très peu d’expériences ont été réalisées pour le moment, mais les premières semblent prometteuses. Citons pour exemple celle réalisée par Pollock et al. en 2011 [85] dans une cellule a deux compartiments, qui en utilisant un seul faisceau laser produit la source dans le premier compartiment (environ 120 MeV) et accélère jusque 500 MeV dans le second, tout en réduisant la dispersion en énergie et la divergence. D’autres expériences reposent sur ce principe [114, 115].

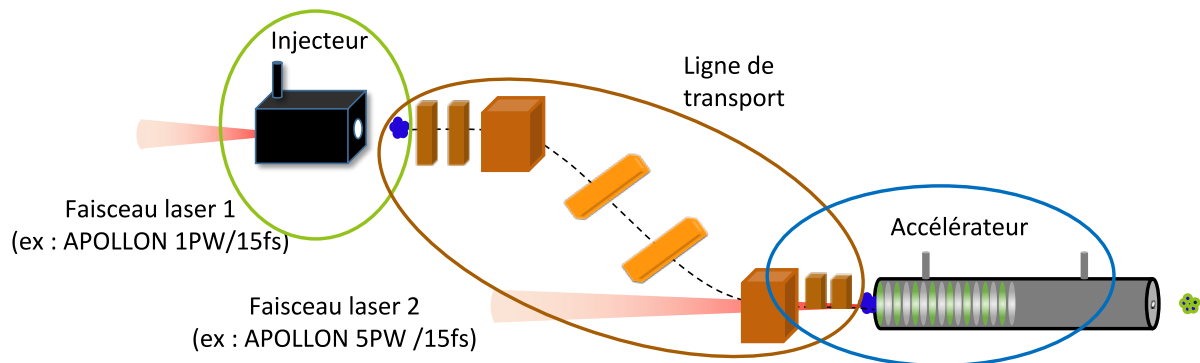


Figure 1.13 – Schéma de principe d’un accélérateur laser plasma double-étage sur l’installation APOLLON.

La figure 1.13 présente un des schémas de principe de l’accélération double-étage tel qu’envisagé sur le laser APOLLON-10 PW, future installation à l’Orme des merisiers, qui devrait délivrer des faisceaux multi-PW. En effet, les schémas d’accélération à double-étage avec deux faisceaux laser intenses se développent progressivement. Un résultat récent obtenu par l’équipe en pointe dans le domaine montre qu’avec deux faisceaux de 28 et 12 TW, on peut accélérer des électrons jusque 200 MeV [28]. Ces schémas devraient être, dans un futur proche, développés sur les lasers multi-PW existant et en cours de construction.

## 1.7 Conclusion

Au cours de ce chapitre, le principe de l’ALP a été discuté. Il repose sur l’excitation d’une onde de plasma dans un milieu sous dense par un faisceau laser ultra intense ( $I_0 \geq 10^{18}$  W/cm<sup>2</sup>) via la force pondéromotrice. Dans ce type de structure, les champs

accélérateurs atteints sont trois ordres de grandeurs plus importants que pour un accélérateur conventionnel, permettant un gain d'énergie de plusieurs centaines de MeV pour les électrons sur des longueurs extrêmement courtes, typiquement de quelques mm. Ces structures permettent de fournir des faisceaux d'électrons aux propriétés inédites en termes de durée et donc de courant crête compris entre 1 et 10 kA.

Cette thèse s'inscrit dans une série d'expériences préparatoires à celles qui seront menées sur le laser APOLLON autour du Centre Interdisciplinaire Lumière EXtrême (CILEX). Avec cet équipement, un des objectifs est d'atteindre la gamme des 10 GeV grâce à un accélérateur double-étage composé d'un injecteur et d'un accélérateur. Dans la suite de ce manuscrit, nous nous intéresserons aux propriétés des faisceaux d'électrons fournis par l'injecteur ELISA : *ELectron Injector for compact Staged high energy Accelerator* conçu comme le prototype du futur injecteur d'électrons du schéma à deux étages qui sera testé avec le laser APOLLON. Nous verrons s'il est possible de concevoir une cible qui puisse répondre aux contraintes permettant de produire un faisceau d'électrons qui puisse être injecté dans un second étage. Nous étudierons pour cela l'effet de la mise en forme magnétique du faisceau d'électrons généré par cette cible ainsi que l'impact de la traversée par le paquet d'une feuille mince partiellement ionisée reproduisant l'effet du miroir plasma situé sur le trajet du faisceau d'électrons dans un schéma d'accélération linéaire, alternatif à celui présenté en figure 1.13. Une autre technique permettant de mettre en forme le faisceau d'électrons basée sur une méthode "tout optique" cette fois, sera aussi discutée dans la suite du manuscrit.

Avant de détailler les résultats expérimentaux obtenus avec cet injecteur, une description des diagnostics du laser ainsi que du faisceau d'électrons est présentée dans le chapitre qui suit.

# Chapitre 2

## Dispositif expérimental et méthodes d'analyse

### Sommaire

---

<b>2.1</b>	<b>Installation laser UHI100</b>	<b>37</b>
<b>2.2</b>	<b>Diagnostics laser</b>	<b>37</b>
2.2.1	La mesure de durée et le contraste laser	37
2.2.2	La mise en forme spatiale de l'impulsion	38
2.2.3	La mesure d'énergie dans le plan focal	41
<b>2.3</b>	<b>Cible : cellule de gaz à longueur variable</b>	<b>41</b>
2.3.1	Description de l'ensemble	41
2.3.2	Dynamique de remplissage de la cellule	43
2.3.3	Profil longitudinal de densité	45
<b>2.4</b>	<b>Diagnostics de l'interaction laser-plasma</b>	<b>46</b>
2.4.1	Diagnostic plasma : ombroscopie	46
2.4.2	Diagnostic électrons	47
<b>2.5</b>	<b>Méthode d'analyse des résultats</b>	<b>49</b>
2.5.1	Le logiciel SIMION et les estimations d'erreurs sur les énergies électroniques	49
2.5.2	La calibration en charge du système de détection	55
2.5.3	Le traitement des images	56
<b>2.6</b>	<b>Conclusion</b>	<b>57</b>

---

Je commencerai ce chapitre par présenter l'ensemble expérimental, reporté schématiquement sur la figure 2.1 et sur lequel j'ai effectué les travaux présentés ci-après. Il s'agit du laser UHI100, système laser Ti :Sa décrit dans la partie suivante, situé au rez-de-chaussée de l'installation. La salle laser abrite les différents modules laser détaillés plus loin qui permettent de délivrer des impulsions de forte énergie, non comprimées. Les impulsions lumineuses sont distribuées vers deux salles expérimentales distinctes localisées au sous-sol du bâtiment. La première est dédiée aux expériences mettant en jeu des cibles solides, la seconde, dans laquelle s'est déroulée l'activité à laquelle j'ai participé durant ma thèse, accueille les expériences d'accélération d'électrons en phase gazeuse. Comme reporté sur la figure 2.1, cette salle contient un compresseur optique ainsi qu'un ensemble miroir déformable-senseur de front d'onde, situés en amont de l'enceinte d'interaction. J'ai reporté sur la figure 2.2 les éléments typiques utilisés dans l'enceinte principale d'interaction. On trouve une optique de focalisation, une cible, un dipôle escamotable et un

scintillateur. Un diagnostic d'ombroscopie a aussi été implémenté et est représenté sur cette figure. Dans ce chapitre, je détaille chaque outil expérimental utilisé, les diagnostics liés au laser, la cible ou encore les diagnostics d'analyse du faisceau d'électrons. J'explique enfin les méthodes d'analyse que j'ai développées et utilisées pour traiter les données présentées dans la suite du manuscrit.

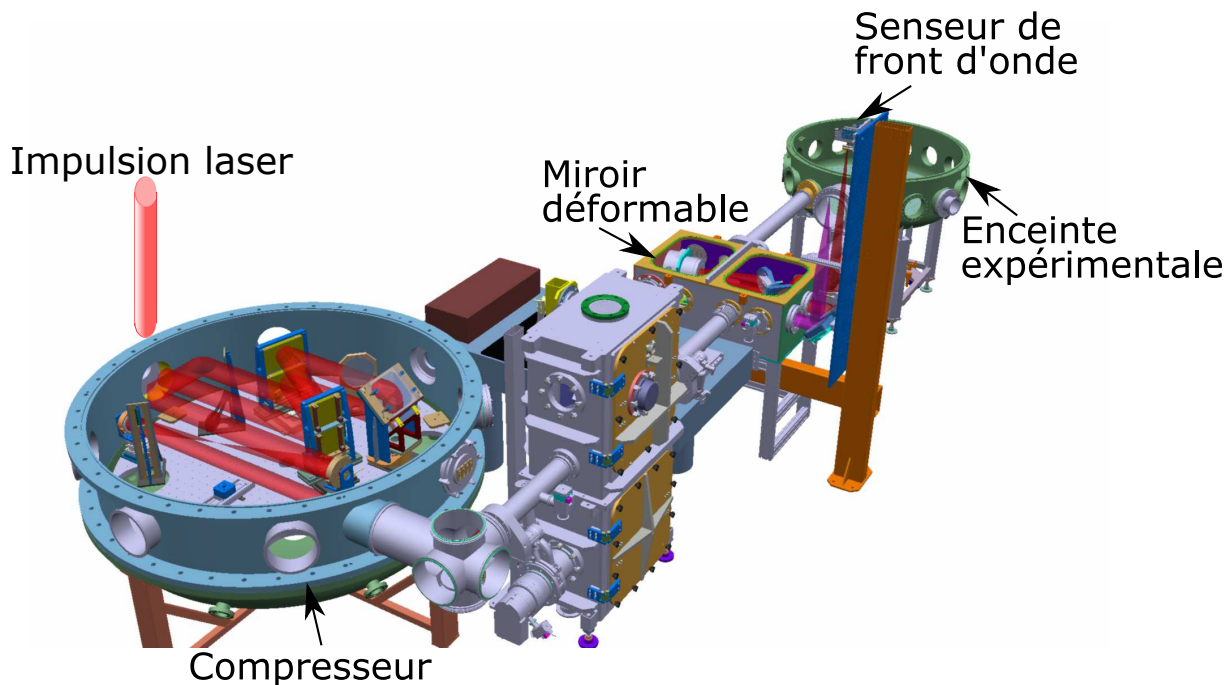


Figure 2.1 – Vue des équipements de la salle expérimentale.

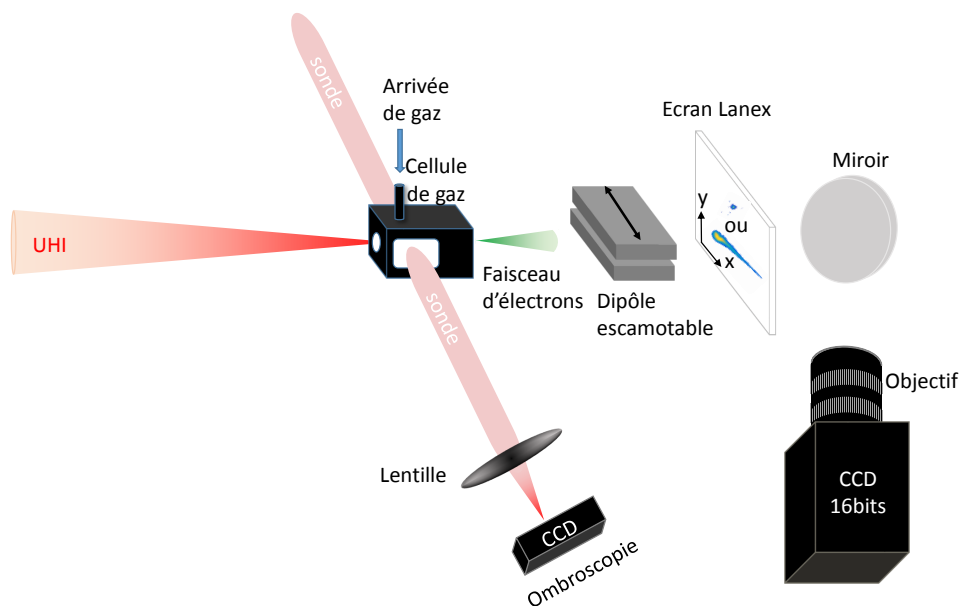


Figure 2.2 – Vue d'ensemble du montage typique utilisé dans la chambre expérimentale.

## 2.1 Installation laser UHI100

UHI100 est un laser Ti :Sa de classe 100 TW basé sur le principe de l'amplification à dérive de fréquence (*Chirped Pulse Amplification* ou CPA [15]).

Le schéma de principe du fonctionnement d'un laser basé sur la technique CPA est présenté en figure 2.3 (a). L'oscillateur (Saphir dopé Titane) délivre des impulsions de quelques nJ, inférieures à 10 fs ( $\text{fs} = 10^{-15} \text{ s}$ ). La transformée de Fourier indique que plus une impulsion est courte, plus sa largeur spectrale est importante. Les impulsions délivrées par cet oscillateur ont une largeur spectrale de 75 nm. En utilisant des optiques dispersives, des réseaux dans notre cas, il est possible de différencier le chemin optique parcouru par différentes fréquences et donc d'étirer temporellement ces impulsions. Ces faisceaux sont ensuite imagés de façon à agrandir leur pupille, et ainsi éviter d'endommager les optiques se trouvant sur le parcours, avant d'être amplifiés lors de leur passage au travers de cristaux de Ti :Sa pompés optiquement. Cette dernière étape est répétée plusieurs fois, neuf en tout dans notre cas, ce qui permet, en partant d'une énergie en sortie d'étireur de 1.5  $\mu\text{J}$ , d'aboutir à un faisceau en sortie d'amplification qui présente les caractéristiques suivantes : 2.4 J en moyenne, autour de 800 nm à une fréquence maximale de 10 Hz. Le spectre associé au laser à ce stade est présenté en figure 2.3 (b).

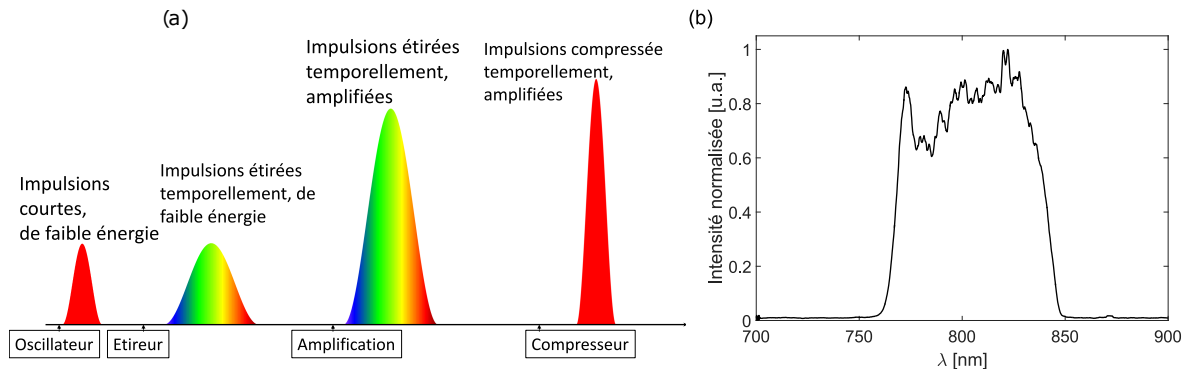


Figure 2.3 – (a) Schéma de principe de la technique d'amplification à dérive de fréquence, les couleurs symbolisant les différentes composantes spectrales de l'impulsion, synchronisées avant l'étireur et après la compression. (b) Spectre du laser UHI100 à la sortie des étages d'amplification.

## 2.2 Diagnostics laser

### 2.2.1 La mesure de durée et le contraste laser

Après amplification les impulsions sont comprimées sous vide, par un mécanisme exactement inverse à celui de l'étirement, jusqu'à 23 fs FWHM. Cette mesure est fournie par un Wizzler<sup>TM</sup> [116] dont le principe repose sur l'interférométrie spectrale autoréférencée. L'appareil mesure la phase spectrale ainsi que l'amplitude, ce qui permet de remonter à la durée de l'impulsion. Ce système est couplé à un Dazzler<sup>TM</sup> [117] qui permet l'optimisation de la forme temporelle de l'impulsion par effet acousto-optique via le contrôle de la phase spectrale.

Le faisceau se propage sous vide depuis la compression jusqu'à l'interaction, uniquement sur des optiques en réflexion, afin d'éviter toute détérioration de l'impulsion.

Il s'avère que, pour ce type de laser, si aucune précaution n'est prise, de l'énergie peut être présente avant l'arrivée de l'impulsion elle-même. Cette information est fournie par



la mesure du contraste temporel de l'impulsion laser : c'est le ratio de l'intensité de l'ASE (pour *Amplified Spontaneous Emission*) à un délai donné par rapport au pic de l'impulsion, et l'intensité pic de l'impulsion. Cette grandeur caractéristique de l'installation laser joue un rôle primordial lors de l'étude de l'interaction laser-cible solide. En effet, étant donné les très hautes intensités sur ces chaînes de classe 100 TW, un contraste faible entraînera la formation d'un préplasma sur une cible solide avec lequel le pic de l'impulsion interagit. Par exemple pour une intensité  $I_0 \approx 10^{19}$  W/cm<sup>2</sup>, un contraste de  $10^6$  à 1 ps signifie que sur cible, 1 ps avant l'arrivée de l'impulsion, l'intensité est de  $10^{13}$  W/cm<sup>2</sup>. Ceci a pour effet de produire un préplasma qui dégrade les conditions d'interaction entre le laser et la cible.

Des travaux ont été publiés pour comprendre son influence sur les propriétés des faisceaux d'électrons produits [118]. Mangles et al. ont montré qu'un contraste laser de  $10^8$  pour une intensité pic de l'ordre de  $I_0 = 3 \times 10^{18}$  W/cm<sup>2</sup> favorise la reproductibilité du faisceau tir à tir tant sur le pointé que sur l'énergie des électrons. La valeur mesurée, avant la distribution du faisceau laser dans les deux salles expérimentales de l'installation, grâce à un autocorrélateur du troisième ordre est de l'ordre de  $10^9$  à environ 25 ps. Bien qu'il soit caractérisé en salle 1 après la phase de compression, il n'a jamais été mesuré dans la salle expérimentale que j'ai utilisée et qui a été opérationnelle quelques mois avant le début de ma thèse.

## 2.2.2 La mise en forme spatiale de l'impulsion

Pour compléter les diagnostics d'alignement installés le long du parcours du faisceau laser (illustré en figure 2.1), un miroir déformable, ILAO - Imagine Optic [119], associé à un senseur de front d'onde, de type Shack-Hartmann, dont le principe est illustré par la figure 2.4, ont été mis en place pour corriger le front d'onde laser. Ils nous permettent de maximiser l'énergie contenue dans la tache focale [120, 121].

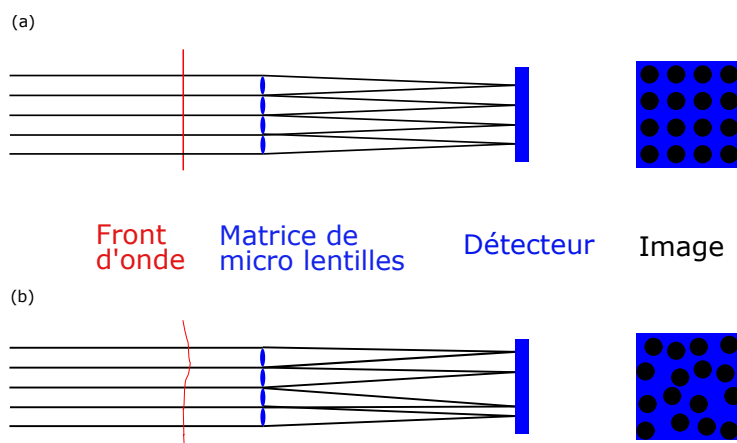


Figure 2.4 – (a) schéma de principe du senseur de front d'onde de Shack-Hartmann pour un front d'onde plan et (b) un front d'onde non plan.

La propagation du laser à l'air avant compression, la traversée du hublot d'entrée dans le compresseur, sa réflexion sur des miroirs présentant des défauts de planéité ou encore un défaut d'alignement, peuvent entraîner des déformations du front d'onde. L'analyseur de front d'onde permet de détecter ces défauts et les décompose sur la base des polynômes de Zernike (cf annexe B). Le miroir déformable de diamètre 100 mm et constitué d'une membrane et de 52 actuateurs permet de corriger ces défauts. La correction se fait grâce à un algorithme itératif et permet de compenser les défauts introduits par les

optiques situées en amont du miroir déformable. En aval, il peut alors rester des défauts introduits par les optiques situées entre le miroir déformable et le point d'interaction. En effet, viennent ensuite trois miroirs de transport ainsi que la parabole de focalisation qui peuvent introduire différentes aberrations qu'il faut corriger. Ces défauts sont typiquement de l'astigmatisme et/ou de la coma introduits par la parabole ou bien les défauts de planéité des miroirs de transport. Afin de corriger ces défauts, il est possible de coupler l'ensemble composé du senseur de front d'onde et miroir déformable à une caméra d'imagerie de tache focale. On cherche alors à déterminer les aberrations présentes dans le faisceau grâce à l'enregistrement de trois images autour du plan focal : avant, au plan focal et après. Un algorithme itératif qui reconstruit le profil d'intensité du faisceau à partir de la mesure en ces trois positions permet de converger vers les aberrations contenues dans le faisceau (PHARAO, Imagine Optic). Finalement, le miroir déformable corrige ces aberrations, pour obtenir une tache focale optimale. Le contrôle du front d'onde de l'impulsion est particulièrement important dans le cadre de l'ALP. Ces publications [122, 123] mettent en évidence la corrélation importante entre le front d'onde du faisceau et les propriétés du paquet d'électrons généré.

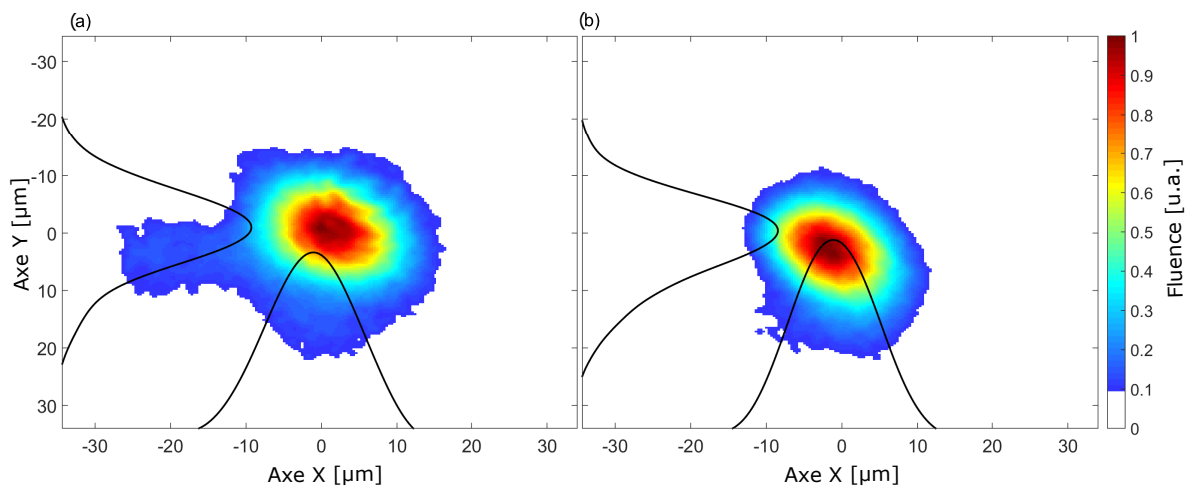


Figure 2.5 – Tache focale (a) avant correction et (b) après correction par le miroir déformable.

Il est important que le maximum d'énergie soit concentré dans la tache focale afin d'optimiser le transfert d'énergie du laser vers le plasma notamment grâce à l'autofocalisation. Je présente, dans ce qui suit, des données relatives à la tache focale obtenue avec une parabole hors d'axe de longueur focale 1.1 m, celle que nous avons utilisée pour la majorité des données expérimentales discutées ensuite dans le manuscrit. Deux images de tache focale, enregistrées sur une caméra 12 bits (Allied Vision, Stingray) à l'aide d'un objectif  $\times 8$  permettant d'obtenir un grandissement de  $0.39 \mu\text{m}/\text{pixel}$ , sont reportées sur la figure 2.5 avant et après les corrections du miroir déformable. Avant correction, les dimensions de la tache focale ( $1/e^2$ ) sont, respectivement dans les plans horizontal et vertical, de  $20 \times 17 \mu\text{m}^2$ . Après correction, on diminue sa taille dans les deux dimensions, atteignant  $14 \times 16 \mu\text{m}^2$  pour un gain d'énergie dans la tache d'un facteur 30%. Finalement grâce au dispositif de correction de front d'onde, la taille de la tache focale est d'environ  $14 \times 16 \mu\text{m}^2$  et elle contient 60% de l'énergie laser (diamètre FWHM). Nous sommes proches de la limite de diffraction qui, pour cette optique de focalisation, est d'environ  $8.2 \mu\text{m}$ . Ce qui souligne la nécessité du dispositif d'optique adaptative dans notre cas.

En plus de permettre la concentration de l'énergie du faisceau dans la tache focale, suite à la correction, la distribution spatiale en énergie du faisceau laser est plus homogène

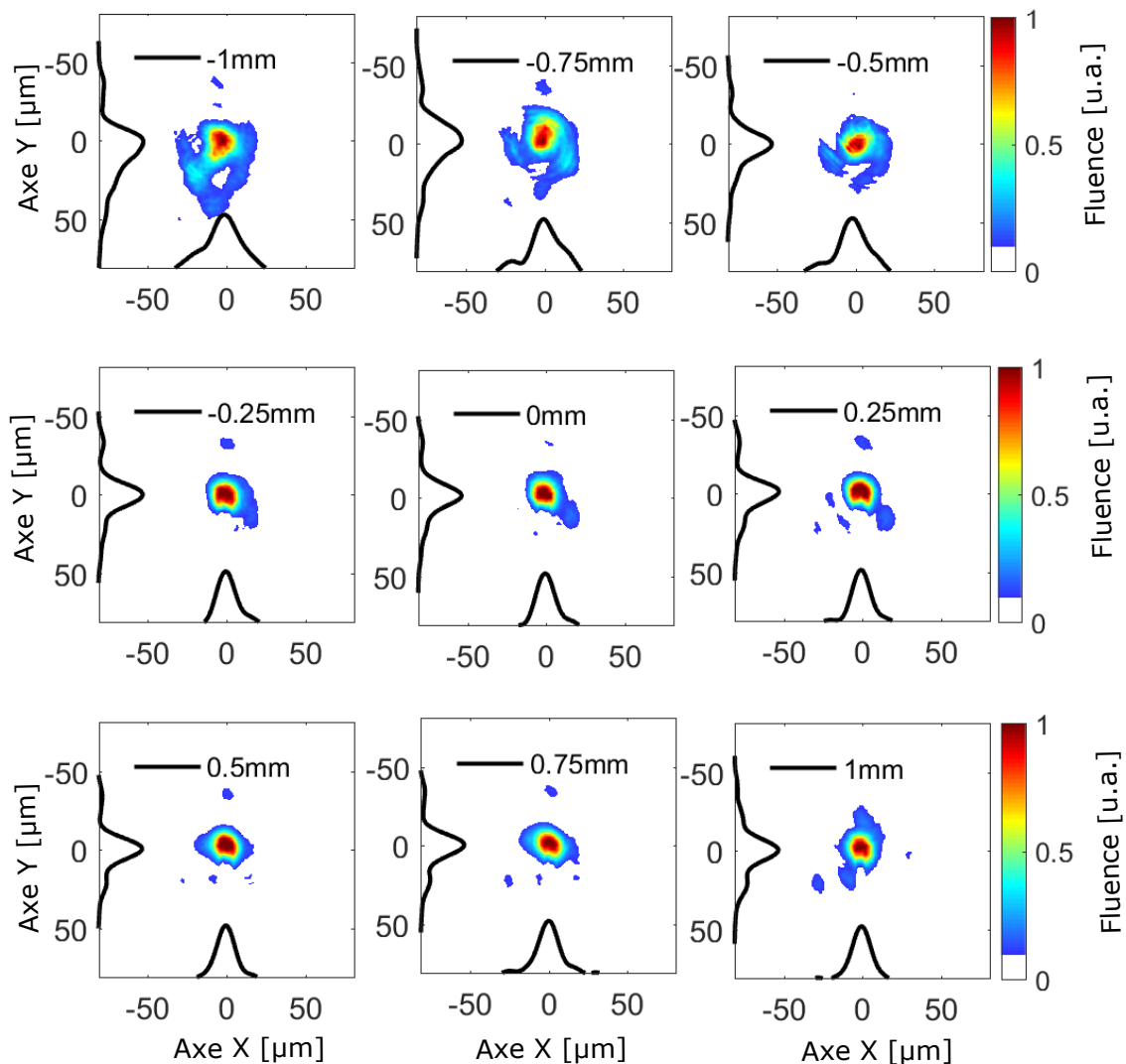


Figure 2.6 – Distribution d'énergie pour différents plans autour du plan focal correspondant à  $z=0$ .

qu'au départ autour du plan focal. Ce paramètre est important puisque le faisceau doit rester le plus homogène et symétrique possible afin de garantir une force pondéromotrice symétrique sur la distance la plus grande. La répartition d'énergie autour du plan focal est présentée sur la figure 2.6. Les différentes images ont été enregistrées de part et d'autre du plan de focalisation de la parabole.

Dans ce cas, la longueur de Rayleigh est de  $z_R \approx 700 \mu\text{m}$ . Ceci explique que la tache focale semble presque inchangée entre 0.25 mm avant le foyer et 0.5 mm après.

Une autre façon de représenter l'évolution de la tache focale en fonction de la position longitudinale est reportée en figure 2.7. Les dimensions dans le plan transverse (horizontal et vertical) sont reportées en fonction de la position longitudinale définie par rapport au plan focal repéré par  $z=0$ . Des images du faisceau dans certains plans sont superposées à la figure. Le profil représenté sur la figure 1.1 est bien qualitativement retrouvé. Finalement, on observe que la taille du faisceau reste quasiment inchangée autour du foyer sur une distance de l'ordre de la longueur de Rayleigh.

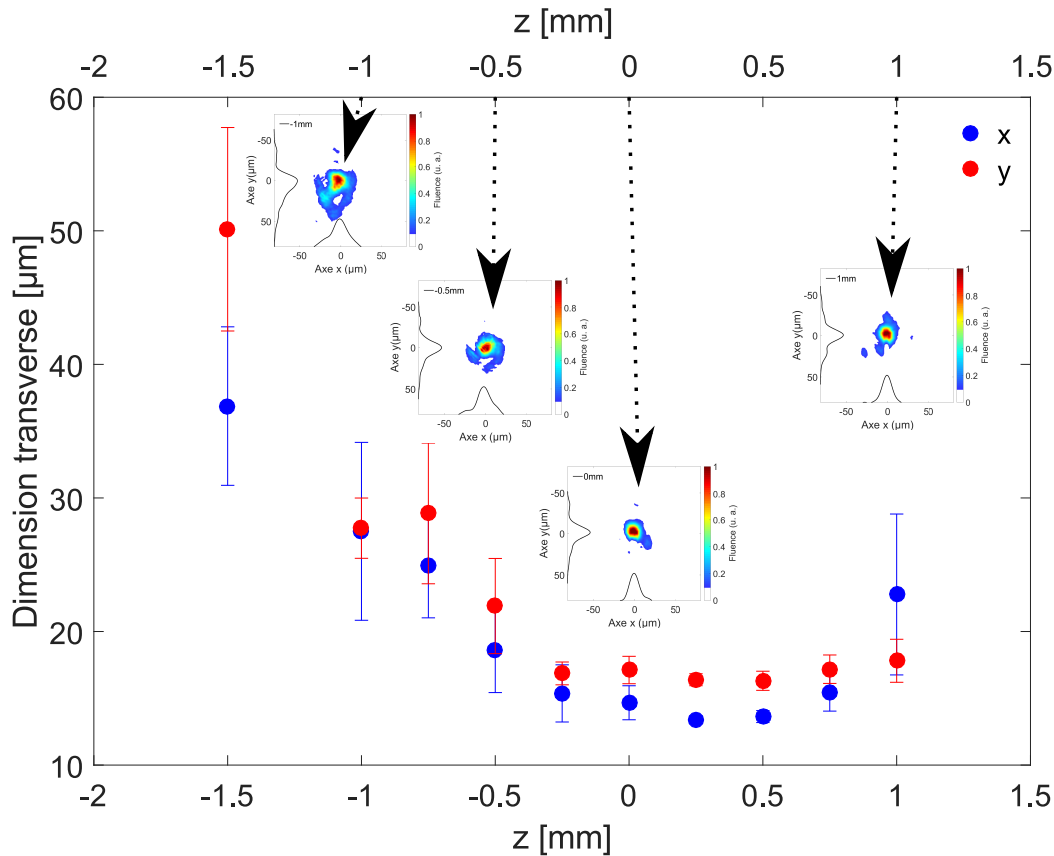


Figure 2.7 – Variation des dimensions transverses du faisceau laser (horizontale en bleue, verticale en rouge) en fonction de la position longitudinale autour du plan focal,  $z=0$ . Sont ajoutées des images du faisceau dans les différents plans.

### 2.2.3 La mesure d'énergie dans le plan focal

Afin de calculer l'intensité sur cible, il reste à déterminer la transmission de l'ensemble des optiques situées entre le dernier étage d'amplification, où nous disposons d'une mesure d'énergie sur toute la pupille du faisceau, et le plan focal. Plusieurs mesures ont été réalisées au cours des campagnes d'expériences présentées dans cette thèse grâce à un calorimètre. La transmission maximale mesurée est de l'ordre de 38%. Un dépôt de pollution sur les optiques situées sur le trajet de l'impulsion modifie leur transmission au cours du temps, c'est pourquoi plusieurs mesures ont été réalisées. Ceci est à différencier de la stabilité tir à tir de l'énergie délivrée, qui est, elle, de l'ordre de 5 – 10% à la sortie du dernier amplificateur. C'est une fluctuation typique sur ce type d'installation [110].

Pour finalement déterminer l'intensité sur cible, il faut prendre en compte la proportion d'énergie contenue dans un cercle dont le diamètre est la taille FWHM de la tache, qui dans ce cas, est de 60%. L'éclairement sur cible (que l'on nomme par abus de langage intensité) maximal atteint sur l'installation, avec une parabole de 1.1 m, est de  $7.87 \times 10^{18} \text{ W/cm}^2$ .

## 2.3 Cible : cellule de gaz à longueur variable

### 2.3.1 Description de l'ensemble

Plusieurs types de cibles peuvent être utilisées pour l'ALP. Une grande majorité des expériences d'ALP utilisent un jet de gaz [17, 18, 84] ... Or, plusieurs publications

tendent à montrer que d'autres dispositifs permettent d'obtenir des faisceaux d'électrons plus stables et reproductibles en terme d'énergie tels que des capillaires avec [99] ou sans [97, 98] décharge, des cellules compartimentées [85, 114, 115] et des cellules de gaz à flux de gaz constant [105] ou non [124] entre autres. Les cellules de gaz se distinguent des capillaires par leur dimension transverse bien plus grande que la dimension de la tache focale.

Le développement de la source utilisée pendant ma thèse s'inscrit dans un projet collaboratif avec l'équipe ITFIP (Interaction et Transport de Faisceaux Intenses dans les Plasmas) du LPGP (Laboratoire de Physique des Gaz et des Plasmas) afin de mettre au point un injecteur pour les futures expériences d'accélération double-étage. L'objectif est donc ici de produire une source d'électrons d'énergie modérée, autour de 70 MeV dans notre cas. Ce faisceau devra très précisément être injecté dans un second étage donc les fluctuations de pointé tir à tir devront être très faibles : typiquement inférieures à 100  $\mu\text{m}$ . En effet, en régime linéaire, la taille de l'onde plasma est donnée par la longueur d'onde plasma soit de l'ordre de 100  $\mu\text{m}$ . Pour être injecté dans cette onde, la reproductibilité du faisceau devra donc être supérieure à la dimension caractéristique de l'onde. La source que nous cherchons à produire doit donc avoir les propriétés suivantes :

- une excellente reproductibilité
- une faible divergence autour du mrad
- une durée courte :  $< 10$  fs
- une charge la plus importante possible dans la zone d'intérêt
- une faible dispersion en énergie

En effet, on cherchera à limiter la dispersion en énergie ( $\Delta\epsilon_e/\epsilon_e < 10\%$ ) pour limiter l'allongement du faisceau lors du transport et ainsi assurer un couplage efficace entre le faisceau d'électrons et l'onde plasma générée dans le second étage. Or, générer une charge très importante avec une dispersion en énergie très faible est un challenge pour la communauté des accélérateurs laser-plasma. Une alternative serait donc de produire un faisceau dispersé mais très chargé qui serait ensuite filtré autour de l'énergie d'intérêt via une ligne magnétique dédiée afin d'obtenir avant l'étage accélérateur un paquet très peu dispersé et suffisamment bref. Nous avons choisi d'utiliser le mécanisme d'injection par ionisation, permettant d'obtenir des faisceaux d'électrons dont la charge est très importante.

La cible choisie ici est une cellule de gaz à longueur variable, permettant d'optimiser les propriétés du faisceau d'électrons en fonction des autres paramètres expérimentaux. En effet, des travaux montrent que la reproductibilité des faisceaux d'électrons issus de l'ALP est améliorée en cellule de gaz, probablement parce que la distribution de gaz à l'intérieur est uniforme [105, 124]. De plus, le paramètre de longueur variable est essentiel pour optimiser l'énergie des électrons. La gamme d'énergie visée est comprise entre 50 et 100 MeV. En effet, nous montrerons plus loin que la source a été couplée avec une ligne de transport magnétique optimisée pour des électrons à 70 MeV. Étant données les énergies visées, il n'est pas nécessaire que la longueur maximale de la cellule de gaz dépasse 2 – 3 mm. Nous l'avons tout de même conçue pour une longueur d'interaction maximale de 10 mm, permettant de l'utiliser sur des installations laser de type PW.

Deux versions schématiques de la cellule sont présentées sur la figure 2.8. La figure 2.8 (a) représente une vue tridimensionnelle de la cellule de gaz ainsi que la schématisation de son mécanisme de remplissage. Le gaz est d'abord détendu de la bouteille vers un volume tampon (ou réservoir) dont la pression interne est régulée à l'aide d'une vanne de régulation (VR). L'injection de gaz de ce réservoir vers la cible est réalisée via une vanne pulsée (VP), dont l'ouverture se produit 100 ms avant le tir laser.

En détail, sur la figure 2.8 (b), la cible est composée d'un corps, gris foncé (1), dans lequel s'insèrent une partie avant, orange (2), et une arrière, dorée (3), de 20 mm de

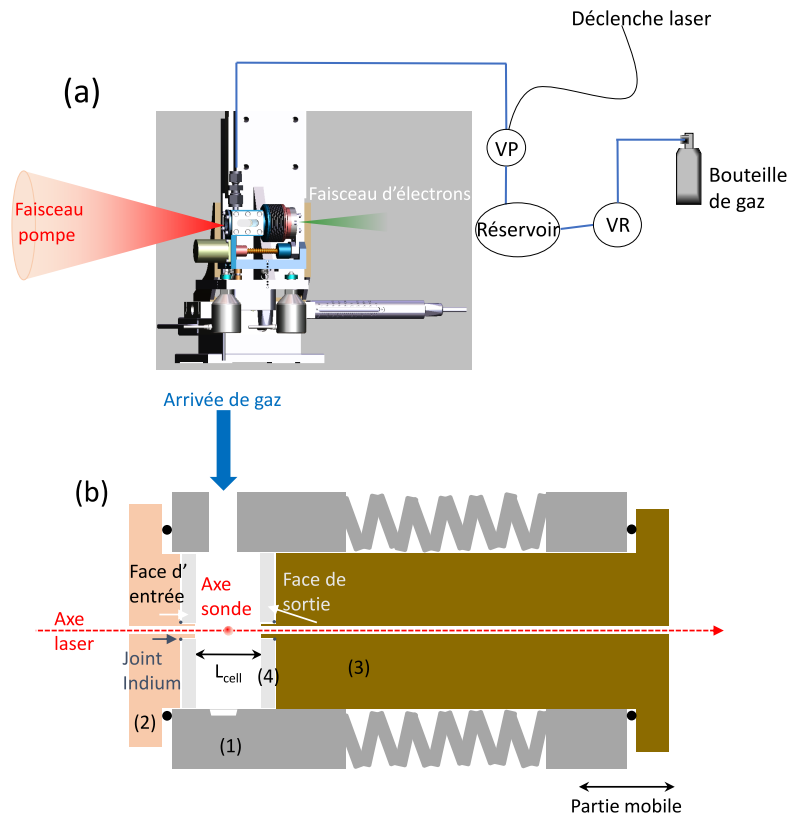


Figure 2.8 – (a) Vision schématique de la cellule à longueur variable (vue 3D) sur son support avec l’arrivée de gaz où VR est la vanne de régulation et VP est la vanne pulsée, (b) coupe verticale de la cellule.

diamètre chacune. À l’extrémité de chacune de ces pièces sont montées des faces, gris clair (4), sur lesquelles sont percés des trous de  $400\ \mu\text{m}$  de diamètre qui permettent au faisceau laser de traverser la cible et aux électrons d’en sortir. La partie arrière est montée sur un soufflet, permettant de varier la distance entre les faces d’entrée et de sortie et donc la longueur d’interaction laser-plasma ainsi que le volume intérieur dans lequel va se détendre le gaz.

Le gaz injecté dans la cellule ne fuit donc que par ces pastilles percées initialement à  $400\ \mu\text{m}$  et dont le diamètre évolue jusqu’à  $600\ \mu\text{m}$  au cours de la journée d’expérience, durant laquelle typiquement 200 tirs à pleine puissance sont réalisés. Ces pastilles, dont l’épaisseur est de  $500\ \mu\text{m}$ , doivent être changées chaque jour. Le volume du réservoir, sa régulation en pression et le temps d’ouverture de la vanne pulsée ont été choisis de façon à injecter un volume de gaz suffisamment important pour qu’un régime stable s’installe dans la cellule, tout en compensant les fuites introduites par les trous en entrée et en sortie de la cellule. Les pressions typiquement mises en jeu dans le réservoir, avant détente dans la cellule, sont de l’ordre de 250 mbar. La cellule elle-même est montée sur trois moteurs de translations (XYZ) et deux moteurs de rotations (tilts) pour pouvoir l’aligner sur le faisceau laser.

### 2.3.2 Dynamique de remplissage de la cellule

Plusieurs mesures interférométriques ont été conduites par T. Audet [89, 125] dans le cadre de la collaboration avec le LPGP pour déterminer la dynamique de remplissage de la cellule transversalement à l’axe laser. Ces études ont permis de déterminer le temps minimal avant l’établissement d’une pression d’équilibre dans la cellule, régime qu’il faut

atteindre avant de pouvoir déclencher un tir laser. Les mesures, dont les résultats sont reportés sur la figure 2.9, ont été conduites avec de l'hydrogène pur. La densité moyenne intégrée transversalement a été caractérisée en fonction :

- du délai entre l'ouverture de la vanne pulsée et la mesure pour comprendre la dynamique de remplissage de la cellule
- du temps d'ouverture de la vanne pulsée soit la quantité de gaz injectée dans la cellule
- de la longueur de la cellule

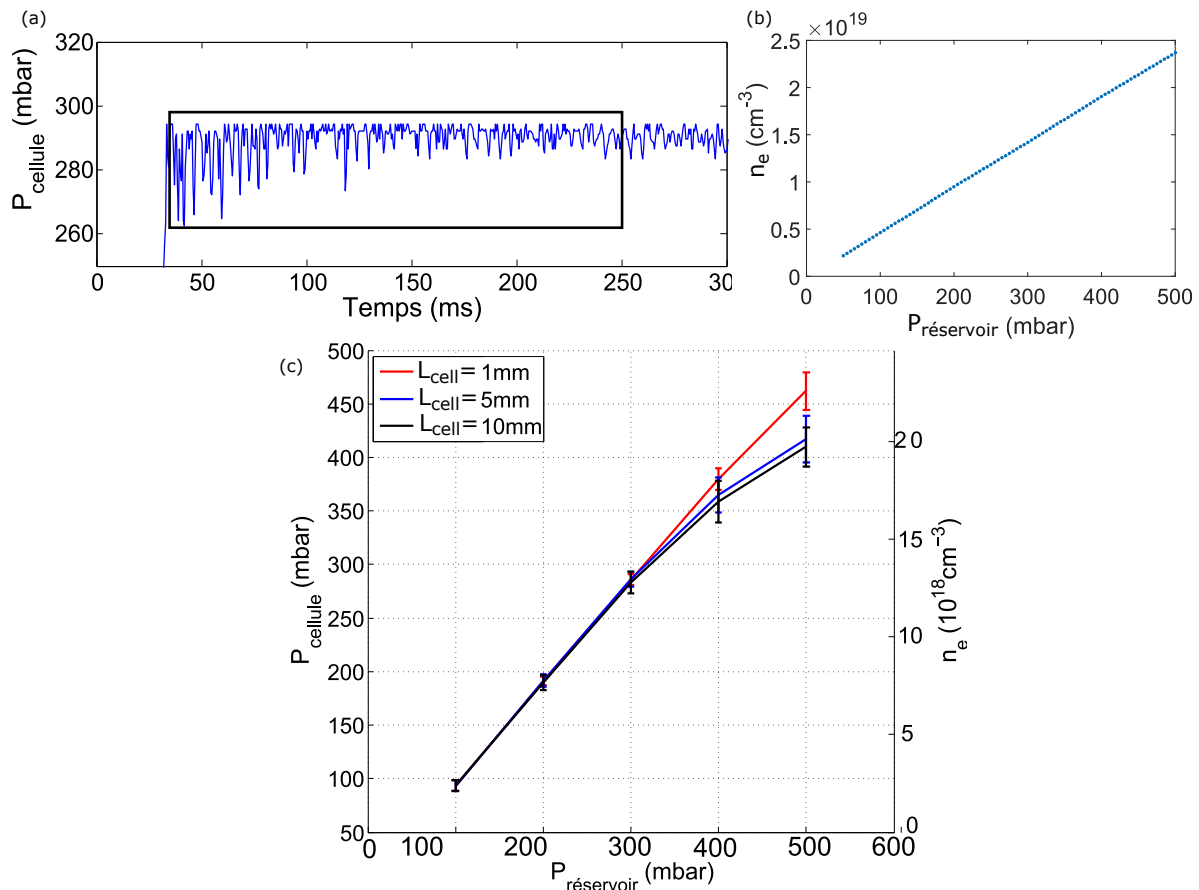


Figure 2.9 – (a) Dynamique de remplissage de la cellule, où  $t=0$  s correspond à l'ouverture de la vanne pulsée, pour un temps d'ouverture de 40 ms et une pression de réservoir de 300 mbar, (b) moyenne temporelle (de  $t=40$  à 220 ms) et spatiale (le long de  $z$ ) de la densité électronique dans la cellule pour une durée d'ouverture de 40 ms et une pression de  $H_2$  dans le réservoir entre 50 et 500 mbar. (c) Pression dans la cellule en fonction de la pression dans le réservoir de 100 à 500 mbar pour des longueurs de cellules de 1 à 10 mm.

Ces mesures ont été réalisées avec des pastilles (faces avant et arrière) percées à un diamètre d'environ 200  $\mu\text{m}$ . En effet, lors de la phase de tests sur UHI100, nous avons commencé avec ces diamètres de trous sur les pastilles. Nous avons constaté que les diamètres des perçages étaient fortement augmentés. Nous avons donc finalement opté pour des pastilles percées à 400  $\mu\text{m}$  pour la majorité des campagnes que nous avons menées par la suite. Les tendances observées sont les suivantes :

- la durée d'ouverture de la vanne ne change que très peu la densité maximale atteinte dans la cellule, l'effet est de quelques % à 500 mbar. Il est donc préférable de la choisir aussi courte que possible afin d'éviter d'injecter trop de gaz dans la cellule, menant à des montées en pression trop importantes dans l'enceinte expérimentale au regard de la capacité de pompage. La durée d'ouverture minimale étant de

27 ms, nous avons choisi d'ouvrir la vanne pendant 30 ms.

- le délai entre l'ouverture de la vanne pulsée et l'arrivée du gaz dans la cellule est d'environ 30 ms. Une fois le gaz dans la cellule, des fluctuations de densité sont observées, reportées sur la figure 2.9 (a). Leur amplitude diminue au cours du temps jusqu'à l'établissement d'un régime stable. Nous avons donc optimisé le délai entre la déclenche du tir laser et celle de la vanne pulsée pour que celle-ci s'ouvre 100 ms avant l'arrivée de l'impulsion et ainsi que l'interaction ait lieu dans le régime stable.
- la densité de gaz au sein de la cellule évolue linéairement avec la pression en amont du réservoir comme présenté sur la figure 2.9 (b)
- la longueur du milieu a une influence négligeable sur la densité effective qui s'établit dans la cellule en dessous de 500 mbar comme le montre la figure 2.9 (c).

Toutes ces données concernent le profil transverse de densité avec lequel le laser va interagir, or le profil longitudinal est, lui, tout aussi important puisqu'il influence aussi la propagation du laser dans le milieu.

### 2.3.3 Profil longitudinal de densité

Pour caractériser ce profil longitudinal, des simulations 3D fluides ont été conduites grâce au logiciel OpenFOAM [126].

Le volume 3D de la cellule a été introduit dans la simulation et l'écoulement du gaz dans ce milieu simulé, pour aboutir au profil longitudinal de densité, normalisé à la densité maximale, reporté en figure 2.10, pour une cellule de longueur  $L_{cell} = 1$  mm avec des pastilles en entrée et sortie percées à 200  $\mu\text{m}$  (en bleu) et à 600  $\mu\text{m}$  (en rouge). Dans toute la suite du manuscrit,  $L_{cell}$  correspond à la longueur interne de la cellule telle que schématisée sur la figure 2.10. La longueur d'interaction totale sera donc plus grande que  $L_{cell}$ .

Ces simulations 3D demandent des ressources de calcul importantes, de l'ordre de plusieurs mois avec les ressources disponibles au LPGP. C'est pourquoi seule une longueur de 1 mm a été testée. Ceci est complètement justifié car c'est une valeur de longueur de milieu que nous avons beaucoup utilisée lors de nos expériences. L'erreur entre ces simulations et les mesures interférométriques réalisées est de 3 à 5 % sur la densité maximale au centre de la cellule, ce qui nous permet de valider les résultats issus de ces simulations. On observe dans le cas des trous de 200  $\mu\text{m}$  un gradient de densité croissant devant la pastille d'entrée, croissant dans l'épaisseur de la pastille, pour atteindre un plateau de longueur légèrement moindre que  $L_{cell}$ , et ceci symétriquement par rapport au centre de la cellule. Dans le cas de trous de 600  $\mu\text{m}$  les gradients de densité sont à peine plus raides. Dans l'ensemble le profil est très peu modifié par la taille des trous des pastilles d'entrée et de sortie.

Ces deux calculs ont été faits pour savoir si le profil de densité était très différent entre le début et la fin de la journée de tirs laser, c'est-à-dire pour des pastilles d'entrée et de sortie dont les trous évoluent de 200 à 600  $\mu\text{m}$  au cours de la journée. Les résultats montrent que le diamètre des trous n'influence que très peu le profil de densité. Si les variations étaient plus importantes, telles que reportées par P. Lee et al [127], les propriétés du faisceau d'électrons pourraient être modifiées. En effet, P. Lee et al. décrit une augmentation de l'énergie pic ainsi qu'une variation de la dispersion en énergie lors du changement du profil de densité en face arrière de la cellule.



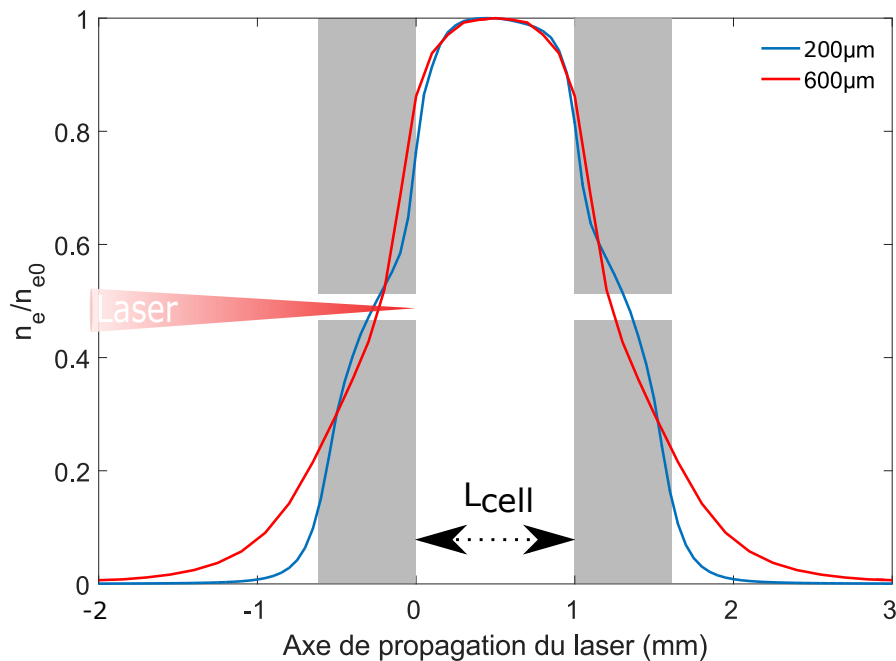


Figure 2.10 – Profil longitudinal de densité électronique normalisée à la densité électronique maximale ( $n_{e0}$ ) dans la cellule de longueur interne ( $L_{cell}$ ) 1 mm pour des trous d'entrée et de sortie de diamètre 200  $\mu\text{m}$  (en bleu) ou de 600  $\mu\text{m}$  (en rouge). Les zones grisées représentent les faces d'entrée et de sortie de la cellule

## 2.4 Diagnostics de l'interaction laser-plasma

Dans cette partie nous allons décrire les diagnostics utilisés lors de l'interaction du laser avec la cible, schématisés sur la figure 2.2.

### 2.4.1 Diagnostic plasma : ombroscopie

Nous disposons d'un faisceau sonde issu d'un prélèvement du faisceau pompe avant amplification. Il est naturellement synchronisé avec celui-ci et son diamètre est de quelques mm, collimaté, d'une énergie d'environ 800  $\mu\text{J}$  et d'une durée de 65 fs. Une ligne à retard permet de sonder l'interaction à différents délais entre la création du plasma par le faisceau pompe et la sonde, avec un délai maximal de 1.7 ns. Cette impulsion sonde traverse la cellule transversalement et est enregistrée sur une caméra. Ce diagnostic nous permet de contrôler la présence d'un plasma via l'ombroscopie. Sur la figure 2.11, sont présentées deux images obtenues sur la caméra du diagnostic d'ombroscopie : en (a) il n'y a pas d'impulsion laser intense, c'est-à-dire pas de plasma. Sur la figure 2.11 (b), un plasma est créé avant le passage de la sonde et sa présence est indiquée par les zones sombres sur l'image. L'ombroscopie permet la visualisation, à travers la modulation de l'éclairement vue par la caméra, des variations de densité du plasma, qui entraînent un changement d'indice du milieu. Autrement dit, ce diagnostic permet de confirmer la présence de plasma. De plus, il nous permet de positionner précisément, longitudinalement, la cellule par rapport au plan focal à environ 10  $\mu\text{m}$  près, ce qui est un paramètre crucial pour l'accélération laser plasma [128] et qui sera détaillé dans la partie suivante.

Finalement cette imagerie nous permet de contrôler la longueur interne de la cellule de gaz. Ces deux paramètres peuvent être modifiés en cours d'expérience et ce, de façon contrôlée grâce à ce diagnostic.

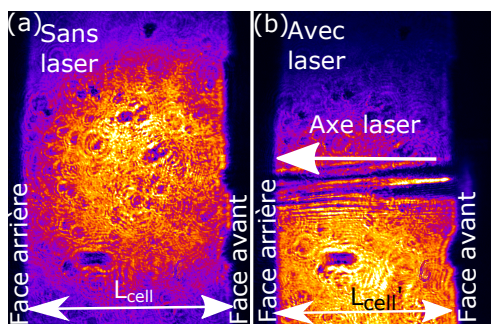


Figure 2.11 – Image d’ombroscopie (a) sans et (b) avec le laser 100 TW créant un plasma dans son sillage, plasma qui se détend au cours du temps

## 2.4.2 Diagnostic électrons

Il existe plusieurs diagnostics pour caractériser les propriétés des faisceaux d’électrons, adaptés aux paramètres que l’on souhaite mesurer, tels que :

- Profil spatial transverse : il est souvent mesuré à l’aide un scintillateur ([92, 129, 130]...). Les électrons excitent le scintillateur qui émet alors de la lumière. Il en existe plusieurs types dont une liste non exhaustive est présentée dans la référence [131]. On peut aussi utiliser des écrans radioluminescents à mémoire [132, 133, 134] qui disposent d’une fine couche de cristal permettant de stocker l’énergie de radiation captée mais ils doivent être scannés après l’expérience ce qui limite leur utilisation dans les expériences haute cadence. Finalement des fibres scintillatrices peuvent aussi permettre de diagnostiquer le faisceau d’électrons [135, 136] mais l’épaisseur des fibres limite la résolution spatiale.
- Charge : elle peut être mesurée par plusieurs outils dont une cavité de Faraday [137, 138], ou un ICT pour *Integrated Current Transformers* [19, 139]. Un ICT présente des limites quand utilisé dans le cadre de l’accélération laser plasma du fait de l’interaction avec le champ électromagnétique du faisceau laser [131]. L’utilisation de scintillateurs calibrés (sur accélérateurs conventionnels par exemple comme je le montrerai plus loin dans ce chapitre) permet d’avoir deux diagnostics en un puisqu’on pourra déterminer le profil transverse ainsi que la charge des faisceaux d’électrons [131].
- Durée : la mesure de durée extrêmement courte n’est pas directe et les techniques jusque là utilisées reposent sur la détection d’un évènement secondaire. On peut mesurer le rayonnement de transition cohérent (CTR pour *Coherent Transition Radiation*) émis par le paquet d’électrons à la traversée d’une interface matière-vide [107, 129, 140, 141]. On peut aussi détecter l’effet du champ magnétique induit par le faisceau d’électrons sur un faisceau laser pour en déduire la durée du paquet d’électrons [106]. La technique de Smith Purcell [142] utilise le fait qu’un faisceau d’électrons relativistes se propageant proche de la surface d’un réseau métallique émet un rayonnement cohérent. Les caractéristiques de ce rayonnement permettent de mesurer la durée du faisceau d’électrons [143]. Une démonstration de principe a très récemment été publiée en utilisant des faisceaux de protons issus de l’interaction entre un laser et une cible solide [144].
- Propriétés spectrales : les spectromètres généralement utilisés sont composés d’un dipôle permanent associé à un scintillateur comme dans les références [145, 146]. Parfois, des électro aimants sont utilisés [102]. Ces derniers permettent de faire varier le champ au sein de l’aimant et donc de s’adapter à l’énergie des électrons de la source. Néanmoins l’encombrement ainsi que le coût associés à ces instruments

les rend difficiles d'accès. Par exemple, le spectromètre utilisé dans [102] mesure 2.5 m de long.

- Émittance : c'est un paramètre du faisceau qui a déjà été mesuré grâce à une ligne de transport magnétique [112], en modifiant la position des éléments magnétiques. Mais aussi indirectement grâce aux caractéristiques de l'émission bêta-tron [104, 147] qui donnent des indications sur les dimensions du faisceau d'électrons à la source. La technique *pepper pot* [148, 149, 150] peut aussi permettre de déterminer l'émittance d'un faisceau. Cette méthode repose sur l'utilisation d'un masque, composé d'une matrice de trous et placé proche d'un scintillateur. Les caractéristiques des électrons passant à travers les trous du masque permettent de déterminer la divergence du faisceau entier ainsi que la dispersion en émittance du faisceau d'électrons. On a alors accès à une mesure de l'émittance du faisceau global.

Nous avons, lors de toutes les expériences présentées dans cette thèse, utilisé un scintillateur de type Lanex (Regular approvisionné chez EDM Imaging) qui émet un signal de scintillation à 546 nm. Il est composé d'une couche de poudre dont les grains ont une taille d'environ 7  $\mu\text{m}$  (donnée fournisseur). Plusieurs publications présentent la composition et étudient la réponse de ce type de dispositif irradié par des faisceaux d'électrons [131, 151, 152, 153]. Elles montrent que :

- le Lanex est composé de plusieurs couches protectrices qui entourent la partie scintillatrice (voir figure 2.12). L'énergie déposée dans la couche scintillatrice est constante à partir d'environ 1 MeV. Nous supposons donc que le signal émis par le Lanex est proportionnel au nombre de comptes obtenus sur la caméra lors de la conversion électrons-photons. Des électrons subMeV sont émis lors de l'interaction mais leur contribution au faisceau d'intérêt est supposée faible dans notre cas, leur divergence étant importante [154, 155, 156].
- l'émission du Lanex n'est pas homogène mais dépend de l'angle d'observation [157]. Ce sera donc un paramètre à prendre en compte lors de la conversion compte/électrons.
- l'écran Lanex sature à partir d'une certaine densité de charge. Sa réponse s'écarte d'une réponse linéaire à partir de  $66 \pm 33$  pC/mm<sup>2</sup> pour le Lanex regular [131].
- Hayakawa et al. [152] ont montré que la diffusion de la lumière au sein du Lanex diminue rapidement sa fonction de modulation de transfert (ou MTF). En effet ils ont montré que pour 10 lignes/mm, soit une structure de 100  $\mu\text{m}$ , le contraste entre 2 lignes devient de l'ordre de 10%. Il semble donc compromis de pouvoir utiliser ce type de diagnostic pour étudier une structure très fine du faisceau d'électrons typiquement de l'ordre de la centaine de  $\mu\text{m}$ . Un cristal de YaG pourrait être préféré au Lanex dans ce dernier cas [112, 158].
- L'intensité de fluorescence du Lanex décroît exponentiellement avec le temps d'observation selon une constante de temps d'environ 660  $\mu\text{s}$  [153].

Nous couvrons ensuite le Lanex de feuilles d'Aluminium (environ 30-150  $\mu\text{m}$ ) dans le but de le protéger du laser. On choisira l'épaisseur d'aluminium la plus fine possible puisque, comme cela sera détaillé dans la suite du manuscrit, dans la partie 3.3, la traversée par le faisceau d'électrons d'un matériau réduit son énergie, augmente sa dispersion en énergie et sa divergence en fonction de son épaisseur. Cela dit, au vu des énergies mises en jeu, de notre résolution en énergie, de l'épaisseur des matériaux concernés et de la distance entre l'Aluminium et la couche scintillatrice (les feuilles étant accolées à l'écran) ces effets seront négligeables ici.

Finalement le signal émis par le Lanex est imagé sur une caméra CCD 16 bits (Princeton ou Pixis). L'objectif utilisé sur la caméra est couvert d'un filtre passe-bande

autour de la longueur d'onde d'émission du Lanex qui permet d'atténuer le bruit associé à l'émission plasma et celle du laser ainsi que d'augmenter le rapport signal/bruit. Le montage expérimental typique est présenté en figure 2.12.

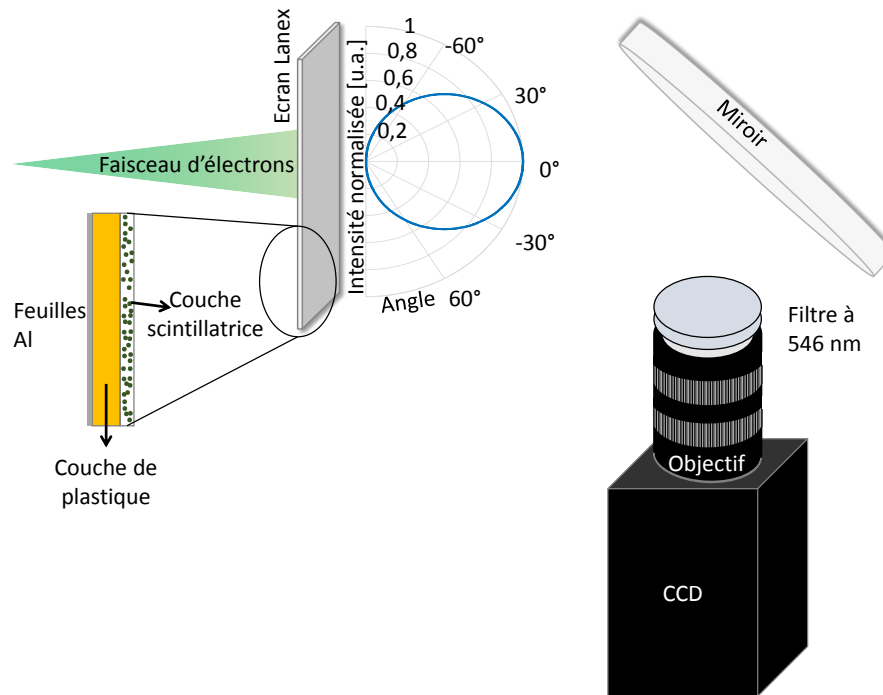


Figure 2.12 – Montage typique permettant l'acquisition des images du scintillateur.

Grâce à ce dispositif nous pouvons obtenir la position, la taille ainsi que la charge contenue dans le faisceau accéléré.

Afin d'obtenir des informations spectrales sur le faisceau, on utilise comme spectromètre un dipôle composé d'aimants permanents. Grâce à ce dispositif, les électrons sont déviés en fonction de leur vitesse, via la force de Lorentz définie comme :

$$\vec{F}_L = q\vec{v} \times \vec{B}$$

où  $q$  est la charge et  $\vec{v}$  la vitesse de la particule considérée et  $\vec{B}$  est le champ magnétique. Nous pouvons alors déterminer l'énergie du faisceau, sa taille suivant l'axe perpendiculaire à l'axe de dispersion ainsi que la charge contenue dans la bande spectrale considérée.

## 2.5 Méthode d'analyse des résultats

### 2.5.1 Le logiciel SIMION et les estimations d'erreurs sur les énergies électroniques

#### 2.5.1.1 Calcul de la courbe de dispersion

Dans cette partie ainsi que dans la suite du manuscrit, nous étudierons les propriétés des paquets d'électrons accélérés ou encore appelés **faisceaux électroniques** ainsi que les propriétés de ces mêmes faisceaux résolus spectralement, ceci à travers l'étude des **spectres électroniques**.

Comme mentionné précédemment, la dispersion des électrons dépend de leur énergie cinétique et du champ  $\vec{B}$  auquel ils sont soumis. La charge d'espace ne sera pas prise

en compte pour décrire la trajectoire des électrons. Lorsque le dipôle est placé sur la trajectoire électronique, celle-ci se divise en trois étapes :

- entre la source et le spectromètre, le faisceau se déplace en ligne droite
- le faisceau est dévié lors de son passage dans le dipôle
- une fois sortis du dipôle, les électrons retrouvent une trajectoire rectiligne

En première approximation, le champ peut-être considéré comme constant dans le dipôle et nul à l'extérieur. On peut alors calculer la trajectoire d'un électron relativiste dans le champ  $\vec{B}$ . L'électron est, dans ce cas, uniquement soumis à la force de Lorentz et on peut écrire :

$$\frac{\partial \vec{p}_e}{\partial t} = -e\vec{v}_e \times \vec{B}$$

où  $\vec{p}_e = \gamma m_e \vec{v}_e$ . En considérant la trajectoire rectiligne du faisceau et le champ suivant la seule direction y, la trajectoire de l'électron est un arc de cercle dont le rayon est le rayon de Larmor donné par :

$$R_L = \frac{m_e \gamma_e v_e}{eB} \quad (2.1)$$

qui peut aussi s'écrire :

$$R_L = \frac{m_e c}{eB} \sqrt{\left(\frac{\epsilon_e + m_e c^2}{m_e c^2}\right)^2 - 1} \quad (2.2)$$

avec  $\epsilon_e$  l'énergie cinétique de l'électron. Ce rayon est illustré sur la figure 2.15. Dans la suite de cette partie, seul le mouvement dans le plan de dispersion du dipôle sera considéré. Une fois ce rayon de Larmor connu, en considérant la trajectoire comme rectiligne en dehors du dipôle, on en déduit la relation position/énergie associée au montage expérimental appelée **courbe de dispersion**. En effet la position sur le Lanex est donnée, dans le cas où la longueur de l'aimant est bien inférieure au rayon de Larmor ( $l_a \ll R_L$ ), par :

$$X_d = \frac{l_a}{R_L} (l_a/2 + D)$$

avec  $l_a$  la dimension longitudinale de l'aimant, D la distance spectromètre-écran (telles que schématisées sur la figure 2.13 (a)) et  $X_d$  le déplacement des électrons par rapport à leur position non déviée. Pour des électrons dont l'énergie est  $\epsilon_e = 100$  MeV et pour un champ de  $B = 0.8$  T, le rayon de Larmor est d'environ 42 cm. Or la longueur du dipôle utilisé dans ce manuscrit est de 5.5 cm, l'hypothèse  $l_a \ll R_L$  est bien vérifiée ici. Le déplacement des électrons sur l'écran en fonction de leur énergie cinétique lorsque l'on néglige leur énergie de masse (par rapport à leur énergie cinétique) est donnée par :

$$\epsilon_e = \frac{eBl_a c(l_a/2 + D)}{X_d} \quad (2.3)$$

Pour augmenter la précision de la mesure, il est nécessaire d'établir une mesure réelle du champ dans le dipôle. Ensuite ces mesures sont implémentées dans le logiciel SIMION (voir site [159]) qui permet de calculer la trajectoire d'une particule chargée soumise à un champ donné. SIMION utilise une matrice de potentiel qui permet de définir la géométrie du système à étudier. Puis, à chaque point de la matrice peut être assigné un potentiel électrique qui peut aussi être interprété par le logiciel comme magnétique. Une fois la matrice de potentiel créée, il faut que le logiciel calcule, via un interpolation, le(s) champ(s) associé(s). Ensuite, il ne reste qu'à définir un ensemble de particules dont on veut connaître la trajectoire et pour lesquelles on définit l'énergie, la position et la divergence.

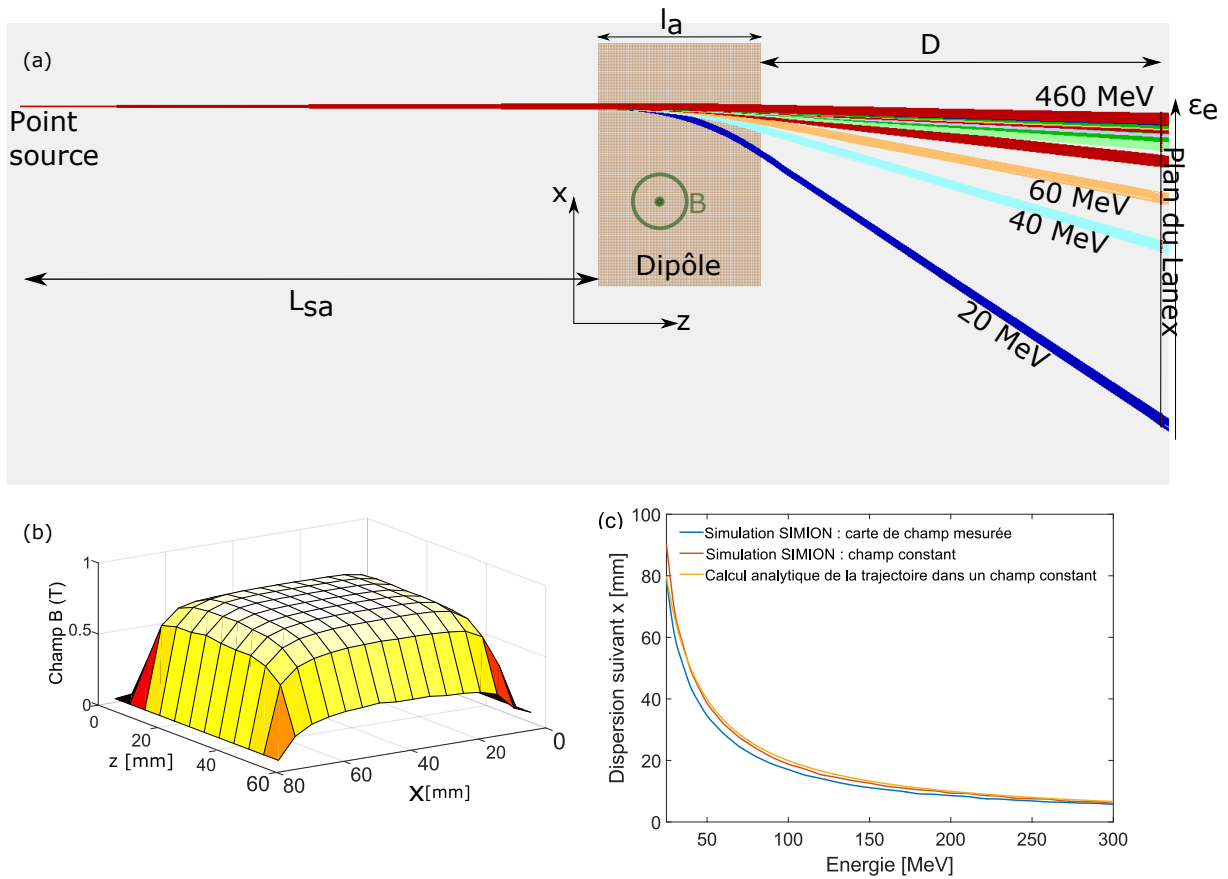


Figure 2.13 – (a) géométrie 2D typique utilisée dans nos expériences et trajectoires simulées par le logiciel SIMION pour un faisceau d'électrons d'énergies comprises entre 20 et 440 MeV, (b) carte de champ mesurée du dipôle et (c) courbe de dispersion obtenue par différentes méthodes de calcul : en bleu la carte de champ mesurée et intégrée à SIMION, en rouge un champ constant ( $B=0.82\text{T}$ ) dans SIMION et en jaune le calcul analytique d'une trajectoire d'électrons dans le champ du dipôle considéré constant.

La figure 2.13 reporte une image extraite du logiciel et présente la géométrie du système que l'on veut étudier (a), une carte de champ bi-dimensionnelle mesurée dans le dipôle (b) et trois courbes de dispersion obtenues par différentes méthodes (c). La courbe de dispersion a été calculée analytiquement, dans le cas d'un champ constant dans le dipôle, en utilisant l'équation (2.3). Elle a aussi été calculée en considérant un champ constant, c'est-à-dire un potentiel constant, le long du dipôle, avec SIMION. Ces deux courbes se superposent. En revanche, si on prend en compte la carte de champ mesurée, dans SIMION, on obtient une courbe de dispersion différente des deux précédentes. Cet écart peut en effet atteindre 15% dans la gamme  $[20 - 300]$  MeV.

Il apparaît que cette configuration expérimentale nous permet de résoudre les électrons jusqu'à une centaine de MeV et qu'ensuite le spectromètre devient peu résolvant.

### 2.5.1.2 Estimation des sources d'erreurs

Comme illustré en figure 2.14, des électrons de même énergie mais dont la divergence est différente ne vont pas être à la même position sur le Lanex, symbolisé par la double flèche bleue. Comme cela est présenté pour la partie du faisceau d'électrons à 70 MeV, dans le plan du Lanex, il y a une dispersion en position associée à une dispersion en énergie évaluée, qui est notée  $\Delta\epsilon_{ed}$  (en bleu) mais qui n'est pas une dispersion d'énergie réelle. Puisque nous ne pouvons avoir accès à la position du faisceau et à son spectre sur

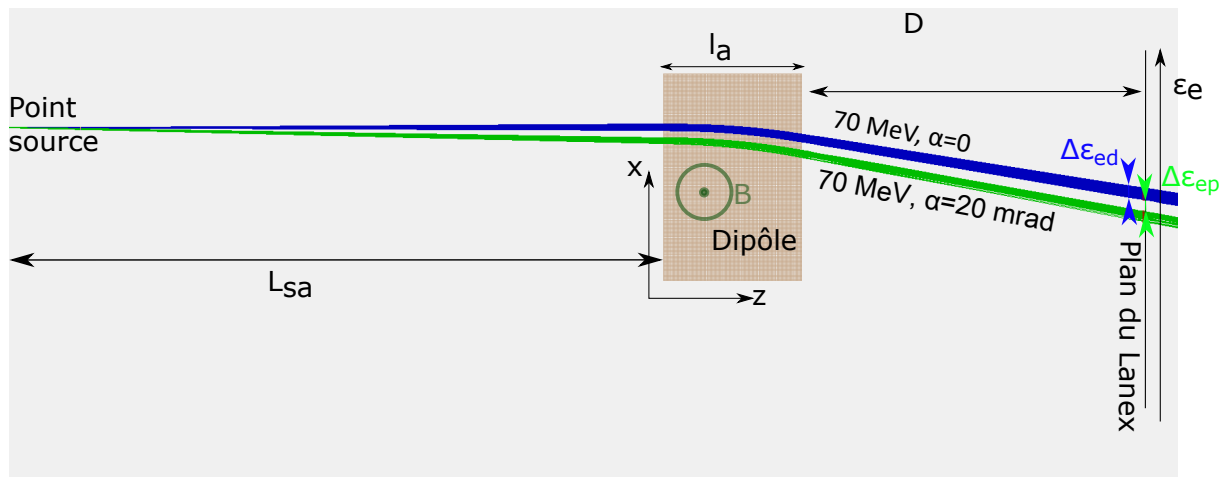


Figure 2.14 – Simulation de trajectoires réalisée avec SIMION, permettant d'illustrer l'erreur commise sur l'énergie due à la divergence du faisceau ( $\Delta\epsilon_{ed}$ ) et à sa fluctuation de pointé ( $\Delta\epsilon_{ep}$ ).

le même tir, le même type d'erreur peut s'appliquer concernant la fluctuation de pointé  $\Delta\epsilon_{ed}$  (en vert). Finalement nous répertorions 4 sources d'erreurs qui sont inhérentes au montage :

- l'angle d'incidence des électrons dans le spectromètre
- la fluctuation de pointé
- la précision des mesures sur les distances dipôle-écran ou bien de mesure du champ magnétique
- la discrétisation du spectre en énergie sur des canaux de la taille d'un pixel associé à l'imagerie

La divergence correspond à la distribution angulaire des électrons du faisceau et le pointé représente la direction moyenne du faisceau.

### A/ Influence de l'angle d'incidence sur l'évaluation de l'énergie.

L'effet de l'angle d'incidence est schématisé sur la figure 2.15. Un électron rentre dans le spectromètre avec un angle d'incidence  $i$  par rapport à la normale au dipôle au point d'entrée. Cet angle correspond à une erreur sur la longueur de l'aimant donnée par  $l'$  et une erreur  $x'$  sur la position d'entrée dans l'aimant. Or, on peut montrer que

$$l' = R_L \sin(i) \quad (2.4)$$

De plus

$$x' = R_L (1 - \cos(i)) \quad (2.5)$$

Il faut aussi prendre en compte l'erreur commise sur la position d'entrée dans l'aimant due à la divergence du faisceau sur la distance  $L$  entre la source d'électrons et le dipôle  $x'_2$  et qui s'écrit :

$$x'_2 = L \tan(i) \quad (2.6)$$

Finalement, en utilisant l'équation (2.3), l'incertitude sur l'énergie des électrons introduite par l'angle d'incidence des électrons dans le spectromètre est donnée par :

$$\left[ \frac{\Delta\epsilon_e}{\epsilon_e} \right]_{div} = \left( \frac{1 + D/l_a}{l_a/2 + D} \right) R_L \sin(i) + \frac{R_L (1 - \cos(i))}{X_d} + \frac{L \tan(i)}{X_d} \quad (2.7)$$

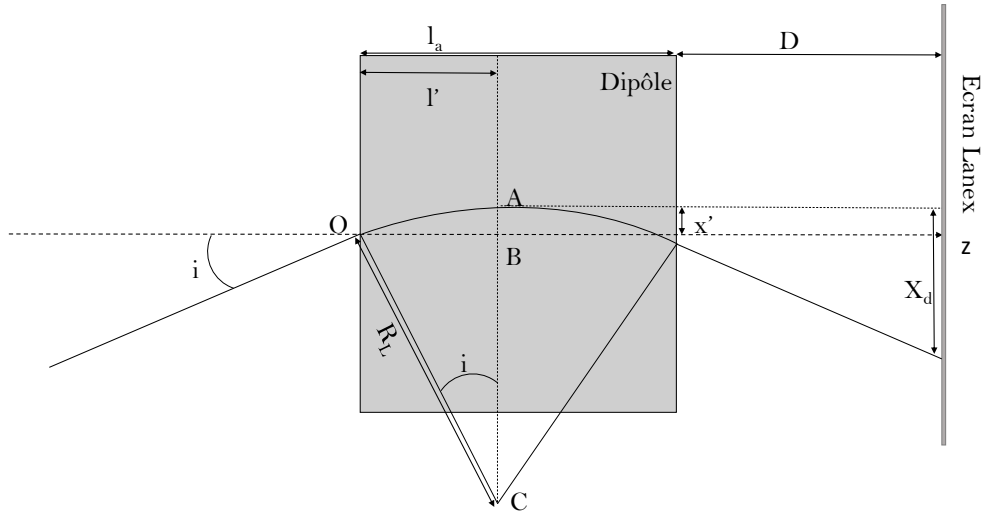


Figure 2.15 – Schéma représentant la trajectoire d'un électron entrant dans le spectromètre avec un angle d'incidence  $i$  par rapport à l'axe  $(Oz)$ .

### B/ Influence du pointé sur l'évaluation de l'énergie.

Étant donné que nous n'avons pas accès au faisceau et au spectre sur le même tir, une variation de pointé du faisceau dans le plan d'entrée du spectromètre, c'est-à-dire que le faisceau ne rentre pas dans le spectromètre à la même position que le précédent, influe sur l'énergie estimée. Autrement dit la position de référence du faisceau varie, entraînant un déplacement sur l'écran de détection et donc une erreur sur la détermination de l'énergie. En utilisant l'équation (2.3), cette incertitude sur l'énergie peut s'exprimer comme :

$$\left[ \frac{\Delta \epsilon_e}{\epsilon_e} \right]_{pointe} = \frac{\sigma_x}{X_d} \quad (2.8)$$

où  $\sigma_x$  est l'écart type de la fluctuation de pointé du faisceau d'électrons.

Un collimateur placé à l'entrée du dipôle réduit l'influence de ces 2 paramètres (fluctuations de pointé et divergence) et permet de diminuer significativement l'erreur commise sur l'estimation de l'énergie. En contrepartie, la charge obtenue est réduite elle aussi.

### C/ Calcul d'erreur totale commise sur l'évaluation de l'énergie des électrons.

Lorsque l'on prend en compte l'erreur commise sur les mesures du champ et des longueurs on a une erreur totale donnée par :



$$\frac{\Delta\epsilon_e}{\epsilon_e} = \frac{\Delta B}{B} + \left( \frac{1 + D/l_a}{l_a/2 + D} \right) [\Delta l_a + R_L \sin(i)] + \left( \frac{1}{l_a/2 + D} \right) \Delta D + [\Delta x + R_L(1 - \cos(i)) + L \tan(i) + \sigma_x] \frac{1}{X_d} \quad (2.9)$$

avec  $\Delta B$  est l'erreur commise sur la mesure du champ magnétique,  $\Delta x$  est l'erreur de position sur le Lanex associée à la discrétisation de l'image en pixel et  $\Delta l_a$  est l'erreur sur la dimension du dipôle. Les autres variables sont reportées sur la figure 2.15.

Plusieurs montages expérimentaux ont été mis en place en fonction des objectifs de chaque expérience. Nous avons choisi des paramètres correspondant à une configuration typique utilisée pour estimer l'erreur commise sur la mesure d'énergie reportée sur la figure 2.16. Les éléments sont les suivants :

- une distance entre la source et l'aimant de  $L_{sa} = 240$  mm
- un spectromètre de longueur  $l_a = 55$  mm avec une erreur commise sur l'estimation de la longueur de  $\Delta l_a = 0.5$  mm
- un champ  $B = 0.82$  T avec une erreur de détermination du champ de  $\Delta B = 0.05$  T
- le dipôle est situé à une distance  $D = 120$  mm avec une erreur associée de  $\Delta D = 0.5$  mm
- une calibration spatiale de l'imagerie du Lanex de  $0.185$  mm/pix
- un faisceau dont la fluctuation de pointé est de  $\sigma_x = 1$  mm
- la divergence des électrons est de  $i = 10$  mrad

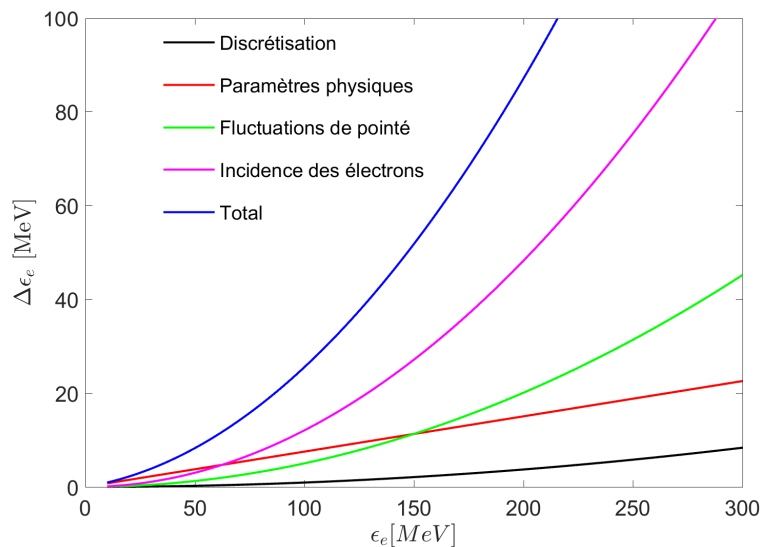


Figure 2.16 – Erreur commise sur l'évaluation de l'énergie des électrons pour un montage représentatif de ceux utilisés pendant ma thèse en fonction de leur énergie réelle. Les paramètres pris en compte sont :  $L_{sa} = 240$  mm,  $l_a = 55$  mm,  $\Delta l_a = 0.5$  mm,  $B = 0.82$  T,  $\Delta B = 0.05$  T,  $D = 120$  mm,  $\Delta D = 0.5$  mm, une calibration spatiale de l'imagerie du Lanex de  $0.185$  mm/pix,  $\sigma_x = 1$  mm et une divergence de  $10$  mrad

Sur cette figure, les différentes contributions à l'erreur sur l'estimation de l'énergie ainsi que la somme de ces contributions sont indiquées en fonction de l'énergie réelle

des électrons. La contribution des "paramètres physiques" correspond aux erreurs de mesures sur le champ magnétique et sur les distances. Finalement pour la gamme d'énergie d'intérêt dans notre cas, autour de 70 MeV, l'erreur est d'environ 14 MeV. On peut imaginer mettre en place une fente sur ce système, c'est-à-dire en conservant les mêmes erreurs sur les paramètres physiques mais en limitant la position d'entrée du faisceau dans le dipôle. Dans ce cas, pour diviser l'erreur sur l'énergie par deux, il faudrait une fente dont la largeur interne limiterait la divergence du faisceau à 2 mrad placée sur le centre du faisceau. La charge serait alors réduite d'un facteur 5 en moyenne.

## 2.5.2 La calibration en charge du système de détection

Afin de connaître la charge produite par notre source d'électrons, nous avons utilisé un accélérateur conventionnel disponible au CEA, ALIENOR [160], afin de calibrer notre système d'imagerie. Cette source d'électrons fournit un faisceau à une cadence de 10 Hz, une énergie de  $10 \text{ MeV} \pm 2 \text{ MeV}$ , une charge maximale de 50 nC et d'une durée de 5 à 10 ns. Les électrons générés grâce au laser UHI100 sont accélérés à de plus hautes énergies. Cependant, comme nous l'avons vu précédemment, à partir de 1 MeV l'énergie déposée par les électrons sur le Lanex est quasi constante quelque soit leur énergie [151].

Nous avons transporté le système de détection du Lanex à la caméra, mais aussi le hublot de visualisation (qui assure le passage air-vide du signal d'émission du LANEX vers la caméra), pour prendre en compte les contributions de tous les éléments de notre système de détection. Le dispositif expérimental est reporté sur la figure 2.17 (a). Sur l'accélérateur ALIENOR, le faisceau d'électrons est transporté sous vide jusqu'à une fenêtre de  $750 \mu\text{m}$  d'épaisseur de titane. Il interagit ensuite avec notre Lanex positionné perpendiculairement à son axe de propagation. La feuille de Lanex est imagée par notre caméra 16 bits Roper Scientific à travers un hublot grâce à un miroir 4 pouces. Sur cette installation, la charge est déterminée grâce à une cavité de Faraday. L'intégration temporelle de la mesure de tension délivrée par la cavité de Faraday enregistrée sur un oscilloscope est proportionnelle à la charge du paquet d'électrons. Une trace typique enregistrée pendant la campagne de calibration est présentée en figure 2.17 (b).

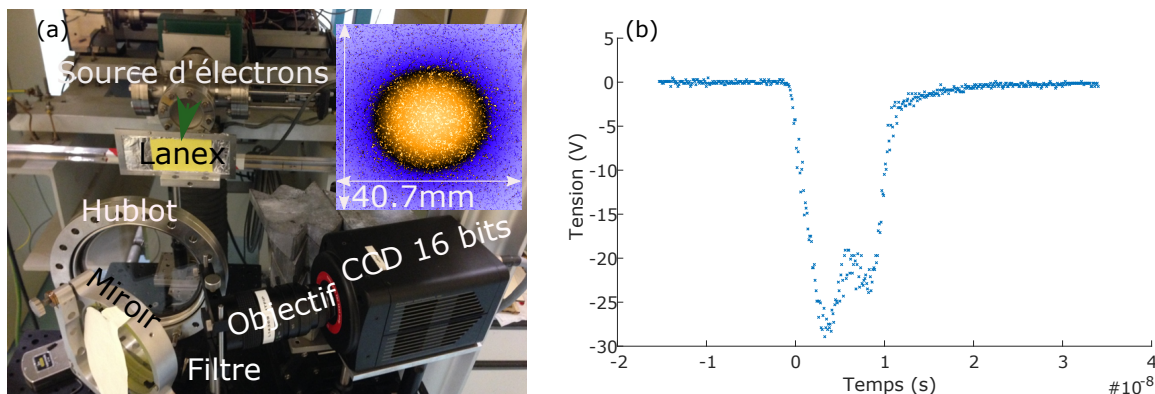


Figure 2.17 – (a) photographie du montage expérimental avec en insert une image du faisceau d'électrons sur le Lanex. (b) évolution temporelle de la tension enregistrée par la cavité de Faraday.

Une campagne a été menée pour identifier les valeurs de transmission de chaque élément du dispositif expérimental contribuant à la mesure de la charge tout en veillant à rester sous le seuil de saturation donné par [131] de  $66 \pm 33 \text{ pC}$  pour un Lanex Regular comme celui que nous utilisons. En plus de l'angle sous lequel est observé le Lanex, l'autre paramètre à prendre en compte lors d'un changement de configuration de l'expérience est

l'angle solide de collection. En effet plus ce dernier est faible, lors de l'éloignement du détecteur par rapport au scintillateur par exemple, moins le nombre de comptes sera important. Finalement la valeur obtenue pour cette calibration est de  $6.7 \pm 1.1 e^-/\text{compte}$ . Cette valeur est en bon accord avec celle déterminée dans la référence [131].

### 2.5.3 Le traitement des images

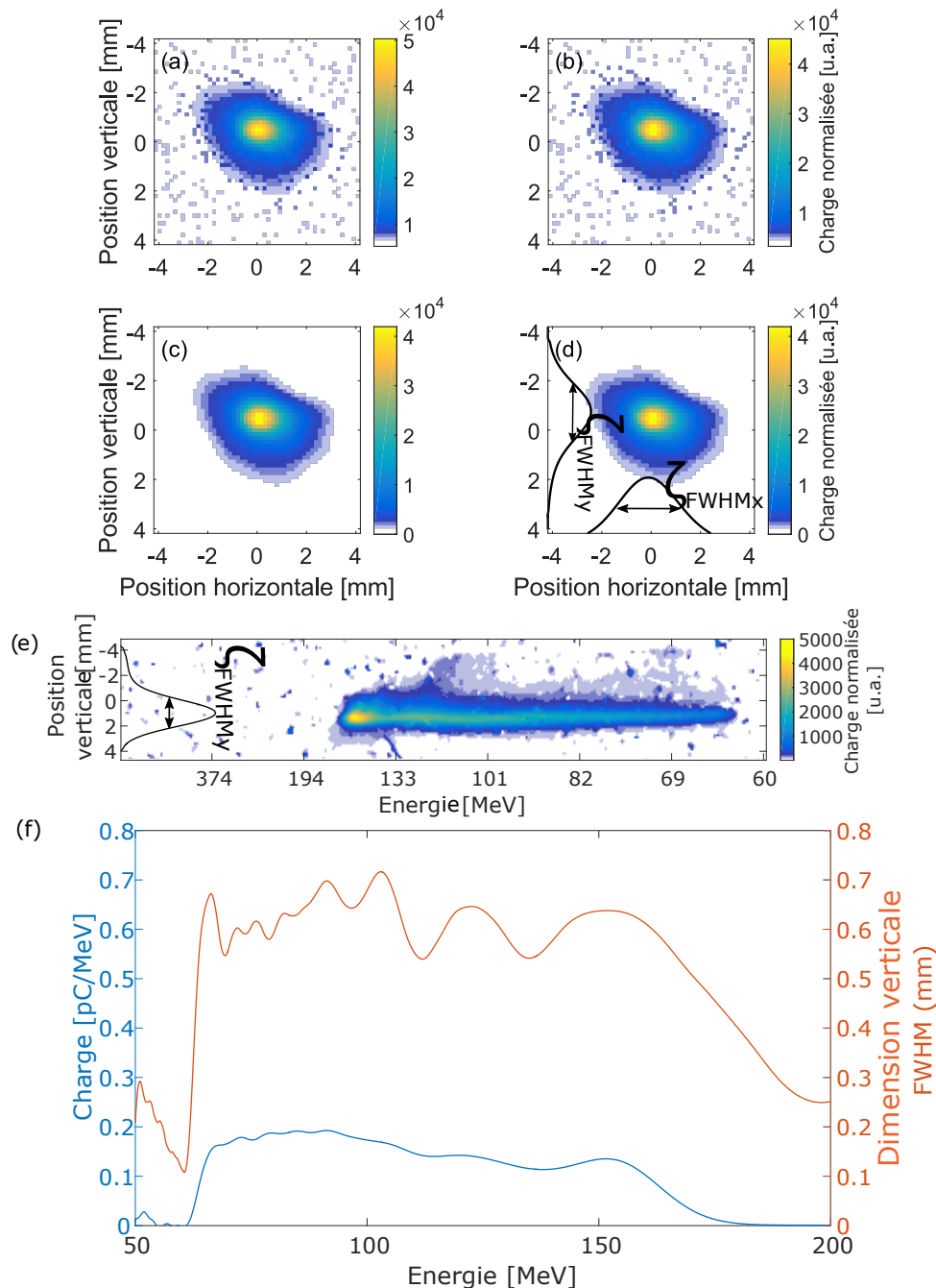


Figure 2.18 – (a) image de référence puis illustration des 2 étapes de traitement du bruit (b) filtre médian appliqué puis (c) soustraction du bruit. (d) profils vertical et horizontal avec la taille FWHM. (e) spectre en énergie, densité de charge (courbe bleue) et (f) dimension transverse du spectre résolue en énergie (courbe rouge).

Les images contiennent un bruit provenant du laser et de ses réflexions sur les parois des enceintes, de l'émission du plasma ou de l'interaction d'une partie du faisceau d'électrons avec les éléments présents sur son trajet. Il est primordial de pouvoir éliminer

ce bruit, notamment pour pouvoir fournir une évaluation précise de la charge du paquet d'électrons. Pour ce faire un filtre médian est appliqué puis le niveau de signal moyen d'une zone jouxtant la zone d'intérêt est calculé et retiré au signal de la zone à traiter. Un exemple de réduction du bruit sur les images enregistrées par la caméra PRINCETON est reporté sur la figure 2.18. On présente un exemple de traitement du bruit sur la figure 2.18 qui reporte une image enregistrée (a), puis une image dont le bruit a été soustrait (b) et enfin l'effet du filtre médian (c).

Une fois cela fait, on distingue 2 types d'images : les images des faisceaux d'électrons 2.18 (d) et les spectres électroniques 2.18 (e). À partir d'images de faisceaux d'électrons, on peut alors accéder à la position du faisceau obtenue en calculant le barycentre du faisceau suivant les axes horizontal et vertical. Cette donnée permet de calculer la fluctuation de pointé du faisceau d'électrons. La divergence (FWHM) du paquet est obtenue en divisant la dimension transverse (FWHM) par la distance entre la source et l'écran. Concernant la divergence du paquet, nous considérons que le faisceau d'électrons se déplace en ligne droite et elle est donnée par :

$$\theta_e = \frac{\zeta_{ecran} - \zeta_{source}}{D_{source-ecran}}$$

où  $D_{source-ecran}$  est la distance source-écran et  $\zeta$  est la taille du faisceau. Or la taille de source est donnée par les simulations PIC comme étant de l'ordre de la dimension transverse de l'onde de sillage, soit quelques  $\mu\text{m}$ . De plus, la taille des faisceaux d'électrons sur l'écran est millimétrique. Donc  $\zeta_{source}$  devient négligeable devant  $\zeta_{ecran}$  et on a finalement :

$$\theta_e \approx \frac{\zeta_{ecran}}{D_{source-ecran}}$$

À partir des images des spectres électroniques, nous obtenons la divergence du faisceau suivant l'axe perpendiculaire à celui de la dispersion et la charge, toutes deux résolues en énergie. Le spectre est obtenu par intégration de l'image dans le plan perpendiculaire à la dispersion du dipôle. Un exemple est donné sur la figure 2.18 (f).

## 2.6 Conclusion

Les diagnostics nécessaires à l'estimation de l'intensité sur cible ont été présentés. De plus, la densité à l'intérieur de la cible a été mesurée transversalement et estimée longitudinalement grâce à des simulations fluides tridimensionnelles. Nous allons donc pouvoir déterminer le régime dans lequel le laser et le plasma interagissent.

Nous sommes aussi en mesure de déterminer les propriétés des faisceaux accélérés dans ce régime (reproductibilité, charge, divergence, propriétés spectrales...). Dans le chapitre suivant, seront détaillées l'optimisation de la source d'électrons en fonction des différents paramètres expérimentaux ainsi que la mise en forme optique du faisceau d'électrons et l'étude de l'effet de la traversée d'une feuille d'aluminium sur les propriétés du faisceau d'électrons relativistes.



# Chapitre 3

## Contrôle de la source d'électrons

### Sommaire

---

<b>3.1</b>	<b>Influence des différents paramètres expérimentaux sur la source électronique . . . . .</b>	<b>59</b>
3.1.1	Influence du pourcentage d'impuretés . . . . .	60
3.1.2	Densité de gaz . . . . .	62
3.1.3	Énergie laser . . . . .	65
3.1.4	Durée d'impulsion . . . . .	66
3.1.5	Position du foyer laser dans la cellule . . . . .	68
3.1.6	Longueur de cellule . . . . .	69
3.1.7	Conclusions . . . . .	71
<b>3.2</b>	<b>Mise en forme par méthode optique du faisceau d'électrons relativistes . . . . .</b>	<b>73</b>
3.2.1	Problématique . . . . .	73
3.2.2	Mise en forme du faisceau laser . . . . .	75
3.2.3	Influence du profil laser sur le faisceau d'électrons . . . . .	80
<b>3.3</b>	<b>Influence de la traversée d'un plasma sur le faisceau d'électrons accélérés . . . . .</b>	<b>82</b>
3.3.1	Problématique . . . . .	83
3.3.2	Dispositif et résultats expérimentaux . . . . .	85
<b>3.4</b>	<b>Conclusions . . . . .</b>	<b>93</b>

---

Dans ce chapitre, l'influence des différents paramètres expérimentaux sera présentée et comparée aux modèles qui décrivent l'interaction laser plasma dans ces conditions. Une fois les conditions optimales de génération décrites, la mise en forme optique de ces faisceaux d'électrons sera abordée et enfin l'influence de la traversée par le faisceau d'un plasma sera quantifiée. La finalité est de comprendre comment se comporte la source pour la manipuler ensuite.

### 3.1 Influence des différents paramètres expérimentaux sur la source électronique

Dans cette section, l'effet des paramètres expérimentaux sera caractérisé à la lumière des outils (théoriques ou de simulations) dont nous disposons pour finalement montrer qu'il est possible de générer des faisceaux stables sur l'installation, faisceaux dont nous

présenterons les propriétés dans le cas général et après optimisation. Dans ce chapitre et le prochain des notations seront adoptées pour décrire les paramètres de l'interaction :  $I_0$  désigne l'intensité,  $\tau_0$  la durée d'impulsion laser (FWHM sur l'intensité),  $L_{cell}$  est la longueur de la cellule,  $z_F$  est la position du foyer dans la cellule en prenant pour origine la partie interne de la face avant (voir figure 2.10) et  $n_e$  la densité électronique.

### 3.1.1 Influence du pourcentage d'impuretés

Nous avons introduit et décrit dans la partie 1.5.2 le mécanisme d'injection par ionisation. Nous avons choisi d'utiliser ce processus particulier pour produire nos faisceaux d'électrons dans la majorité des expériences présentées dans ce manuscrit. Je décris ici les caractéristiques des faisceaux d'électrons obtenus. Le gaz utilisé lors des expériences présentées dans ce manuscrit est du dihydrogène ( $H_2$ ) et une quantité variant de 1 à 5% de diazote ( $N_2$ ). L'effet sur la charge mais aussi sur les spectres obtenus est très important.

#### 3.1.1.1 Faisceaux d'électrons

La figure 3.1 reporte la charge des faisceaux obtenus dans les mêmes conditions expérimentales avec du dihydrogène pur et avec l'ajout d'1% d'impuretés. Dans ce cas, l'ajout d'1% de diazote permet l'augmentation de la charge d'un facteur 7.8. Ceci correspond à ce qui a déjà été rapporté dans la littérature [83, 84].

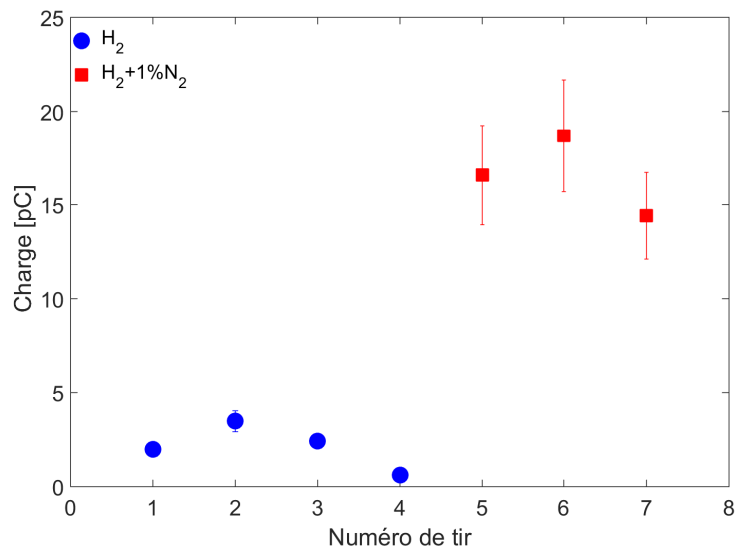


Figure 3.1 – Charge des faisceaux d'électrons obtenus avec du dihydrogène pur ou un mélange  $H_2 + 1\% N_2$ . Les ronds bleus représentent les résultats obtenus avec l'hydrogène pur tandis que les carrés rouges ont été obtenus avec le mélange. Ici  $I_0 = 3.1 \times 10^{18} \text{ W/cm}^2$ ,  $\tau_0 = 31.6 \text{ fs}$ ,  $z_F = 1.25 \text{ mm}$ ,  $L_{cell} = 1.5 \text{ mm}$  et  $n_e = 1.3 \times 10^{19} \text{ e}^-/\text{cm}^3$ .

	Fluctuations de pointé [mrad]	Divergence [mrad]	Charge [pC]
$H_2$	$8.4 \times 7.3$	$(3.5 \times 3) \pm (0.1 \times 1)$	$2.1 \pm 1.2$
$H_2 + 1\% N_2$	$6.3 \times 7.6$	$(5 \times 3.5) \pm (1.5 \times 0.4)$	$16.6 \pm 2.1$

Tableau 3.1 – Tableau présentant les propriétés des faisceaux obtenus pour de l'hydrogène pur et pour un mélange  $H_2 + 1\% N_2$ . Les conditions expérimentales sont les mêmes que celles qui ont permis d'obtenir les résultats reportés sur la figure 3.1.

La figure 3.2 (a) représente la position relative et la taille (proportionnelle aux dimensions des ellipses) des faisceaux obtenus pour une série de tirs réalisés dans les mêmes conditions expérimentales pour  $H_2$  et  $H_2 + 1\%N_2$ . Pour ces résultats comme pour les suivants, la position est présentée relativement à la position moyenne lors de la série de tirs. La divergence et la fluctuation de pointé sont semblables entre  $H_2$  et  $H_2 + 1\%N_2$ . Le rapport entre les tailles des faisceaux obtenus avec  $H_2 + 1\%N_2$  et  $H_2$  est de  $1.4 \times 1.2$  selon la direction horizontale ou verticale respectivement, et  $0.75 \times 1.2$  pour la fluctuation de pointé. Les valeurs sont reportées dans le tableau 3.1.

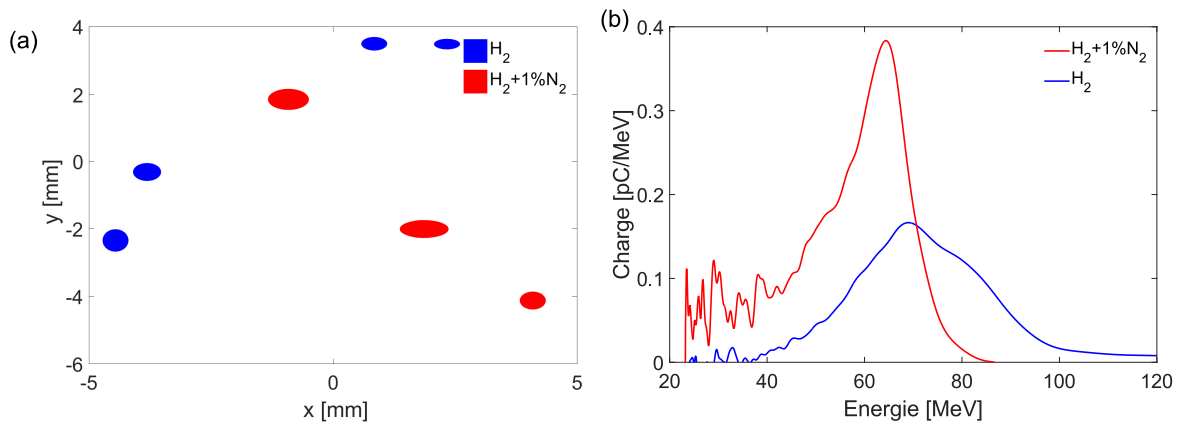


Figure 3.2 – (a) position, dimensions transverses (proportionnelles aux dimensions des ellipses) et charge des faisceaux d'électrons obtenus avec du dihydrogène pur ou un mélange  $H_2 + 1\%N_2$ . (b) spectres associés. Les conditions expérimentales sont les mêmes que celles qui ont permis d'obtenir les résultats reportés sur la figure 3.1.

### 3.1.1.2 Spectres électroniques

La figure 3.2 (b) présente deux spectres obtenus dans les mêmes conditions expérimentales avec  $H_2$  pur et avec 1% de  $N_2$ . L'ajout d'impuretés permet d'augmenter la charge d'un facteur 1.6 dans la gamme [30-200] MeV. Si l'on compare le rapport de charge des faisceaux produits avec  $H_2 + 1\%N_2$  sur celle produite avec  $H_2$  pur (7.8), et le rapport de charge contenue dans la gamme d'énergie [30-200] MeV avec et sans impuretés (1.6), on peut conclure que le faisceau d'électrons produit avec des impuretés comporte une part importante d'électrons d'énergie inférieure à 30 MeV.

L'effet d'augmentation de la charge peut simplement être expliqué par le fait que le seuil d'intensité pour injecter les électrons du diazote dans l'onde plasma, soit  $a_0 = 1.7$  [84], est plus faible que dans le cas de l'auto injection, soit  $a_0 = 3.8$  [86].

La proportion d'impuretés utilisée au cours de la majorité des travaux présentés ici a été de 1%. Cependant nous avons voulu voir l'effet d'une variation de cette proportion sur les faisceaux obtenus. Pour cela, nous avons testé un mélange  $95\%H_2 + 5\%N_2$ . Les résultats ne sont pas présentés ici mais suivent ceux présentés dans des publications précédentes (exemple : [82]). Le gain de charge entre 1% et 5% d'impuretés est moindre que celui obtenu entre  $H_2$  et  $H_2 + 1\%N_2$ . En effet lorsque la charge injectée devient importante, l'effet du *beam loading* ne peut plus être négligé. Dans ce cas, le champ associé aux particules injectées dans l'onde de plasma compense partiellement le champ du sillage laser. Le puit de potentiel associé à ce champ résultant est alors moins important. Finalement l'injection d'électrons dans l'onde plasma est stoppée.



### 3.1.2 Densité de gaz

La densité de gaz joue un rôle majeur sur les propriétés du faisceau d'électrons. Dans un premier temps, l'interaction avec le laser est profondément modifiée lors d'un changement de densité, ce dernier impactant les phénomènes d'autofocalisation, d'auto compression et plus généralement la propagation de l'impulsion. Lorsque la densité électronique atteint des valeurs très importantes, typiquement supérieures à  $2 - 3 \times 10^{19} \text{ e}^-/\text{cm}^3$  dans nos conditions expérimentales, le laser peut alors se distordre [52] et filamenter, modifiant les propriétés du faisceau d'électrons. Ces valeurs de densités sont évidemment dépendantes de l'énergie de l'impulsion, de sa durée, de la longueur du plasma ... Dans de telles conditions d'interaction le laser développe un front montant très abrupt, entraînant une déformation importante de la bulle et éventuellement l'injection continue d'électrons dans le cas de l'auto injection [108]. Finalement, la densité du plasma définit sa longueur d'onde et sa modification entraîne une variation des caractéristiques du milieu accélérateur. Ces caractéristiques sont notamment : la longueur de déphasage, de dépletion, le gradient accélérateur ... qui ont été explicités dans le chapitre 1. Une valeur idéale permettant de générer des faisceaux de bonnes qualités devra donc être déterminée.

#### 3.1.2.1 Faisceaux d'électrons

L'effet de la densité électronique sur les faisceaux d'électrons, en limite du seuil d'injection, est reporté sur la figure 3.3. Sur ces figures sont représentées la position relative (a), la divergence (b), la charge moyenne (c) ainsi que la déviation standard associée en fonction de la densité électronique. La figure 3.3 (d) présente des images du faisceau d'électrons sur le Lanex obtenues pour une densité électronique croissante. La première chose que l'on remarque est l'existence d'un seuil de densité électronique pour l'injection. En effet, dans ces conditions expérimentales, pour une densité inférieure à  $3.1 \times 10^{18} \text{ e}^-/\text{cm}^3$ , aucun faisceau d'électrons n'a été obtenu. Cette densité correspond à une puissance critique de 9.6 TW pour laquelle on peut considérer que le phénomène d'autofocalisation se déclenche puisqu'elle est légèrement inférieure à la puissance contenue dans la tache focale : 14 TW.

L'existence d'une densité seuil d'injection dans le cadre de l'injection assistée par ionisation s'explique par plusieurs causes. Tout d'abord il faut atteindre une valeur d'intensité suffisamment élevée pour ioniser les électrons des couches internes du diazote. Or, l'intensité nécessaire pour produire  $\text{N}^{6+}$  est de  $I \approx 6 \times 10^{18} \text{ W}/\text{cm}^2$  [161]. Cet éclairage étant supérieur à celui atteint dans le vide avec nos moyens de focalisation, cela signifie qu'il est nécessaire de disposer d'une densité suffisamment élevée pour dépasser le seuil d'autofocalisation :  $P > P_C$ . Une fois les électrons libérés, ils doivent être injectés dans l'onde plasma. Pour cela, l'électron doit subir une différence de potentiel supérieure à un seuil qui dépend directement de la vitesse de groupe du laser. Cette vitesse de groupe étant intrinsèquement liée à la densité du plasma, plus le plasma est dense, plus cette vitesse est faible, ce qui facilite l'injection des électrons dans l'onde plasma. Cette différence de potentiel varie avec la densité, ainsi qu'avec la durée d'impulsion. La densité optimale sera donc clairement dépendante des autres paramètres expérimentaux.

Les premiers faisceaux obtenus juste au dessus du seuil d'injection sont moins reproductibles que ceux obtenus ensuite. La reproductibilité est représentée par les barres d'erreur sur les figures 3.3 (a), (b) et (c) qui correspondent à la déviation standard à la valeur associée sur une série de tirs dans les mêmes conditions.

Sur la figure 3.3 (a), on remarque que la densité a un rôle assez faible sur la position des faisceaux sur l'axe vertical ou horizontal.

Par contre la divergence augmente sensiblement avec la densité dans les deux di-

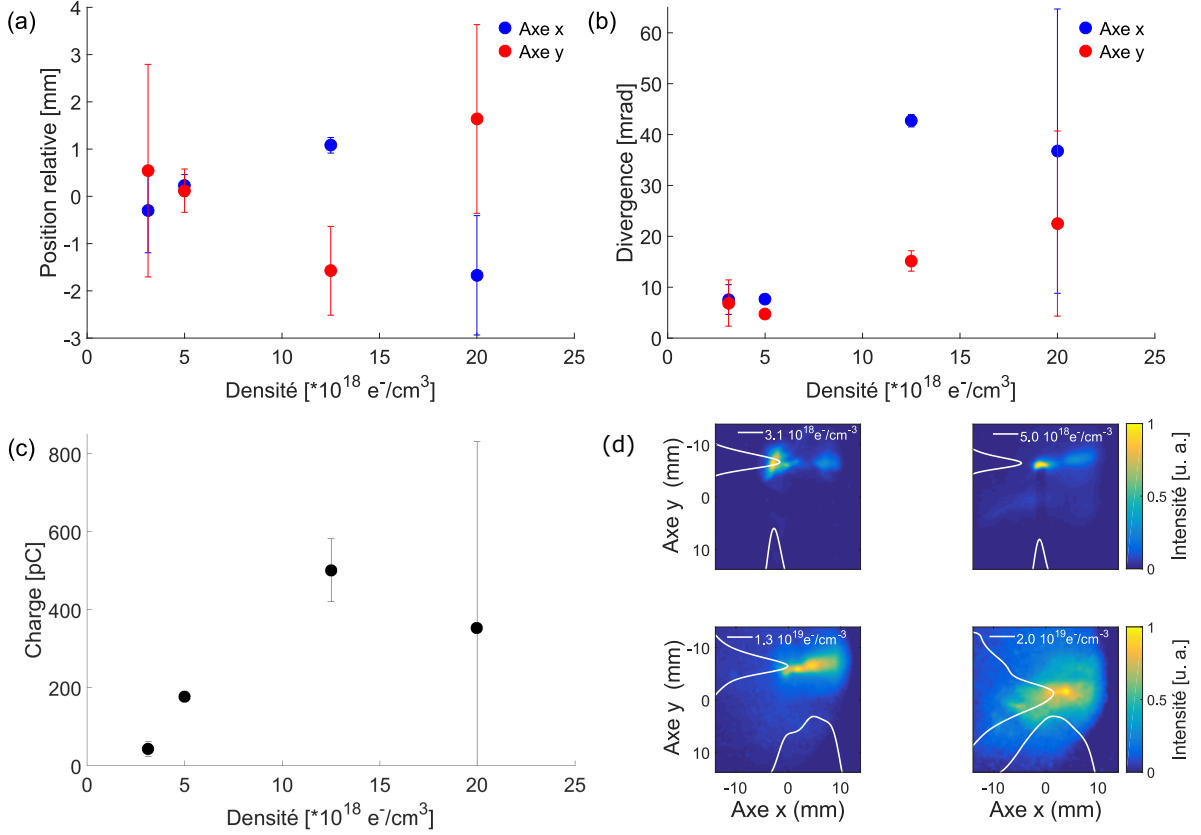


Figure 3.3 – Moyenne et déviation standard (barres d’erreur verticales) de (a) la position, (b) la divergence et (c) la charge des faisceaux d’électrons obtenus en fonction de  $n_e$ . (d) images associées obtenues sur le Lanex pour ces densités (correspondant à un tir). Ici  $I_0 = 2.3 \times 10^{18} \text{ W}/\text{cm}^2$ ,  $\tau_0 = 39 \text{ fs}$ ,  $z_F = 1.25 \text{ mm}$ ,  $L_{cell} = 2.9 \text{ mm}$ , dans un mélange de 95% $\text{H}_2 + 5\%\text{N}_2$ .

rections x et y, plus précisément d’un facteur  $4.2 \times 3.8$  respectivement, pour une densité électronique variant de  $5 \times 10^{18}$  à  $2 \times 10^{19} \text{ e}^-/\text{cm}^3$ . Le fait que la divergence des faisceaux soit plus importante sur l’axe horizontal est dû à la polarisation du laser alignée dans cette direction. Ce phénomène est discuté dans la référence [162]. De plus, lors de certaines expériences, pour des raisons d’encombrement, le dipôle ne pouvant pas être éloigné de l’axe du faisceau d’électrons de plus de 10 cm, les électrons de basses énergies (autour du MeV) peuvent subir le champ de fuite de ce dernier, induisant une déviation des électrons dans le plan horizontal.

Finalement la charge des paquets d’électrons devient plus importante lorsque la densité croît. On enregistre une augmentation d’un facteur 2.4 sur la plage de densité comprise entre  $5 \times 10^{18}$  et  $2 \times 10^{19} \text{ e}^-/\text{cm}^3$ .

La divergence ainsi que la charge augmentent donc en même temps que la déviation standard associée. Ceci est dû au fait que l’augmentation de la densité entraîne une augmentation des effets non linéaires dans le milieu et donc des fluctuations tir à tir plus importantes.

### 3.1.2.2 Spectres électroniques

Les spectres électroniques en fonction de quelques valeurs de densité sont reportés sur la figure 3.4 pour  $n_e =$  (a) 5.6, (b) 7.5, (c) 9.5 et (d)  $12 \times 10^{18} \text{ e}^-/\text{cm}^3$ . Sur la figure 3.4 (c), on a superposé un spectre obtenu grâce à une simulation 2D PIC réalisée

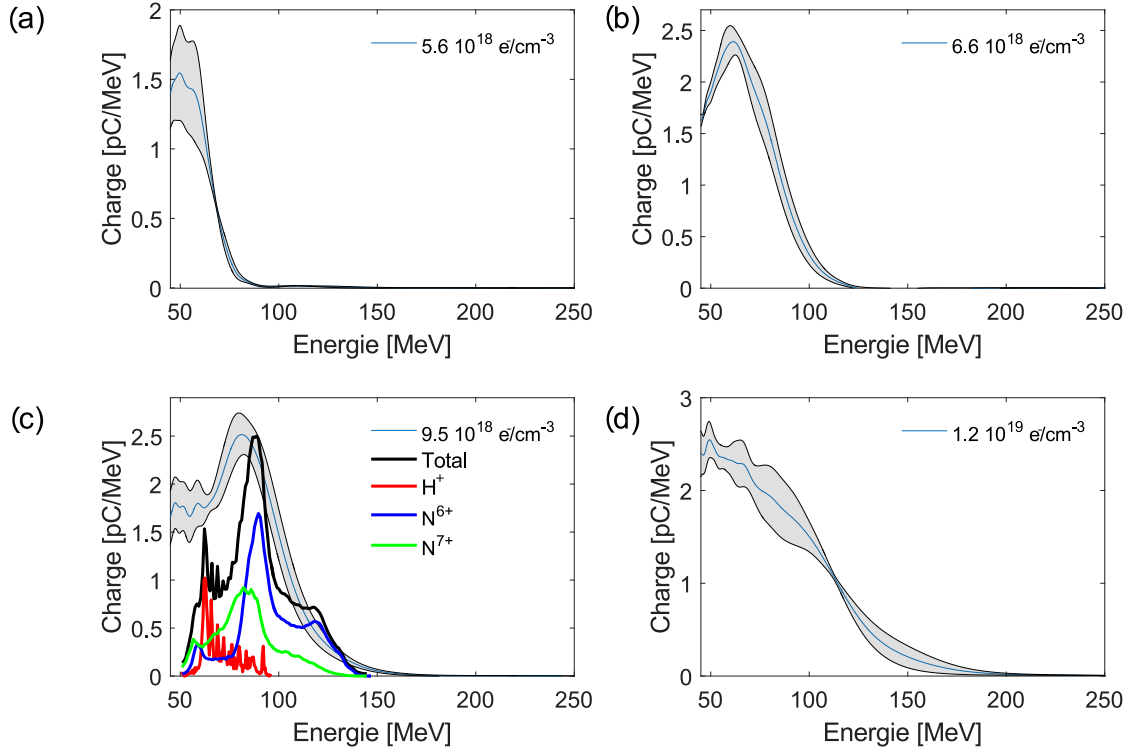


Figure 3.4 – Moyenne et déviation standard (partie grisée) de spectres obtenus pour  $n_e =$  (a)  $5.6$ , (b)  $7.5$ , (c)  $9.5$ , (d)  $12 \times 10^{18} \text{ e}^-/\text{cm}^3$ . Ici  $I_0 = 3.9 \times 10^{18} \text{ W}/\text{cm}^2$ ,  $\tau_0 = 24 \text{ fs}$ ,  $z_F = -0.5 \text{ mm}$ ,  $L_{cell} = 0.5 \text{ mm}$ , dans un mélange de  $99\% \text{H}_2 + 1\% \text{N}_2$ . Sur la figure (c) est superposé à la courbe expérimentale un spectre obtenu (en noir) grâce à une simulation 2D PIC réalisée avec le code WARP par P. Lee du LPGP avec paramètres suivants :  $I_0 = 4.8 \times 10^{18} \text{ W}/\text{cm}^2$ ,  $\tau_0 = 24 \text{ fs}$ ,  $z_F = 0.25 \text{ mm}$ ,  $L_{cell} = 0.5 \text{ mm}$ ,  $w_0 = 17 \mu\text{m}$ , dans un mélange de  $99\% \text{H}_2 + 1\% \text{N}_2$  à  $n_e = 7 \times 10^{18} \text{ e}^-/\text{cm}^3$ . La contribution des électrons provenant des différentes espèces ionisées est reportée à l'aide de spectres de différentes couleurs (rouge pour  $\text{H}^+$ , bleu pour  $\text{N}^{6+}$  vert pour  $\text{N}^{7+}$ ). Le profil de densité longitudinal utilisé est celui déterminé expérimentalement et représenté sur la figure 2.10. La charge des spectres obtenus par la simulation est normalisée à celle obtenue expérimentalement.

avec le code WARP [59] par P. Lee du LPGP. Cette simulation a été menée avec les paramètres suivants :  $n_e = 7 \times 10^{18} \text{ e}^-/\text{cm}^3$ ,  $a_0 = 1.51$  (comparé à  $1.34$  dans notre cas),  $\tau_0 = 24 \text{ fs}$ , un waist laser de  $w_0 = 17 \mu\text{m}$ , un mélange de  $\text{H}_2 + 1\% \text{N}_2$ ,  $L_{cell} = 0.5 \text{ mm}$  telle qu'expérimentalement, et le même profil de densité que celui issu des simulations d'écoulement fluide pour des pastilles percées à  $200 \mu\text{m}$  de diamètre. Enfin, la position de focalisation considérée dans la simulation ( $z_F = 0.25 \text{ mm}$ ) est légèrement différente de celle expérimentale ( $z_F = -0.5 \text{ mm}$ ). La charge des spectres obtenus par la simulation est normalisée à celle obtenue expérimentalement. L'augmentation de la densité implique une augmentation de la charge (pour  $\epsilon_e > 30 \text{ MeV}$ ). En effet elle augmente de  $49$  à  $166 \text{ pC}$  sur la gamme de densité explorée ici. Dans le même temps l'énergie maximale atteinte augmente de  $80$  à  $150 \text{ MeV}$ . Il apparaît clairement que l'énergie pic augmente elle aussi avec la densité de  $50$  à  $71 \text{ MeV}$  entre  $5.6$  et  $12 \times 10^{18} \text{ e}^-/\text{cm}^3$ . Le spectre se disperse et ne présente plus vraiment de pic au delà de  $9.5 \times 10^{18} \text{ e}^-/\text{cm}^3$ . La figure 3.4 (c) permet de montrer que la majorité des électrons qui peuplent le spectre vient de l'azote, ce qui confirme que nous utilisons bien le phénomène d'injection assistée par ionisation ici.

À partir d'une densité suffisamment importante, ici  $5.6 \times 10^{18} \text{ e}^-/\text{cm}^3$ , la divergence

augmente avec la densité et suit la même tendance que les faisceaux d'électrons.

### 3.1.3 Énergie laser

L'énergie laser est aussi un paramètre qui peut être ajusté afin d'optimiser les propriétés du faisceau d'électrons accélérés. À durée d'impulsion laser constante, une variation d'énergie correspond à une variation de l'éclairement sur cible.

#### 3.1.3.1 Faisceaux d'électrons

L'influence de l'éclairement est présentée sur la figure 3.5 où sont reportées les variations de position et de divergence horizontale et verticale ainsi que la charge des faisceaux d'électrons en fonction de l'éclairement laser variant de  $4.3$  à  $7.1 \times 10^{18}$  W/cm<sup>2</sup>. Il est clair que la charge augmente lorsque l'éclairement augmente. On enregistre une croissance d'un facteur 11 entre  $4.3$  et  $7.1 \times 10^{18}$  W/cm<sup>2</sup>, comme reporté sur la figure 3.5 (c). Ensuite la divergence atteint un minimum pour  $I_0 = 5.7 \times 10^{18}$  W/cm<sup>2</sup> puis réaugmente avec l'intensité. Enfin la reproductibilité des paquets est maximale pour  $5.7 \times 10^{18}$  W/cm<sup>2</sup>, sauf pour la charge où la plus grande stabilité est obtenue pour la valeur d'éclairement supérieure.

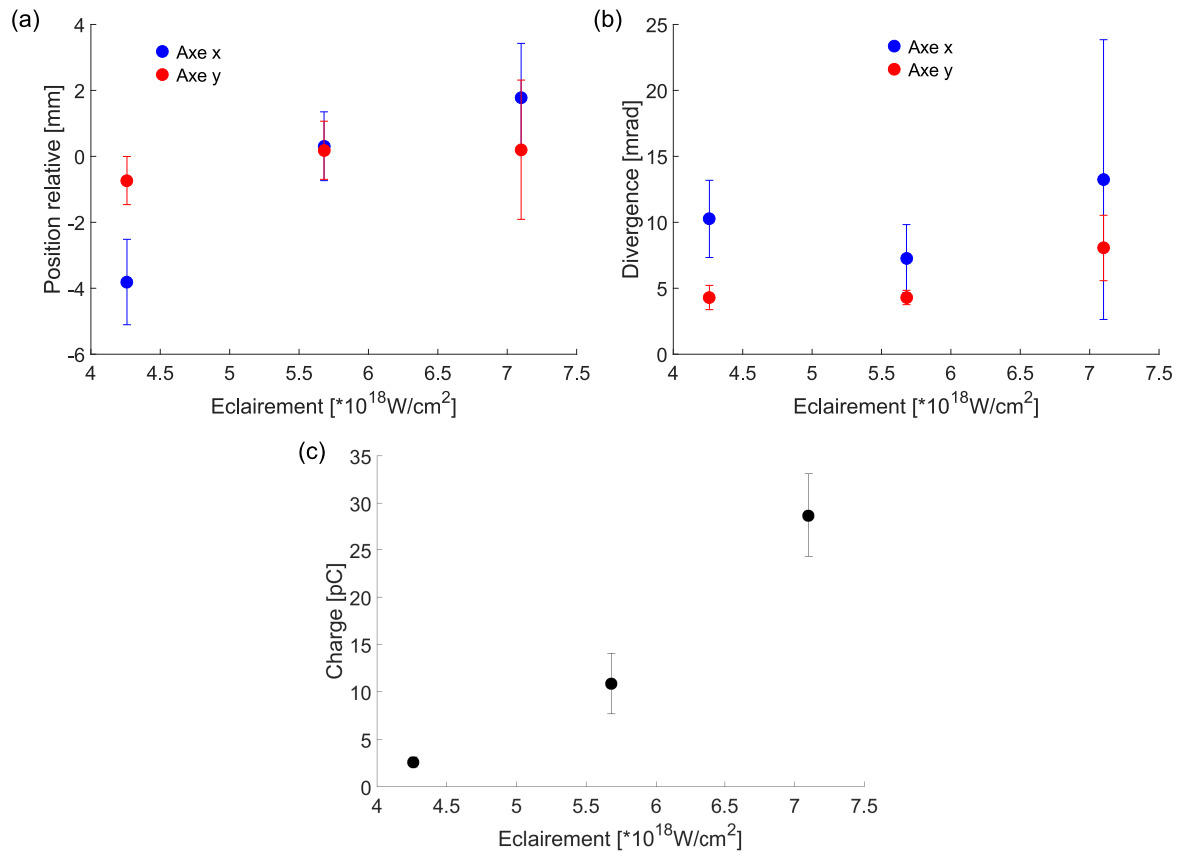


Figure 3.5 – Moyenne et déviation standard (barres d'erreur verticales) de (a) la position, (b) la divergence et (c) la charge des faisceaux d'électrons en fonction de l'éclairement laser. Ici  $\tau_0 = 27$  fs,  $z_F = 0$  mm (foyer laser à l'entrée de la cellule de gaz),  $L_{cell} = 1.4$  mm et un mélange de  $99\%H_2 + 1\%N_2$  pour  $n_e = 1.2 \times 10^{19}$  e<sup>-</sup>/cm<sup>3</sup>.

Ces données indiquent que le maximum d'énergie laser ne fournit pas forcément les meilleures qualités de faisceaux. En effet il a été montré que c'est en se plaçant juste au

dessus du seuil de piégeage en intensité que les propriétés du paquet accéléré sont les meilleures [84].

### 3.1.3.2 Spectres électroniques

L'effet de l'éclairement sur cible sur le spectre d'électrons générés est illustré sur la figure 3.6 qui présente des spectres obtenus pour deux valeurs d'éclairement différentes. Comme précédemment, la charge dans la gamme [30-200] MeV, augmente d'un facteur 16 et la divergence moyenne de 25% avec l'augmentation de l'éclairement. Encore une fois ces résultats sont en accord avec la référence [84]. Lorsque les électrons sont piégés dans l'onde plasma juste au dessus du seuil d'injection, ils sont ionisés proche de l'axe laser tandis que lorsque l'éclairement est augmenté, les électrons sont ionisés plus loin de l'axe et subissent une force pondéromotrice du laser qui entraîne une divergence plus importante.

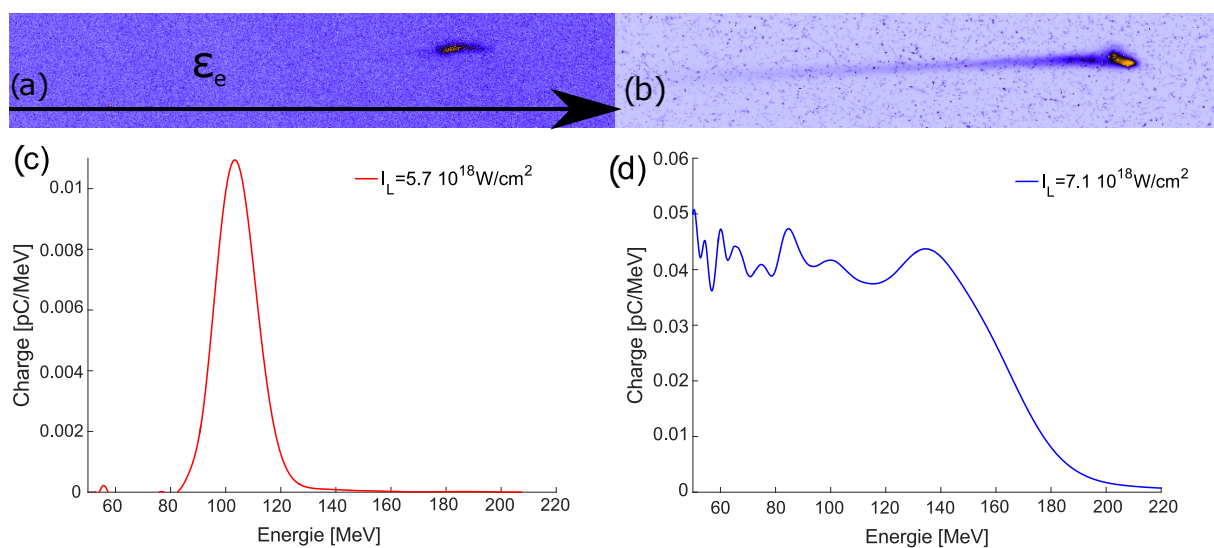


Figure 3.6 – (a) et (b) images de spectres obtenus sur le Lanex pour des éclairements de  $5.7$  et  $7.1 \times 10^{18} \text{ W/cm}^2$  respectivement. (c) et (d) spectres correspondant à (a) et (b) obtenus dans les mêmes conditions. Ici  $\tau_0 = 27 \text{ fs}$ ,  $z_F = -0.5 \text{ mm}$ ,  $L_{cell} = 1.4 \text{ mm}$  et un mélange de  $99\% \text{ H}_2 + 1\% \text{ N}_2$  pour  $n_e = 9.5 \times 10^{18} \text{ e}^-/\text{cm}^3$

### 3.1.4 Durée d'impulsion

Afin de varier la durée sur ce type de laser, une variation de la distance entre les réseaux du compresseur est nécessaire. Une calibration préalable de ce mouvement permet de connaître l'effet sur la durée. Cette variation s'accompagne donc d'une dérive de fréquence ou *chirp* qui ne sera pas caractérisée ici. Les effets de la dérive de fréquence sur les propriétés du faisceau d'électrons ont été caractérisés grâce à des simulations [163] mais sont inférieurs à notre résolution expérimentale.

L'effet de la durée d'impulsion sur les propriétés du faisceau d'électrons accélérés est reporté sur la figure 3.7 qui présente la variation de position et de divergence sur les axes horizontal et vertical ainsi que la charge des faisceaux en fonction de la durée de l'impulsion laser. Chaque point est une moyenne calculée sur au moins trois tirs dans les mêmes conditions expérimentales. Les barres d'erreurs correspondent à la déviation standard associée. L'influence de la durée de l'impulsion laser sur la position du faisceau est relativement faible. Par contre un effet sur la divergence des faisceaux électroniques

est clairement visible. Cette divergence est plus importante pour une durée d'impulsion courte et diminue lorsque la durée de l'impulsion augmente.

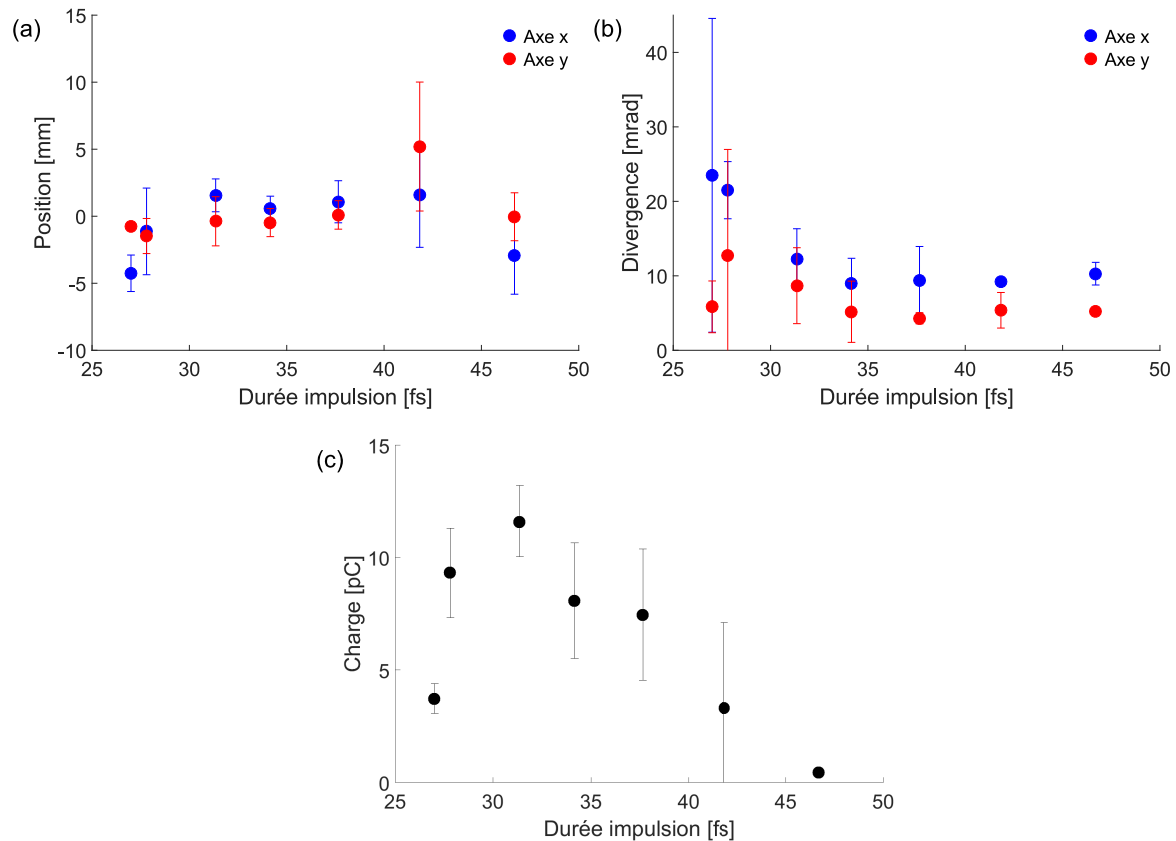


Figure 3.7 – Variations des moyennes (et déviation standard sous la forme de barres d'erreur verticales) des (a) position, (b) divergence et (c) charge des faisceaux d'électrons obtenus en fonction de la durée d'impulsion. Ici la fluence est de  $7.4 \times 10^4 \text{ J/cm}^2$ ,  $z_F = 1.7 \text{ mm}$ ,  $L_{cell} = 1.4 \text{ mm}$ , un mélange de  $99\% \text{H}_2 + 1\% \text{N}_2$  et  $n_e = 1.2 \times 10^{19} \text{ e}^-/\text{cm}^3$ .

Ceci fait écho à ce qui a été abordé dans la partie précédente. Lorsque l'intensité sur cible est largement supérieure au seuil d'intensité pour l'injection, les propriétés du faisceau se dégradent. Cette tendance est aussi visible sur les fluctuations tir à tir des propriétés du paquet. Le faisceau est aussi moins reproductible lorsque l'éclairement est trop important.

Finalement la charge atteint un maximum de 11.6 pC pour 31.4 fs avant de diminuer à 0.45 pC pour une durée de 47 fs. Cette observation peut être interprétée par le fait que, pour une longueur d'onde plasma donnée ( $\lambda_p$ ), il y a une condition de résonance satisfaite lorsque  $c\tau_0 \approx 0.37\lambda_p$ . Ici pour  $n_e = 1.2 \times 10^{19} \text{ e}^-/\text{cm}^3$ , on a  $0.37\lambda_p/c = 12 \text{ fs}$  ce qui est assez éloigné de l'optimum que l'on détermine comme se trouvant à 31.4 fs. Ceci semble montrer que l'effet de l'auto compression de l'impulsion au cours de sa propagation peut être important ici [45]. Faure et al. [45] ont montré qu'une impulsion de 38 fs peut être comprimée au cours de l'interaction jusqu'à 14 fs, ce qui est proche des valeurs évoquées dans notre cas. Lorsque l'on continue d'augmenter la durée de l'impulsion, nous ne nous trouvons plus à la résonance et l'intensité diminue, c'est pourquoi la charge diminue. Pour des conditions expérimentales similaires, les mêmes tendances sont observées sur les spectres tant sur la charge, l'énergie ou encore la divergence. Cet effet de résonance peut aussi être observé pour une variation de la densité électronique (voir partie 3.1.2).

### 3.1.5 Position du foyer laser dans la cellule

La position du foyer laser dans le profil de densité du gaz délivré par la cellule est un point crucial dans cette expérience. En effet avec une longueur de cellule, égale à 1.4 mm, pour les résultats présentés ici, une longueur de Rayleigh de 1.1 mm dans ce cas, une densité électronique et une intensité données, cette position détermine la position d'injection des électrons dans la structure accélératrice et donc leur énergie finale notamment. L'effet de ce paramètre est reporté sur figure 3.8 issue de la référence [128]. Cette figure présente plusieurs spectres expérimentaux obtenus le mois précédent le début de ma thèse sur une autre installation laser présentée brièvement plus loin, pour différentes valeurs de position du plan focal dans la cellule (a)  $z_F = -0.35$  mm (b)  $z_F = 0.15$  mm (c)  $z_F = 0.65$  mm et (d)  $z_F = 0.9$  mm. Dans ce cas, la position  $z_F = 0$  mm définit la face interne de la face avant de la cellule (voir figure 2.10). L'installation laser sur laquelle ont été obtenues ces données est le *Lund Laser Center* lors des premières campagnes de test de fonctionnement de la cellule. Ce laser Ti :Sa délivre des impulsions de 37 fs centrées en 800 nm pour une intensité sur cible dans cette expérience de  $I_0 = 3.1 \times 10^{18}$  W/cm<sup>2</sup>. Ici, l'énergie maximale, définie comme l'énergie où le niveau de signal atteint celui de l'énergie pic divisé par 10, soit  $E_{max}$  telle que  $Q(E_{max}) = Q(E_{pic})/10$ , ainsi que la dispersion du spectre diminuent lorsque le plan focal est plus à l'intérieur de la cellule de gaz. Les simulations permettent ici de bien reproduire les résultats expérimentaux.

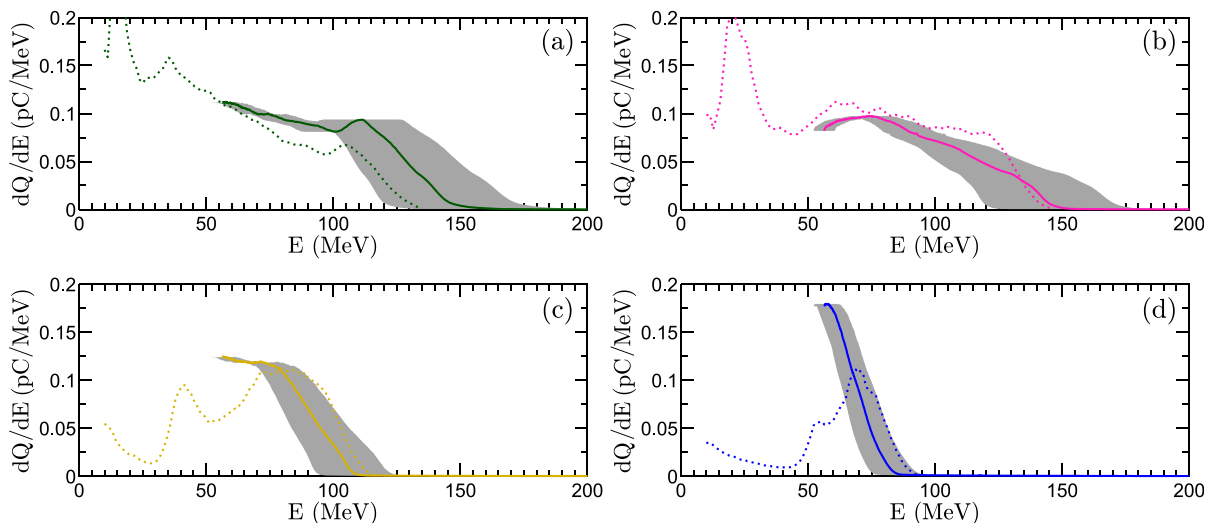


Figure 3.8 – Spectres électroniques pour différentes positions  $z_F$  du plan focal (a)  $z_F = -0.35$  mm, (b)  $z_F = 0.15$  mm, (c)  $z_F = 0.65$  mm et (d)  $z_F = 0.9$  mm. Les courbes en trait plein sont les spectres expérimentaux moyennés sur deux tirs. Les zones grisées correspondent à l'incertitude sur l'estimation de l'énergie. Ici  $I_0 = 3.1 \times 10^{18}$  W/cm<sup>2</sup>,  $\tau_0 = 37$  fs,  $L_{cell} = 0.5$  mm, un mélange de 99% $H_2$  + 1% $N_2$  et  $n_e = 7.8 \times 10^{18}$  e<sup>-</sup>/cm<sup>3</sup>. Les lignes en pointillés sont les résultats de simulations WARP. Les spectres issus des simulations sont normalisés au maximum du spectre expérimental pour la position  $z_F = -0.35$  mm. Pour cette longueur de cellule, il faut considérer des gradients similaires à ceux obtenus sur la figure 2.10 et ajuster la longueur du plateau. Ces figures sont extraites de la référence [128].

Nous avons aussi testé l'influence de la position du plan focal dans le profil de densité généré par la cellule, sur notre installation laser, UHI100. L'objectif était de vérifier que les résultats seraient qualitativement les mêmes. L'effet de la position de focalisation n'a pas d'influence notable sur les faisceaux d'électrons. C'est pourquoi seuls les résultats concernant les spectres sont présentés sur la figure 3.9. L'énergie maximale atteinte aug-

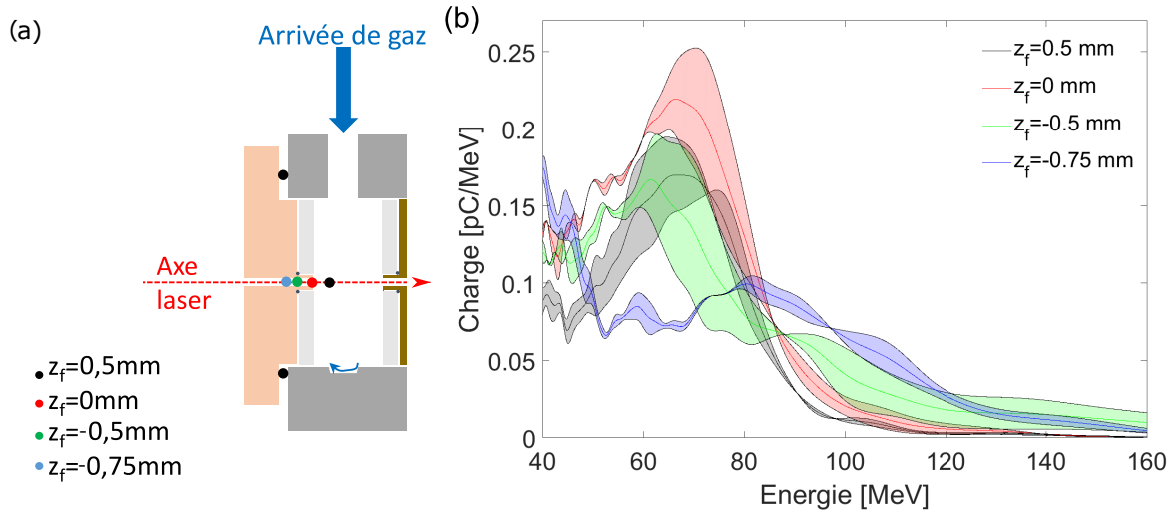


Figure 3.9 – (a) représentation schématique de la cellule pour indiquer où se trouve la position du foyer laser dans chaque cas présenté sur la partie droite. (b) moyenne et déviation standard (partie colorée) de spectres obtenus lors d’une variation de la position du foyer laser dans la cellule. Ici  $I_0 = 5.7 \times 10^{18} \text{ W/cm}^2$ ,  $\tau_0 = 27 \text{ fs}$ ,  $L_{cell} = 1.4 \text{ mm}$ , un mélange de  $99\% \text{H}_2 + 1\% \text{N}_2$  et  $n_e = 1.2 \times 10^{19} \text{ e}^-/\text{cm}^3$ .

mente de 98 à 122 MeV pour  $z_F$  variant de 0.5 à  $-0.75 \text{ mm}$ . On observe que les spectres obtenus lorsque le laser est focalisé autour de l’entrée de la cellule - spectres rouge, vert et gris - sont assez similaires. Au contraire si la focalisation se fait bien avant l’entrée de la cellule, alors la dispersion en énergie ainsi que l’énergie maximale augmentent. Les électrons sont injectés plus tôt dans l’onde plasma et peuvent être accélérés sur une distance plus grande, distance qui peut même devenir comparable à la longueur de déphasage. Ces observations sont en bon accord avec les résultats présentés dans la référence [128] et rappelés sur la figure 3.8.

### 3.1.6 Longueur de cellule

#### 3.1.6.1 Spectres électroniques

Comme précisé auparavant, la variation de la longueur de la cellule doit permettre de varier l’énergie des paquets d’électrons accélérés.

La figure 3.10 présente des spectres obtenus pour plusieurs longueurs de cellule  $L_{cell}$  en (a), ainsi que la charge contenue dans ces spectres en (b). Sur cette dernière figure, on remarque que la charge des électrons d’énergie supérieure à 30 MeV a une valeur maximale pour une cellule de longueur  $L_{cell}$  relativement courte, c’est-à-dire comprise entre 0.6 et 1 mm. Pour des longueurs supérieures, la charge décroît. En effet, on peut supposer que, dans le cas de cellules courtes ( $L_{cell} < 1 \text{ mm}$ ), l’intensité maximale est atteinte dans le gradient de face arrière. Dans le cas de cellules plus longues ( $L_{cell} > 1 \text{ mm}$ ), l’intensité maximale est atteinte dans le plateau de densité électronique, quand les processus d’autofocalisation et d’autocompression sont optimaux. Or dans cette zone, le puits de potentiel associé à l’onde plasma est moins important. Il est donc plus difficile de piéger des électrons et la charge contenue dans le faisceau est moindre.

L’énergie pic varie de 78.3 à 85 MeV lors du passage de 0.6 à 1.05 mm puis elle diminue. L’énergie maximale atteint 124 MeV pour  $L_{cell} = 1.7 \text{ mm}$  mais le spectre est alors beaucoup plus dispersé en énergie que pour ceux obtenus pour  $L_{cell} < 1.7 \text{ mm}$ . Pour



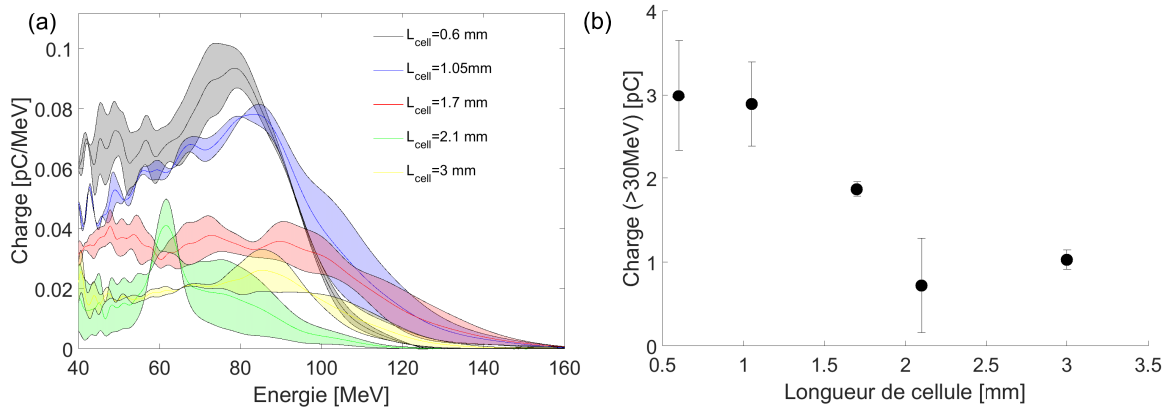


Figure 3.10 – (a) moyenne et déviation standard (partie colorée) de spectres obtenus lors d’une variation de longueur de la cellule. (b) charge associée aux spectres en fonction de la longueur de cellule. Ici  $I_0 = 5.7 \times 10^{18}$  W/cm<sup>2</sup>,  $\tau_0 = 27$  fs,  $z_F = 0$  mm (à l’entrée de la cellule de gaz) dans un mélange de 99% H<sub>2</sub> + 1% N<sub>2</sub> et  $n_e = 1.2 \times 10^{19}$  e<sup>-</sup>/cm<sup>3</sup>.

cette densité de  $1.2 \times 10^{19}$  e<sup>-</sup>/cm<sup>3</sup>, la longueur de déphasage correspondante est d’environ 570  $\mu$ m et limite ici l’accélération. En considérant les gradients de densité électronique en entrée et sortie de la cellule et le fait que le piégeage des électrons des couches de N<sub>2</sub> a lieu une fois que l’autofocalisation du faisceau est suffisamment importante cette valeur (570  $\mu$ m) est cohérente avec les longueurs de cellule mise en jeu ici : entre 0.6 et 1.05 mm.

### 3.1.6.2 Faisceaux d’électrons

Nous avons également étudié l’influence de la longueur de la cellule sur la position du faisceau d’électrons, sa divergence dans les plans horizontal et vertical ainsi que sa charge. Ces données sont représentées sur la figure 3.11. La longueur du milieu ne semble pas jouer un rôle important sur la position des faisceaux (voir 3.11 (a)). En revanche, la divergence (3.11 (b)) est, à faible longueur, augmentée de façon importante : d’un facteur  $4.9 \times 8.4$  entre 0.6 et 1.4 mm. Puis elle diminue avant d’augmenter pour une cellule très ouverte : facteur  $2.1 \times 1.3$  entre 1.4 et 2.3 mm.

Pour ce qui est de la charge, il semblerait qu’il y ait une longueur optimale autour de 1.1 mm pour laquelle une charge importante est générée. Ceci peut s’expliquer par le fait qu’à faible ouverture, la détente du gaz dans la cellule est perturbée. En effet, il peut y avoir des obstacles très rapprochés sur le trajet de la détente du gaz à l’intérieur de la cellule conduisant à des surdensités locales ou un profil de gaz inhomogène. Ce qui entraînerait une différence importante entre la densité réellement atteinte dans le milieu et celle que l’on pense avoir. De plus, la caractérisation du remplissage de cette cellule (voir partie 2.3) n’a pas été réalisée pour des longueurs de milieu inférieures au millimètre. Ces propos peuvent être nuancés par la faible statistique ici.

La différence entre la densité électronique réelle et celle estimée à courte longueur de cellule peut expliquer que la divergence soit importante puisque le seuil de piégeage serait alors atteint. Lorsque la cellule est très longue, c’est au contraire la dynamique de la structure accélératrice qui est perturbée aux densités utilisées ici, ce qui entraîne une augmentation de la divergence. La variation de charge dans le faisceau total se comporte de la même façon que la charge des électrons d’énergie supérieure à 30 MeV pour les grandes longueurs de cellules, c’est-à-dire  $L_{cell} > 1.4$  mm.

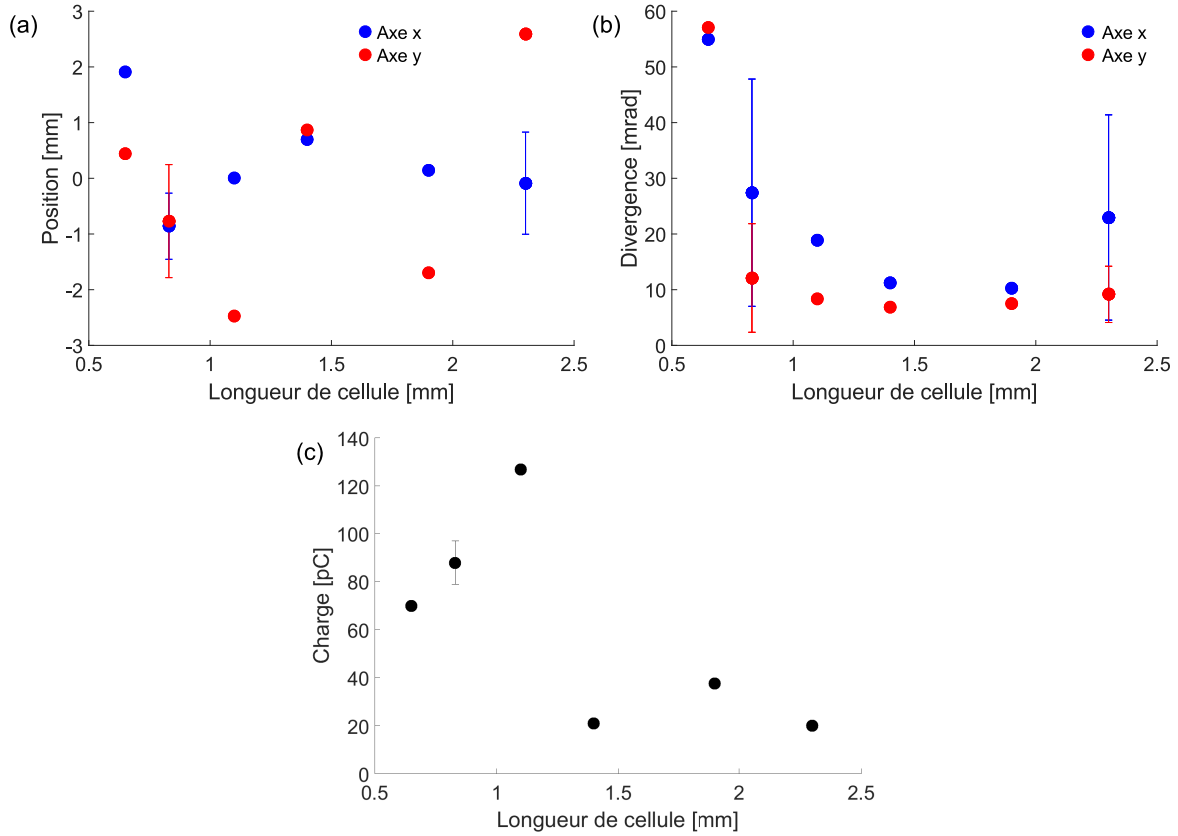


Figure 3.11 – Variation de (a) position (b) divergence et (c) charge (les moyennes et déviations standards représentées par les barres d’erreur verticales sont indiquées lorsque plusieurs tirs ont été obtenus dans les mêmes conditions) des faisceaux d’électrons lors d’une variation de la longueur de la cellule. Ici  $I_0 = 1.5 \times 10^{19} \text{ W/cm}^2$ ,  $\tau_0 = 24 \text{ fs}$ ,  $z_F = 0.25 \text{ mm}$ , un mélange de 99% $\text{H}_2 + 1\%\text{N}_2$  et  $n_e = 1.7 \times 10^{19} \text{ e}^-/\text{cm}^3$ .

### 3.1.7 Conclusions

	Faisceaux			Spectres		
	Fluctuation de pointé [mrad]	Divergence [mrad]	Charge totale [pC]	$E_{pic}$ [MeV]	Charge ( $E > 30 \text{ MeV}$ ) [pC]	Divergence verticale [mrad]
Moyenne $\langle \rangle$	$1.2 \times 3.1$	$8.6 \times 4.1$	37	91	32.9	4.7
Fluctuations RMS	NaN	$2.4 \times 1.6$	5.5	14	5.1	1.1

Tableau 3.2 – Caractéristiques (moyenne et déviations standards) de faisceaux et spectres obtenus sur l’installation. Ici  $I_0 = 4.9 \times 10^{18} \text{ W/cm}^2$ ,  $\tau_0 = 29 \text{ fs}$ ,  $z_F = 0.2 \text{ mm}$ ,  $L_{cell} = 0.64 \text{ mm}$  dans un mélange de 99% $\text{H}_2 + 1\%\text{N}_2$  et  $n_e = 1.1 \times 10^{19} \text{ e}^-/\text{cm}^3$ .

Bien que l’influence de tous les paramètres expérimentaux ait été traitée individuellement, des effets croisés ont été mis évidence. Par exemple, la modification de la densité du plasma entraîne un léger changement des gradients à l’entrée et sortie de la cellule, influence la propagation du faisceau laser et la position optimale du foyer dans la cellule s’en trouve modifiée. De même la durée d’impulsion doit être ajustée pour optimiser

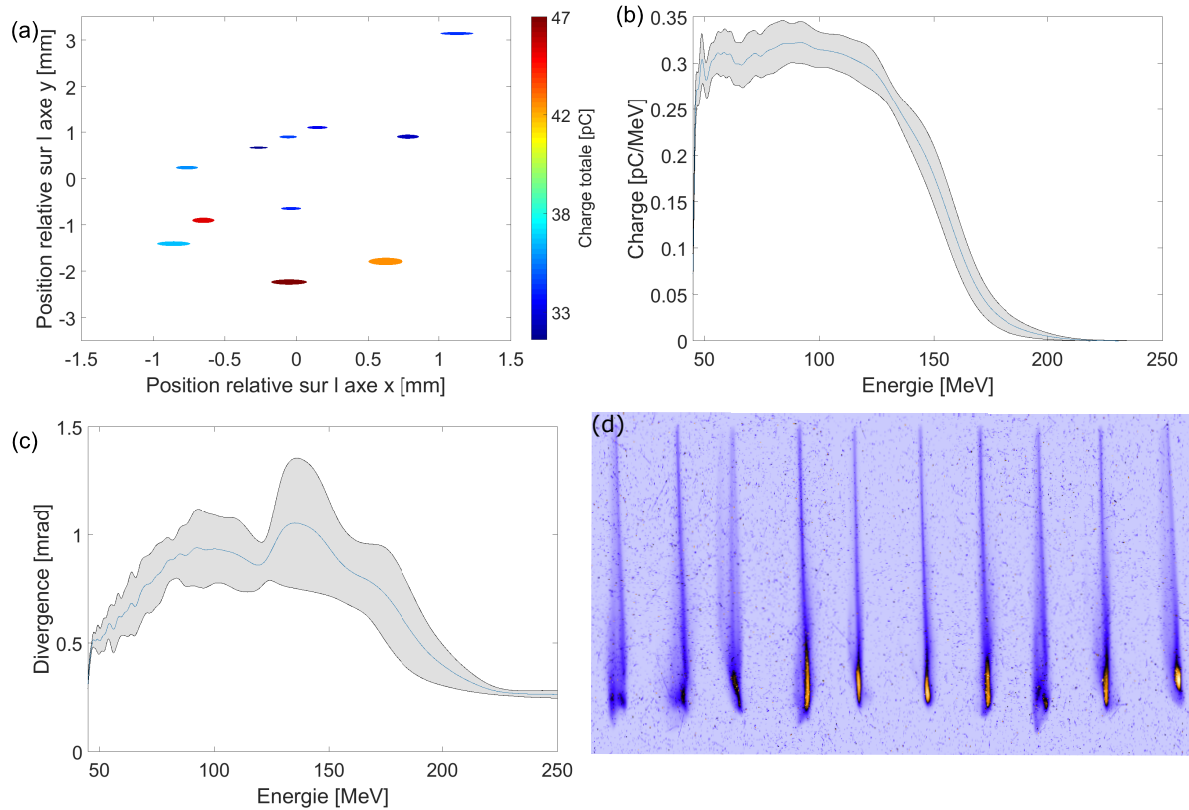


Figure 3.12 – (a) position, dimensions (proportionnelle à la taille des ellipses) et charge (en échelle de couleur) de 11 faisceaux obtenus dans les mêmes conditions expérimentales. (b) spectre et (c) divergence moyens et déviation standard (zones grisées) associés à ces faisceaux. (d) images obtenues sur le scintillateur pour ces paquets d'électrons déviés. Les paramètres expérimentaux sont rappelés en figure 3.2.

le couplage laser/plasma. Le changement de durée d'impulsion entraîne un changement d'éclairement qui peut être compensé par une modification de l'énergie laser...

Finalement la stabilité qui peut être atteinte sur les faisceaux générés sur l'installation est donnée en figure 3.12 et les propriétés correspondantes résumées dans le tableau 3.2.

Ces valeurs sont tout à fait comparables à celles obtenues sur d'autres installations pour lesquelles les caractéristiques des faisceaux d'électrons sont présentées dans le tableau 3.3. Ces résultats d'études sur la stabilité du faisceau ont été obtenus en cellule de gaz [105] ou en jet de gaz [108, 110] et même sur des installations disposant d'un système actif de stabilisation du laser (en pointé et énergie) [109]. Pour comparaison, on a même reporté des résultats obtenus par injection optique (deux impulsions contre propagatives), réputée pour fournir des faisceaux d'électrons particulièrement reproductibles [54, 164]. Il est toutefois important de noter que toutes ces données sont obtenues dans une vaste gamme de paramètres expérimentaux, aussi bien sur le laser que sur le plasma, et sont donc difficilement directement comparables. Elles fournissent cependant des éléments de comparaison qui permettent d'apprécier les qualités de notre source d'électrons par rapport à celles générées sur d'autres installations. Elle permettent également d'avoir une vue d'ensemble de la stabilité des faisceaux obtenus via l'accélération laser plasma.

Nous avons vu, dans cette partie, comment influencer les propriétés de la source en modifiant les paramètres du laser et du plasma. Nous avons également tenté de manipuler le faisceau laser seul dans le but d'imprimer une forme particulière aux faisceaux d'électrons accélérés. C'est ce que je présente dans la partie qui suit.

Dispositif	Faisceaux		Spectres		
	Fluctuation de pointé [mrad]	Divergence [mrad]	Charge ( $\epsilon_e > X$ MeV) [pC]	$E_{pic}$ [MeV]	Divergence verticale [mrad]
Jet [108]	< 4	3 to 6	$7.2 \pm 2(X \approx 100)$	$321 \pm 22$	NC
Jet et stab. laser [110]	NC	NC	$205 \pm 66(X \approx 100)$	$237 \pm 12$	$\approx 10$
Capillaire et stab. laser [109]	0.8	$10 \pm 1.1$	NC	NC	NC
Cellule [105]	$1.4 \times 2.2$	$2.1 \pm 0.5$	$10 \pm 4(X \approx 180)$	$198 \pm 12$	NC
Injection optique [164]	NC	NC	$19 \pm 6.8(X \approx 50)$	$117 \pm 7$	$5.8 \pm 1.8$
ELISA et stab. laser [125]	$2.4 \times 2.2$	$(7.5 \pm 1.4) \times (6.7 \pm 0.8)$	$2.6(X \approx 50)$	NC	NC

Tableau 3.3 – Caractéristiques moyennes des faisceaux d'électrons obtenus dans les références [108] et [110] qui utilisent un jet de gaz. Dans la seconde référence [110], le système laser présente une stabilisation de l'énergie délivrée. Hansson et al. [109] utilisent un système laser stabilisé en pointé et en énergie avec un capillaire. Osterhoff et al. [105] utilisent une cellule de gaz. Finalement dans la référence [164], c'est l'injection par collision de faisceaux qui est utilisée. Les résultats de [125] sont obtenus sur une installation laser où le pointé ainsi que l'énergie sont stabilisés avec la cellule de gaz décrite dans la partie 2.3. NC signifie non communiqué.

## 3.2 Mise en forme par méthode optique du faisceau d'électrons relativistes

### 3.2.1 Problématique

Depuis les premières expériences d'accélération laser plasma, la communauté a étudié l'effet de la modification des impulsions laser sur les propriétés des faisceaux d'électrons [165]. Plusieurs méthodes ont été mises en œuvre afin d'augmenter la charge du faisceau [166] ou plus généralement pour améliorer les propriétés du faisceau d'électrons [167]. Des études fines ont même été menées sur les effets des défauts du laser sur l'accélération de paquets d'électrons [168]. Nous détaillerons ici la démarche adoptée et les résultats associés à l'utilisation d'une lame de phase pour façonner le profil d'intensité du faisceau laser.

Des simulations 3D numériques très récentes réalisées avec le code PIC Osiris par J.T. Mendonça et J. Vieira [169, 170] prédisent que sous certaines conditions, une onde plasma ainsi qu'un faisceau d'électrons annulaires peuvent être générés. Dans ces simulations, un faisceau laser portant un moment angulaire orbital, dont l'intensité normalisée est  $a_0 = 3.2$ , se propage dans un plasma dont la densité électronique est de  $6.9 \times 10^{19} \text{ e}^-/\text{cm}^3$ .

### 3.2.1.1 Faisceaux de type Laguerre-Gauss

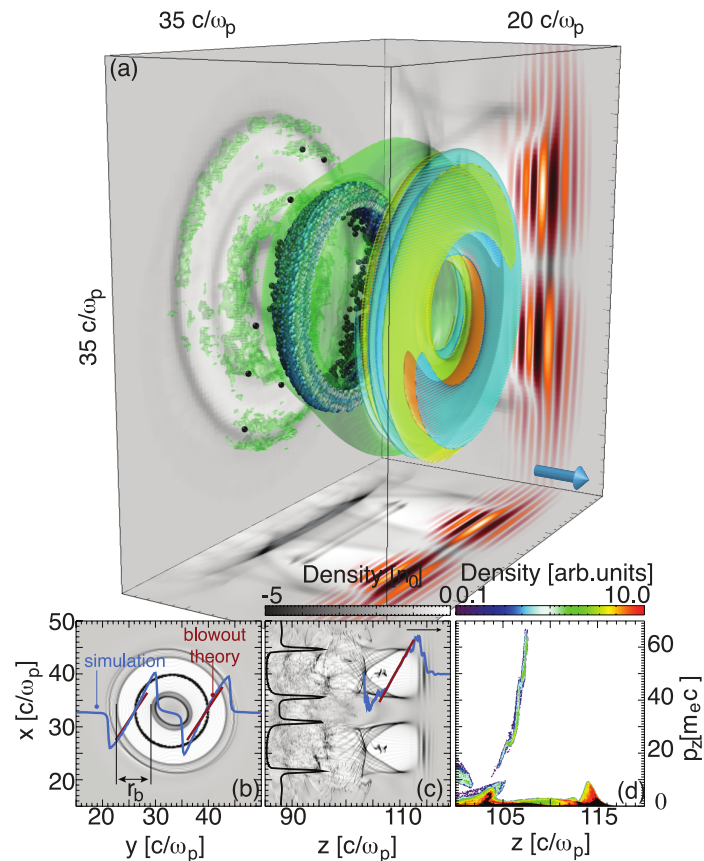


Figure 3.13 – (a) résultat d'une simulation avec le code Osiris pour un faisceau d'électrons en anneau auto injecté dans une onde de sillage en forme d'anneau créée par une impulsion portant un moment angulaire orbital  $l = 1$ . La flèche bleue indique la direction de propagation du laser. Des isosurfaces de densité sont indiquées en vert/bleu et en bleu/blanc, certains électrons auto injectés en fonction de leur énergie (le blanc correspond aux énergies plus élevées). Les projections montrent la densité plasma en gris et les champs de l'impulsion laser en orange/rouge. (b) tranche transverse de la boîte de simulation superposée à un profil transverse des champs focalisants dans l'onde de plasma (en bleu) et déterminée par la théorie analytique de la bulle (en rouge). Le faisceau auto injecté en forme d'anneau est aussi visible dans la bulle en forme d'anneau dont le rayon est noté  $r_b$ . (c) coupe transverse de la boîte de simulation. Un profil du gradient accélérateur pris au centre de la bulle est présenté en bleu et la prédiction de la théorie de la bulle en rouge. La ligne noire montre un profil de la densité plasma à  $z = 110c/\omega_p$ . (d) l'espace des phases du plasma, où les électrons gagnent jusqu'à 35MeV est finalement reporté. Figure extraite de [170].

Pour un faisceau laser, deux "formes de rotation" peuvent être distinguées. La première est associée à la rotation des champs électrique et magnétique autour de leur axe de propagation et est donc liée à la polarisation de la lumière : c'est le moment angulaire de spin. La seconde est liée à la dynamique du front d'onde de l'impulsion. Ce second moment angulaire est appelé moment angulaire orbital de la lumière (ou OAM pour *Orbital Angular Momentum*). Les modes de Laguerre Gauss sont des modes propres de propagation de la lumière qui font intervenir son moment angulaire orbital. La phase est alors dépendante de l'angle azimutal  $\theta$ , ce qui signifie qu'elle n'est pas définie sur l'axe du faisceau. Cela se traduit lors de la focalisation de l'impulsion par une intensité nulle au

centre de l'impulsion entourée par une série d'anneaux dont le nombre dépend de l'ordre considéré. Ces faisceaux se décomposent sur une base caractérisée par les nombres  $l$  et  $p$ , où  $l$  correspond au nombre de sauts de phase de  $2\pi$  lors de la rotation autour de l'axe du faisceau et  $(p+1)$  correspond au nombre d'anneaux en intensité au foyer de l'impulsion. Dans le plan focal le profil transverse de ces faisceaux peut s'écrire sous la forme :

$$LG_p^l(r, \theta, z) \propto e^{\frac{-r^2}{w^2}} e^{-il\theta} \left( \frac{\sqrt{2}r}{w} \right)^l L_p^l \left( \frac{2r^2}{w^2} \right) \quad (3.1)$$

avec  $\theta$  l'angle azimutal et  $L_p^l$  est le polynôme de Laguerre généralisé. Dans ce manuscrit l'étude va se restreindre au cas où  $p=0$  soit :

$$LG_0^l(r, \theta, z) \propto e^{\frac{-r^2}{w^2}} e^{-il\theta} \left( \frac{\sqrt{2}r}{w} \right)^l \quad (3.2)$$

Lorsque  $l=0$ , le résultat est bien un faisceau gaussien. Pour toute autre valeur de  $l$ , l'énergie au foyer est répartie sous la forme d'un anneau centré sur l'axe de propagation du faisceau.

L'utilisation de ce type de faisceau dans le cas de l'accélération par sillage laser a fait l'objet de publications [169] et [170] présentées plus haut, dont les conclusions sont qu'un faisceau Laguerre Gauss peut se propager dans un plasma et générer une onde plasma en forme d'anneau qui serait susceptible d'accélérer un faisceau d'électrons lui aussi en forme d'anneau. J'ai reporté le résultat principal d'une de ces publications sur la figure 3.13. Ce type de faisceau pourrait présenter plusieurs intérêts. En effet, il pourrait transporter un courant supérieur au courant d'Alfvén [171] et aussi être utilisé pour collimater des faisceaux de protons dans le cadre de l'accélération conventionnelle [172] notamment.

Il est à noter que des faisceaux d'électrons de formes similaires ont déjà été obtenus expérimentalement [173, 174] mais le processus menant à leur génération ne fait pas intervenir directement la mise en forme optique du faisceau laser mais l'évolution de l'onde de sillage. B. Pollock et al. [173] montrent que des électrons sont injectés dans la seconde bulle formée dans le sillage de l'onde laser et l'interaction de ce faisceau avec les premières bulles conduit à la formation d'un faisceau d'électrons en forme d'anneau. T. Zhao et al. [174] indiquent que c'est la déformation de l'onde plasma dans un gradient de densité qui conduit à un faisceau d'électrons annulaire.

## 3.2.2 Mise en forme du faisceau laser

### 3.2.2.1 Principe

Il est théoriquement simple de générer un faisceau dont le profil d'intensité est annulaire au foyer en utilisant une lame de phase qui va introduire un délai de phase en fonction de l'angle azimutal. Une représentation schématique de la lame que nous avons utilisée sur UHI100 ainsi que la modification du front de phase associée est représentée sur la figure 3.14. L'ordre pour cette lame est de  $l=1$ , c'est-à-dire que pour un tour autour de l'axe de propagation du laser, le saut de phase sera de  $2\pi$ . Le délai de phase  $\Gamma$  a pour définition :

$$\Gamma = \frac{2\pi\Delta\eta L_e}{\lambda_0}$$

où  $\Delta\eta$  est la différence d'indice des milieux et  $L_e$  l'épaisseur du milieu traversé. La profondeur de gravure de la lame est de 1544 nm pour une longueur d'onde de 800 nm. Il est évident que le délai de phase dépend de la longueur d'onde considérée. Compte tenu

de la courte durée des impulsions générées sur UHI100, la largeur spectrale est importante (75 nm). On peut donc considérer la lame comme chromatique et son effet est plus complexe que la simple description faite ci-dessus qui servira cependant à comprendre de façon schématique le principe de fonctionnement de la lame de phase.

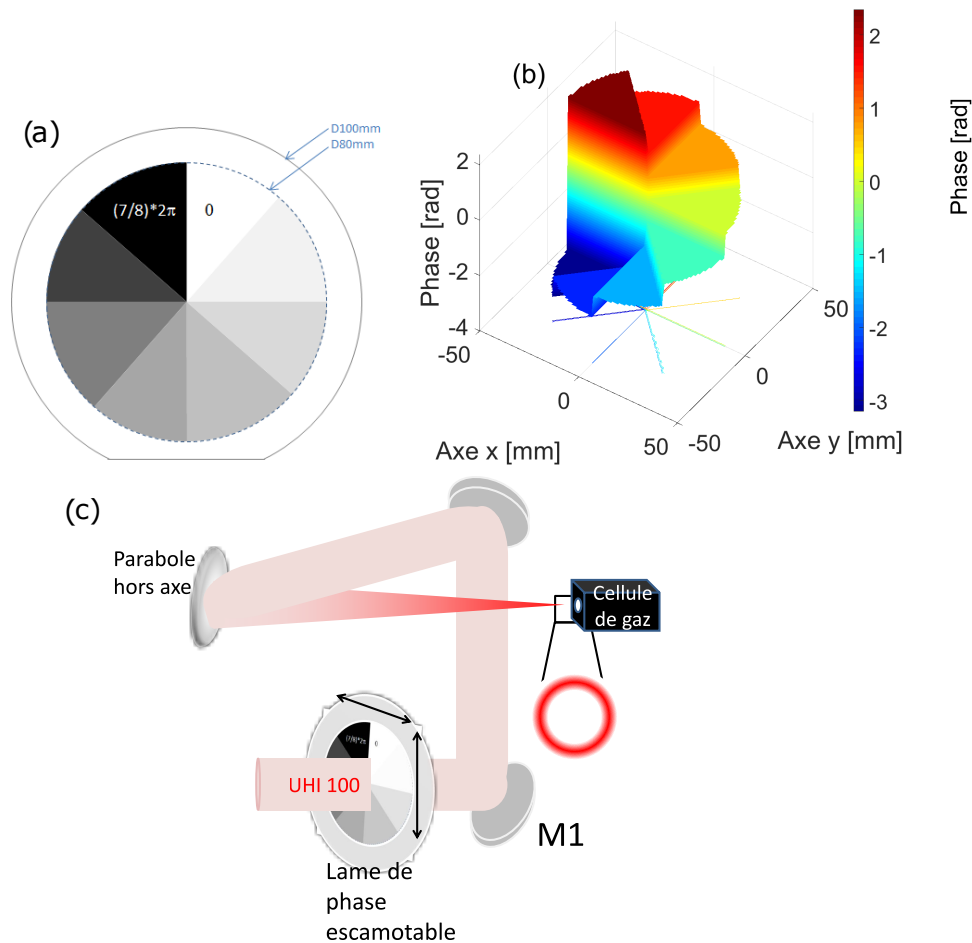


Figure 3.14 – (a) représentation schématique d'une lame introduisant un délai de phase en fonction de l'angle azimutal et permettant de produire des faisceaux de type Laguerre Gauss, (b) phase induite associée et (c) représentation schématique du montage expérimental.

### 3.2.2.2 Réalisation expérimentale

La lame de phase a été positionnée sur deux translations perpendiculaires à la direction de propagation du faisceau de sorte qu'il soit possible de retirer la lame du trajet du faisceau laser (voir figure 3.14 (c)). Il est nécessaire de pouvoir retirer la lame de phase afin de comparer la distribution d'énergie dans le plan focal avec et sans la lame. De plus pour mettre en évidence l'effet de cette mise en forme du faisceau laser sur les faisceaux d'électrons, il est nécessaire de limiter le nombre de paramètres modifiés par la lame. L'insertion de la lame de phase dans le faisceau laser induit une augmentation de la taille de la tache focale. Pour conserver une intensité suffisante pour accélérer des électrons, nous avons changé de parabole pour une distance focale plus courte ( $F=750$  mm) que celle utilisée jusqu'alors de distance focale  $F=1100$  mm. Ce changement permet de diminuer la taille de la tache focale de 68%, soit d'augmenter l'intensité d'un facteur environ 2. Dans le même temps la longueur de Rayleigh est elle aussi réduite d'un facteur proche de 2.

La figure 3.15 présente les taches focales obtenues sur l'installation avec et sans la lame de phase dans le trajet du faisceau collimaté. Sur la figure 3.15 (b), une zone d'intensité quasi-nulle est identifiable au centre du faisceau. Cette zone est entourée par des sur-intensités qui dessinent un anneau non fermé. Dans ce cas on peut estimer l'intensité associée à chaque spot qui est de

- $1.7 \times 10^{18}$  W/cm<sup>2</sup>, et une dimension FWHM de  $25 \times 23$  μm,
- $1.3 \times 10^{18}$  W/cm<sup>2</sup> pour le second, et une dimension FWHM de  $20 \times 30$  μm

Ceci est à comparer à  $8.1 \times 10^{18}$  W/cm<sup>2</sup> obtenue sans lame de phase pour une dimension FWHM de  $12 \times 10$  μm. Lorsque la lame de phase est dans le trajet du faisceau, on note l'énergie contenue dans chacune des sur-intensités comme  $E_{L,1}$  et  $E_{L,2}$  et  $R_{E_i}$  leur rapport.

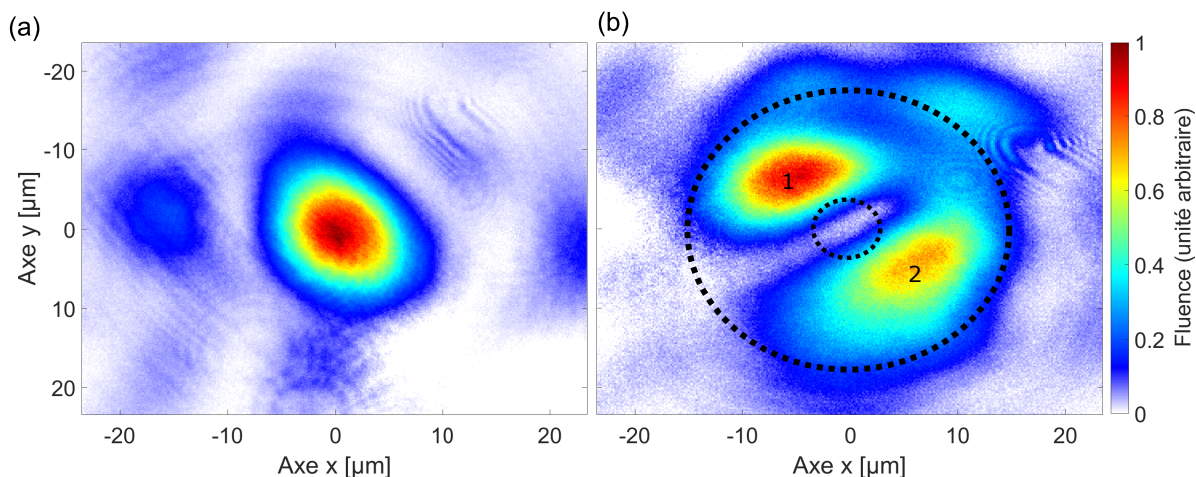


Figure 3.15 – (a) tache focale du laser sans lame de phase, (b) avec la lame OAM. Les cercles concentriques en pointillés sont uniquement là pour guider l'œil.

Nous n'avons jamais pu générer de tache focale en forme d'anneau malgré les paramètres variés tels que l'alignement, l'apodisation du faisceau laser, la correction du front d'onde...

### 3.2.2.3 Simulations numériques

Afin de comprendre pourquoi la tache focale obtenue n'est pas un anneau parfait comme attendu, j'ai effectué plusieurs simulations à l'aide d'un code développé sous Matlab<sup>®</sup>. La figure 3.16 présente les résultats de ces simulations étudiant l'impact de la largeur spectrale, des défauts d'alignement, de phase ou d'amplitude (sur le champ électrique) sur la tache focale obtenue lors de l'insertion de la lame de phase. Les taches focales calculées et présentées en figure 3.16 ont été obtenues pour :

- (a) un faisceau de 80 mm, sans défaut, centré sur la lame et monochromatique
- (b) un faisceau de 80 mm, sans défaut, centré sur la lame et dont le spectre est donné sur la figure 2.3 (b)
- (c) un faisceau de 80 mm, sans défaut, décalé de 1 mm latéralement sur la lame et dont le spectre est donné sur la figure 2.3 (b)
- (f) un faisceau de 80 mm, pour lequel on introduit des défauts de phase et d'amplitude (représentés en 3.16 (d) et (e) respectivement), centré sur la lame et dont le spectre est donné sur la figure 2.3 (b)

Les premières simulations ont porté sur la chromaticité du faisceau (figures 3.16 (a) et (b)). Elles ont permis de montrer que la prise en compte du spectre large influe très peu sur la tache focale obtenue. Ce qui est conforté par le fait que le faisceau d'alignement



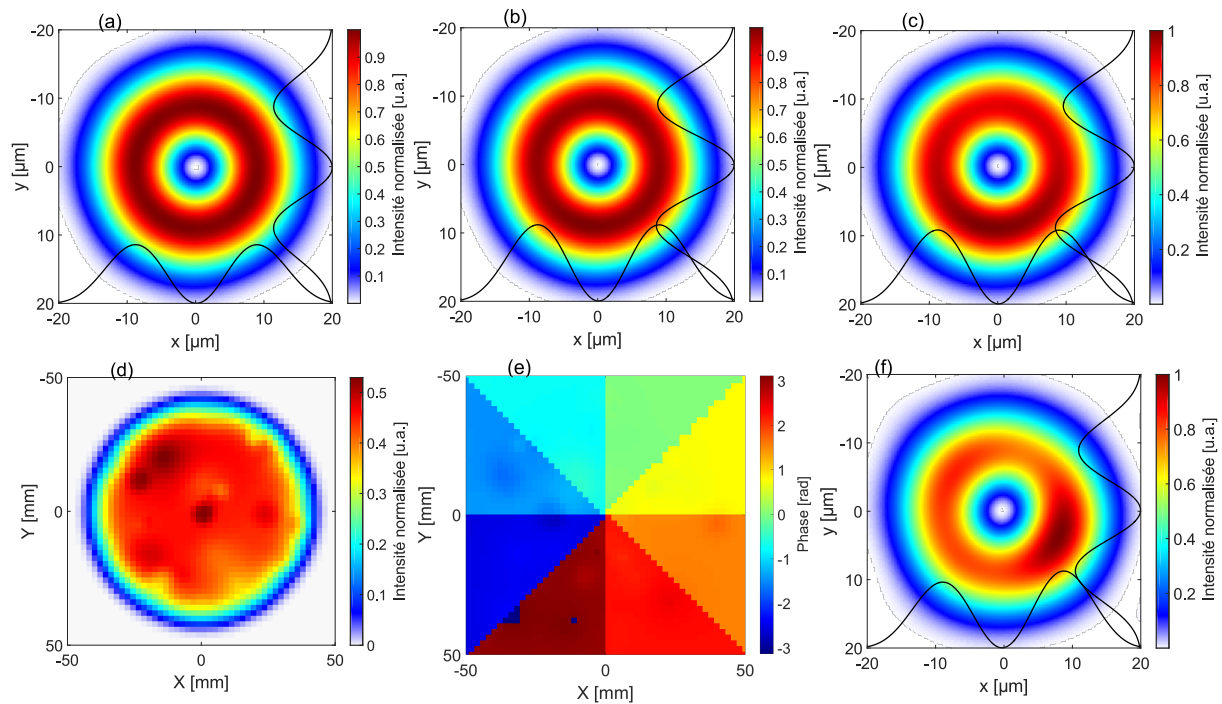


Figure 3.16 – Taches focales et profils obtenus (en noir dans les deux directions) pour (a) un faisceau monochromatique à 800 nm, aligné et sans défaut de phase ni d’amplitude, (b) un faisceau dont le spectre est donné en figure 2.3, aligné et sans défaut de phase ni d’amplitude, (c) un faisceau dont le spectre est donné en figure 2.3, décalé sur la lame de 1 mm suivant l’axe x et sans défaut de phase ni d’amplitude respectivement. Le trait pointillé vertical en (c) sert simplement d’aide à la lecture. (d) front d’amplitude et (e) de phase après passage au travers de la lame de phase (avec défauts aléatoires) et (f) tache focale (et profils) associée.

utilisé est une diode monochromatique à 800 nm et les taches focales obtenues ne sont pas de meilleure qualité. Par contre un désalignement de la lame par rapport au faisceau joue un rôle important sur la tache focale obtenue (voir figure 3.16 (c)). Le décalage considéré ici est de 1 mm pour un faisceau de 80 mm de diamètre, ce qui reste faible.

Finalement lors du transport du faisceau laser jusqu’au plan de focalisation, celui-ci peut subir plusieurs modifications de phase et d’intensité. Par exemple un défaut de planéité d’une optique entraîne un défaut sur la phase de l’impulsion tandis qu’un défaut de réflectivité, dû à un traitement endommagé par exemple, induit un défaut sur le profil en intensité du faisceau.

Des défauts aléatoires en phase de l’ordre de  $\lambda_0/15$  et d’intensité bornés à 25% du maximum ont donc été ajoutés à un profil parfait. Ces défauts sont représentés sur les figures 3.16 (d) et (e) pour l’intensité et la phase respectivement. La tache focale associée à de tels profils est présentée sur la figure 3.16 (f). Sur cette dernière figure, on voit clairement une sur-intensité en bas à droite sur l’image, ce qui tend à reproduire partiellement ce que l’on obtient expérimentalement. L’effet combiné de défauts de phase et d’amplitude à celui d’un léger désalignement de la lame pourrait permettre d’expliquer les taches focales obtenues expérimentalement.

En introduisant un défaut de phase maximal de  $\lambda_0/8$ , un défaut d’amplitude maximal de 18% et un décalage de la lame par rapport au faisceau de 1 mm dans les deux directions, on obtient la tache focale reportée sur la figure 3.17. La valeur de défaut de phase considérée ici de  $\lambda_0/8$  reste raisonnable puisque le miroir déformable, en amont de la lame de phase, corrige le profil spatial du faisceau puis viennent deux miroirs de

transport et la parabole de focalisation. De plus l'algorithme itératif (PHARAO) présenté dans la partie 2.2 ne peut converger en considérant un faisceau dont le profil en intensité est annulaire. Une correction du faisceau au foyer ne peut donc être envisagée lorsque le faisceau traverse la lame. Toutes ces optiques peuvent induire un défaut de phase, c'est pourquoi la valeur de  $\lambda_0/8$  est tout à fait réaliste.

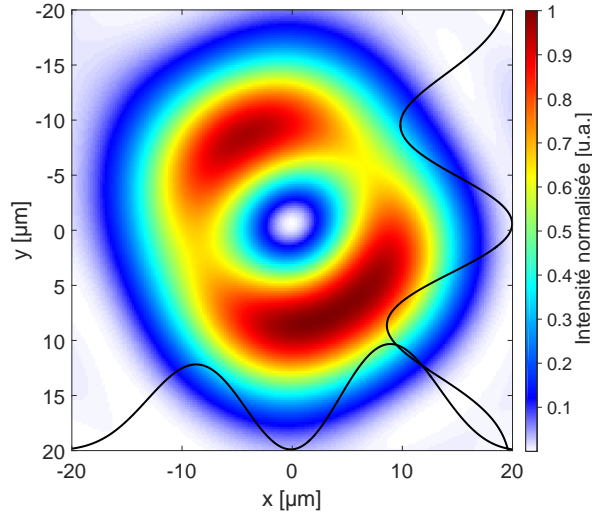


Figure 3.17 – Tache focale simulée pour un faisceau ayant un défaut de phase maximum de  $\lambda_0/8$ , un défaut d'amplitude de 18% du maximum et un décalage de la lame par rapport au faisceau de 1 mm dans les deux directions.

Sur la figure 3.18, des graphiques sont reportés, témoins d'une étude que j'ai réalisée pour quantifier l'importance des différentes contributions à la qualité de la tache focale. Elle représente la différence entre la tache focale de référence obtenue pour un faisceau parfait et celles obtenues lors de l'ajout de défauts. En (a) la position de la lame de phase est modifiée par rapport au faisceau. En (b), (c) la valeur maximale du défaut aléatoire de phase, d'amplitude respectivement, est modifiée. Quantifier la différence entre la référence, c'est-à-dire l'anneau parfait, et la tache focale obtenue avec le défaut revient à calculer la différence entre les deux matrices donnant la répartition d'énergie en deux dimensions dans le plan focal. Par exemple, il s'agit de calculer la différence entre les matrices présentées en figure 3.16 (a) et (c). Pour ce faire, parmi les méthodes existantes, j'ai choisi la norme Euclidienne de la différence des matrices. Cette distance entre deux matrices A et B est donnée par :

$$D_{A,B} = \sqrt{\text{trace}((A - B)(A - B)')}$$

où  $(A-B)'$  est la matrice adjointe à  $(A-B)$ . Dans cette équation, la trace désigne la somme des éléments diagonaux de la matrice, pour une matrice carrée.

Tout d'abord, sur la figure 3.18 (a) on observe un écart entre les valeurs obtenues lors d'un décalage suivant l'axe horizontal ou bien le vertical. Ceci est dû au fait que le spectre du laser n'étant pas symétrique, la tache focale de référence n'est pas parfaitement symétrique. L'ajout d'un décalage suivant l'un ou l'autre des axes n'aura donc pas le même effet. Finalement on observe que les défauts de phase ainsi que le décalage de la lame par rapport au faisceau sont les paramètres qui influencent le plus la qualité de la tache focale. Placer la lame de phase directement après le miroir déformable, donc sur un faisceau dont le profil de phase est homogène, pourrait permettre d'améliorer le profil d'intensité de

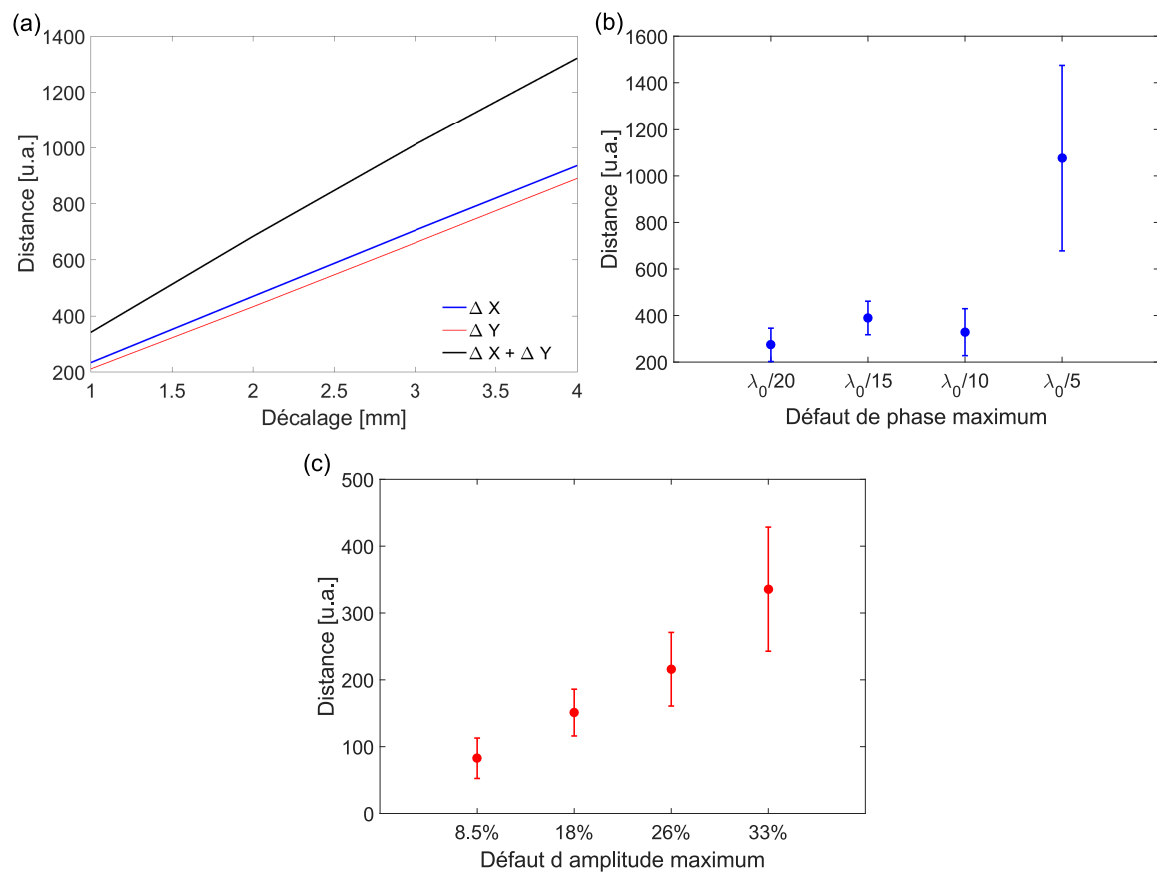


Figure 3.18 – (a) variation de la différence entre la tache focale de référence et les taches focales obtenues en fonction du décalage de la lame de phase par rapport au faisceau, (b) de la valeur maximale du défaut de phase aléatoire ajoutée et (c) de la valeur maximale du défaut d'amplitude aléatoire ajoutée.

la tache focale obtenue dans l'hypothèse où les défauts introduits par la suite restent de faibles amplitudes.

Plusieurs tentatives ont été faites pour homogénéiser le profil spatial de l'impulsion mais aucune amélioration significative n'a été obtenue. Nous allons cependant présenter les résultats obtenus en utilisant cette lame dans le prochain paragraphe de ce manuscrit.

### 3.2.3 Influence du profil laser sur le faisceau d'électrons

La majorité des taches focales obtenues avec la lame présentent deux, parfois trois, sur-intensités autour d'une zone centrale d'intensité nulle. On a alors pu observer, sur certains tirs, que deux faisceaux d'électrons distincts sont accélérés dans des directions différentes. L'hypothèse est ici que lorsque l'impulsion laser présentant ces deux sur-intensités se propage dans le gaz, les deux parties sont autofocalisées, lorsque  $P > P_c$ . Deux ondes plasma sont générées et dans chacune d'elles, des électrons sont alors piégés et accélérés. Deux images typiques des faisceaux d'électrons obtenus avec la lame de phase sont présentées sur la figure 3.19. Sur 40% des tirs, on obtient deux faisceaux d'électrons, que l'on n'observe jamais sans lame de phase.

L'hypothèse avancée sur le mécanisme à l'origine de ces deux faisceaux d'électrons est appuyée par plusieurs preuves expérimentales qui sont résumées sur la figure 3.20. Cette figure présente le pourcentage de tirs laser où deux faisceaux d'électrons distincts ont été accélérés en fonction de la densité en (a), et du rapport d'énergie contenue dans

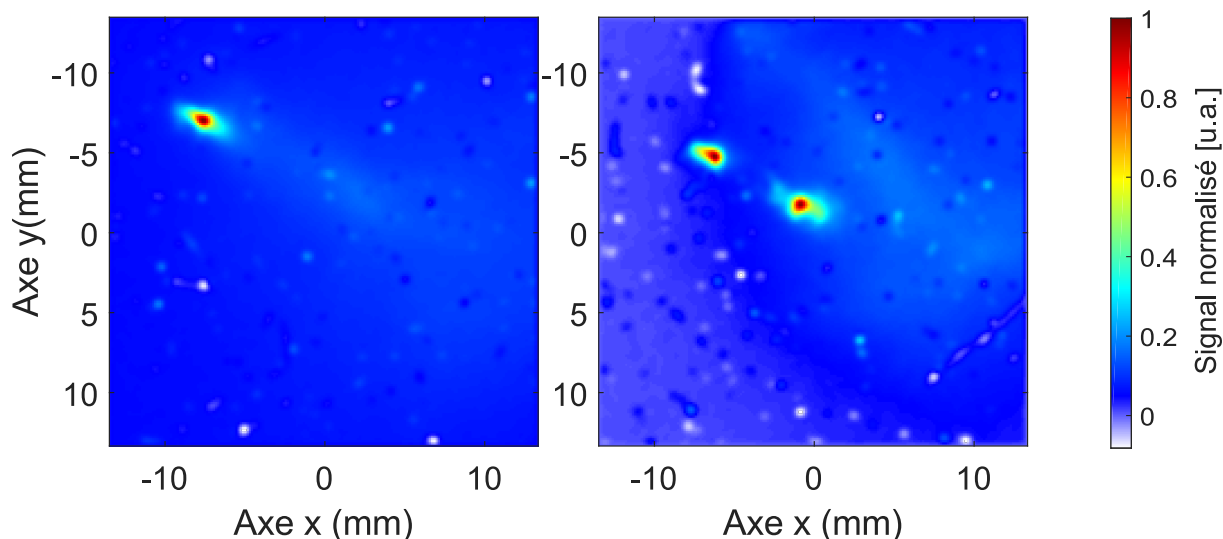


Figure 3.19 – Deux images du Lanex obtenues dans les mêmes conditions expérimentales avec la lame de phase dans le trajet du faisceau laser.

les deux sur-intensités de la tache focale en (b). Les figures 3.20 (c) et (d) présentent la divergence entre les deux faisceaux d'électrons en fonction de la distance entre la source et le Lanex ainsi qu'un schéma pour aider à la compréhension.

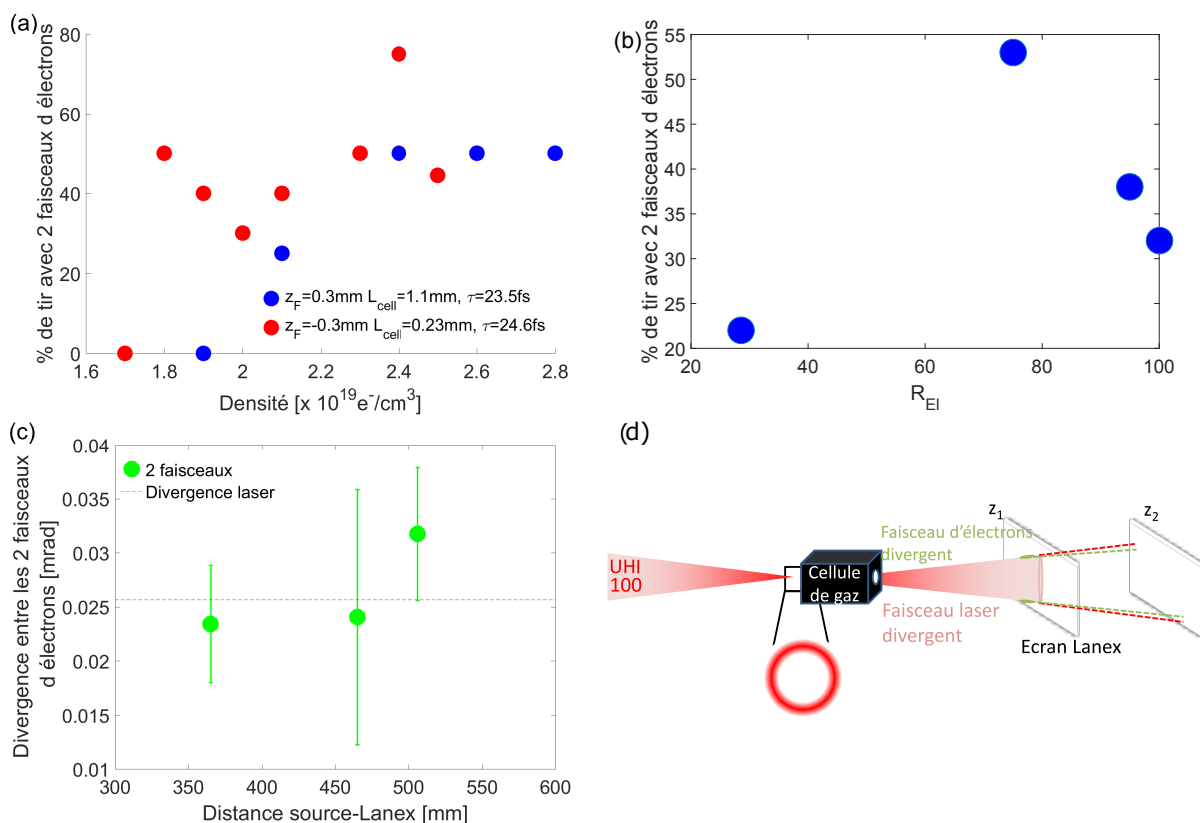


Figure 3.20 – Pourcentage de tirs présentant deux paquets d'électrons accélérés en fonction (a) de la densité électronique du plasma et (b) en fonction de l'homogénéité des deux sur-intensités de la tache focale. (c) comparaison de la divergence entre les deux faisceaux d'électrons accélérés pour plusieurs distances source-Lanex avec celle du faisceau laser et (d) schéma du montage mis en place pour obtenir la figure (c).

Les principaux résultats sont résumés ci-dessous :

- Ces faisceaux doubles ne sont pas observés sans lame de phase, or il semble difficile d'expliquer l'obtention de ce type de faisceau d'électrons pour un faisceau laser gaussien qui interagit avec un plasma, sauf à considérer des effets de filamentation du laser dans un régime très non linéaire.
- Sur plusieurs séries de tirs, un effet de seuil avec la densité est noté sur l'apparition de ces deux faisceaux comme indiqué en figure 3.20 (a). En effet il faut atteindre une densité suffisante avant de pouvoir suffisamment auto focaliser les deux sur-intensités laser. Une fois cette densité atteinte, l'augmentation de densité électronique ne change plus significativement le taux d'apparition des deux faisceaux d'électrons. Ce seuil de densité est environ deux fois supérieur à celui obtenu sans lame de phase.
- De plus, il semble que l'homogénéité entre l'énergie contenue dans les deux sur-intensités clairement visible en figure 3.15 (b) joue un rôle sur le pourcentage de faisceau double obtenu (voir figure 3.20 (b)). En effet lorsque celle-ci est inférieure à environ 70%, le pourcentage de tirs pour lesquels on produit deux faisceaux d'électrons devient très faible.
- Finalement nous avons déplacé l'écran Lanex suivant l'axe de propagation du laser afin de suivre l'évolution de la distance entre les deux faisceaux générés. Il s'avère que cette distance, que l'on peut simplement transformer en divergence, coïncide relativement bien avec la divergence naturelle du laser après focalisation. Ces mesures sont présentées sur la figure 3.20 (c).

Finalement même si la mise en forme du laser souhaitée n'a pu être atteinte à cause d'un profil spatial du laser inhomogène, il a été possible de montrer qu'une mise en forme du faisceau laser permet la mise en forme du faisceau d'électrons accélérés. Des simulations numériques devront être réalisées pour confirmer les hypothèses avancées et expliquer les observations expérimentales discutées précédemment. Cette lame de phase a été utilisée par une autre équipe du groupe PHI travaillant sur la génération d'harmoniques sur cible solide, dans l'autre salle expérimentale desservie par UHI100. Ils ont réussi à obtenir une tache focale quasiment en forme d'anneau grâce à la réduction du diamètre du faisceau [175], réduisant la pupille de 80 mm à 45 mm voire 25 mm. Cela dit, dans notre cas, une diminution de la pupille du faisceau de cet ordre entraîne une diminution de l'intensité sur cible de 80 à 90 %, ce qui stoppe le processus d'accélération d'électrons. Une alternative à l'apodisation du faisceau serait de placer la lame de phase là où les profils en phase et en amplitude sont plus homogènes.

Pour poursuivre ce travail, il semble inévitable de devoir améliorer l'homogénéité du profil transverse du laser autant en amplitude qu'en phase. De plus il pourrait aussi être intéressant d'imager ce faisceau laser après l'interaction afin de comprendre la dynamique du faisceau au cours de sa propagation dans le plasma.

### 3.3 Influence de la traversée d'un plasma sur le faisceau d'électrons accélérés

Nous avons montré dans les parties précédentes comment contrôler notre source d'électrons en modifiant les paramètres laser-plasma, ou en jouant principalement sur le laser lui-même pour modeler le faisceau d'électrons. Nous avons cherché, via le travail présenté ci-dessous, à déterminer l'influence de la traversée d'une feuille impactée par un faisceau laser d'intensité modérée sur les propriétés du faisceau électronique généré par notre source.

### 3.3.1 Problématique

Ces travaux ont pour cadre l'ALP double-étage. En effet parmi les schémas de principe proposés et testés jusque là [24, 25, 27, 28], il y a deux géométries principales, une telle qu'imaginée sur CILEX avec le laser APOLLON (cf figure 1.13) comportant un système de transport de type "dogleg", et une plus linéaire pour laquelle le second faisceau laser créant l'onde de plasma dans l'étage accélérateur serait transportée via un miroir plasma (comme schématisé sur la figure 3.21). Le miroir plasma envisagé est une feuille mince complètement ou partiellement ionisée que le faisceau d'électrons issu de l'injecteur devra traverser. L'idée qui sous-tend le choix de la feuille mince est que l'effet miroir plasma [176] a été démontré sur ce type de cible [28], dans un format "déroulant", permettant de rafraîchir la cible facilement, et le fait que la feuille soit mince doit permettre de ne pas altérer les propriétés du faisceau d'électrons à sa traversée. Nous avons donc choisi d'étudier les propriétés de notre faisceau d'électrons à la traversée d'une feuille mince impactée par une impulsion laser.

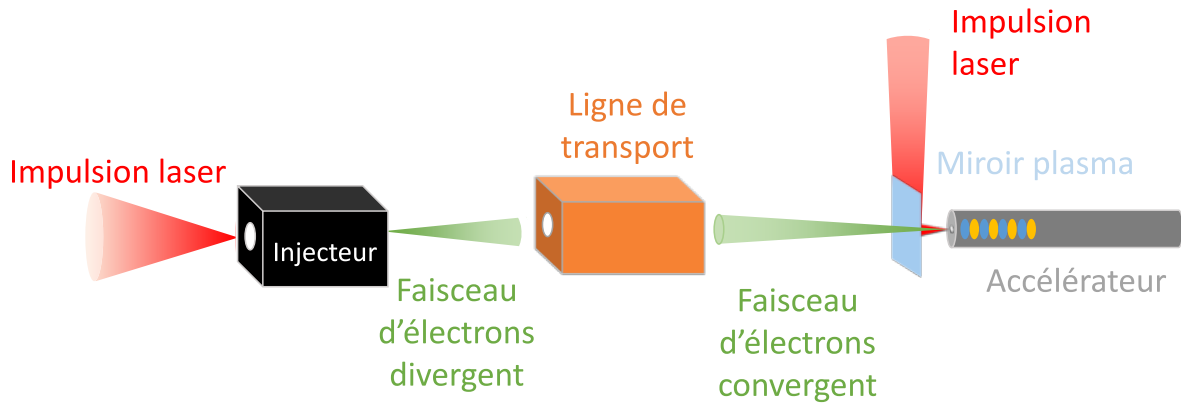


Figure 3.21 – Schéma de principe de l'accélération laser plasma double-étage dans une géométrie linéaire.

Plusieurs modèles permettent de décrire l'effet de la traversée d'un matériau solide par le faisceau d'électrons et seront détaillés par la suite. Dans ce cas, on prévoit des modifications de l'énergie, mais aussi de la dispersion en énergie ainsi que de la divergence. Cependant, la description de la traversée par le faisceau d'un milieu ionisé n'est que peu évoquée dans la littérature. Or il est important de connaître précisément ses effets dans la perspective des expériences d'accélération multi-étage, puisque dans ce cas la feuille aura été partiellement voire totalement ionisée par la seconde impulsion laser.

Pour étudier ce phénomène, nous allons utiliser les expressions analytiques existantes dans le cas des solides et comparer ces résultats aux résultats expérimentaux obtenus afin de voir si un effet du plasma est observé. Ces modèles vont être détaillés dans le cas de feuilles d'aluminium, matériau que nous avons choisi d'utiliser pour cette expérience.

La perte moyenne d'énergie par unité de longueur pour des électrons relativistes traversant un solide a été déterminée en 1932 [177]. En effet dans le cas où  $0.1 \leq \beta_e \gamma_e \leq 1000$  ( $\beta_e \gamma_e \approx 196$  pour des électrons de 100 MeV), pour des matériaux de numéro atomique  $Z$  modéré et sans considérer de corrections liées à une modification du processus d'ionisation due à une densité trop élevée, cette perte d'énergie moyenne par unité de longueur est définie comme :

$$-\frac{\partial \epsilon_e}{\partial x} = \frac{4\pi n_e}{m_e c^2 \beta_e^2} \left( \frac{e^2}{4\pi \epsilon_0} \right)^2 \left[ \ln \left( \frac{2m_e c^2 \beta_e^2}{I_{ex}(1 - \beta_e^2)} \right) - \beta_e^2 \right] \quad (3.3)$$

où  $n_e$  est la densité électronique et  $I_{ex}$  le potentiel d'excitation moyen du matériau. On voit que le terme de droite de l'égalité (3.3) dépend de l'énergie des électrons. Tous ne perdront donc pas la même énergie à la traversée du matériau. Le faisceau voit de plus sa dispersion en énergie augmenter au passage dans un matériau, ce qui est dû aux fluctuations sur la perte d'énergie des électrons à la traversée du matériaux. Cette **augmentation de la dispersion énergétique** a été étudiée [178], et l'ordre de grandeur associé semble être très inférieur à notre résolution expérimentale. En effet, elle est d'environ 1 MeV pour des électrons de 30 MeV à travers une feuille de 5 mm d'épaisseur. Or, la résolution de notre spectromètre est de l'ordre de 3 MeV pour des électrons de 30 MeV. De plus, l'épaisseur maximale des feuilles que nous avons choisi d'utiliser sera de 300  $\mu\text{m}$ . Cette valeur d'épaisseur a été choisie pour qu'un effet important sur la divergence des électrons soit observé tout en conservant un signal suffisamment important, qui ne soit pas trop dilué, à basse énergie.

Cette perte d'énergie par unité de longueur est représentée sur la figure 3.22 (a) pour des électrons dont l'énergie varie de 0.1 à  $10^3$  MeV.

Sous l'effet de la diffusion coulombienne, la **divergence** d'un faisceau d'électrons augmente après avoir traversé un matériau. Un faisceau collimaté de dimension transverse nulle voit sa divergence augmenter lorsqu'il traverse un matériau. Selon la théorie de Molière [179] décrivant la diffusion coulombienne multiple, la distribution angulaire des électrons peut être approximée par une fonction gaussienne dont le diamètre FWHM s'exprime par [180, 181] :

$$\delta\theta_e = 2\sqrt{2\ln(2)} \frac{13.6[\text{MeV}]}{\beta_e p_e c} \sqrt{\frac{e_f}{X_0}} \left[ 1 + 0.038 \ln\left(\frac{e_f}{X_0}\right) \right] \quad (3.4)$$

où  $p_e c$  est l'énergie cinétique des particules,  $e_f$  l'épaisseur du matériau traversé et  $X_0$  sa longueur de radiation. Cette longueur est donnée par l'équation :

$$X_0[\text{cm}] = \frac{716.4[\text{g.cm}^{-2}]A}{\rho_0[\text{g.cm}^{-3}]Z(Z+1)\ln(287/\sqrt{Z})} \quad (3.5)$$

ici  $\rho_0$  est la densité du matériau étudié et  $A$  est le nombre de masse de l'atome considéré. L'équation (3.4) n'est valable que pour  $10^{-3} \leq x/X_0 \leq 100$ , c'est-à-dire que l'erreur commise par le modèle est inférieure à 11% [182] dans cet intervalle. Pour l'aluminium et les épaisseurs de matériaux considérées, on obtient  $6 \times 10^{-4} < x/X_0 < 3.3 \times 10^{-3}$ . Nous sommes donc à la limite du domaine d'application de cette formule. En considérant un faisceau non collimaté, la divergence finale (FWHM) est donnée par :

$$\theta_{e,f} = \sqrt{\theta_{e,i}^2 + (\delta\theta_e)^2} \quad (3.6)$$

où  $\theta_{e,i}$  et  $\theta_{e,f}$  sont respectivement les divergences initiale et finale du faisceau d'électrons. Cette augmentation de divergence, qui se traduit par une augmentation de dimension du faisceau est clairement visible sur la figure 3.22 (b). On reporte, en effet, la variation de la dimension dans le plan vertical du faisceau d'électrons en fonction de l'énergie et pour plusieurs épaisseurs de feuille d'aluminium, comprises entre 10 et 300  $\mu\text{m}$ .

Typiquement la perte d'énergie pour des électrons de 100 MeV est de 7 MeV/cm soit au maximum de 0.2 MeV pour des feuilles de 300  $\mu\text{m}$ , les plus épaisses utilisées dans notre cas. Le montage expérimental utilisé n'offre pas la résolution suffisante pour détecter cette variation d'énergie. Il en est de même pour l'augmentation de la dispersion en énergie. En revanche, l'augmentation de la divergence peut être caractérisée. Lors de cette campagne

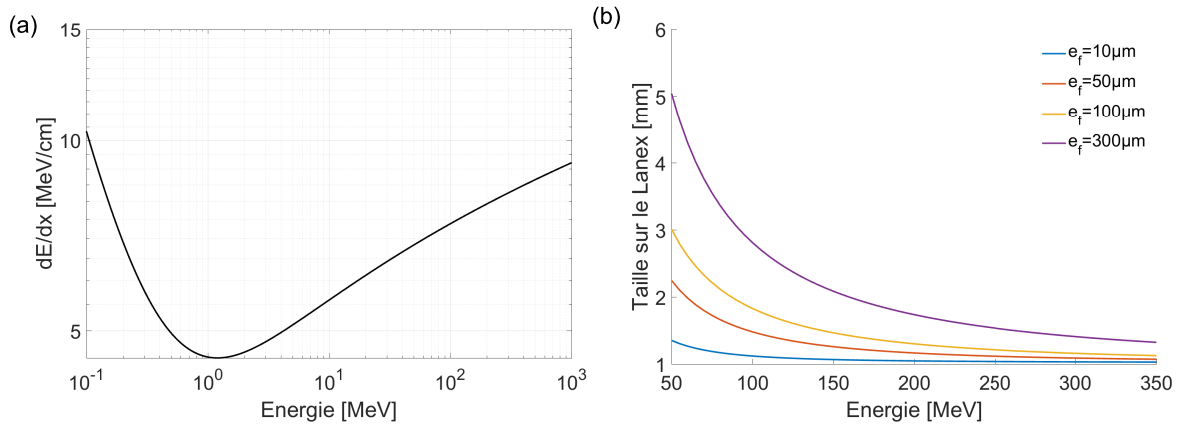


Figure 3.22 – (a) perte moyenne d'énergie par unité de longueur en fonction de l'énergie des électrons pour l'aluminium donnée par l'équation (3.3). (b) dimension dans le plan vertical du faisceau estimée à partir de l'équation (3.4) 510 mm après la source en fonction de l'énergie pour différentes épaisseurs de feuille d'aluminium pour nos conditions expérimentales :  $D_{sf} = 240$  mm,  $D_{fL} = 270$  mm (définies sur la figure 3.23) et une divergence initiale du faisceau de 2 mrad.

expérimentale, nous nous attendons à observer un effet clair sur la dimension verticale des spectres.

L'objectif est donc ici de voir si on retrouve simplement ce que la théorie prédit pour un faisceau d'électrons à la traversée d'une cible solide ou des comportements plus fins dus à la présence d'effets de volume ou de surface liés à l'interaction du laser intense avec la feuille, modifiant les propriétés de cette dernière.

### 3.3.2 Dispositif et résultats expérimentaux

#### 3.3.2.1 Conditions expérimentales

Pour réaliser cette étude, nous avons utilisé le dispositif expérimental schématiquement représenté sur la figure 3.23. Une feuille d'aluminium d'épaisseur calibrée (Goodfellow®) peut être insérée dans le faisceau d'électrons à une distance variable ( $D_{sf}$ ) de la source, donc du scintillateur puisque la distance source-scintillateur est constante. Il est possible d'introduire un angle  $\alpha$  entre le plan transverse au faisceau d'électrons et la feuille tel que schématisé sur la figure 3.23. L'angle entre le faisceau d'électrons et la feuille est introduit pour déterminer s'il y a un effet du champ électromagnétique généré. En modifiant cet angle, l'orientation de ce champ change, ce qui nous permet de déterminer s'il existe un lien entre ce champ et l'effet sur la divergence des électrons. Cela dit, la polarisation du laser reste parallèle à la surface de la feuille dans cette expérience. Dans le cas contraire, le mouvement des électrons à la surface de la feuille pourrait, de plus, modifier l'interaction avec notre faisceau d'électrons accélérés.

Grâce au montage présenté en figure 3.23, nous pouvons comparer les spectres ainsi que les profils transverses des faisceaux d'électrons obtenus avec et sans feuille. De cette manière, la divergence du faisceau d'électrons peut être déterminée sans feuille et comparée à celle avec feuille, de même pour la divergence résolue en énergie à partir des spectres. On notera que, dans nos conditions expérimentales, c'est le faisceau laser qui crée l'onde plasma accélérant les électrons et qui va également créer le plasma en face avant de la feuille introduite entre la source et le spectromètre. Dans cette configuration, nous avons au préalable vérifié quelques éléments tels que la superposition du faisceau laser et du faisceau d'électrons sur la feuille ainsi que le délai entre la création du plasma et la



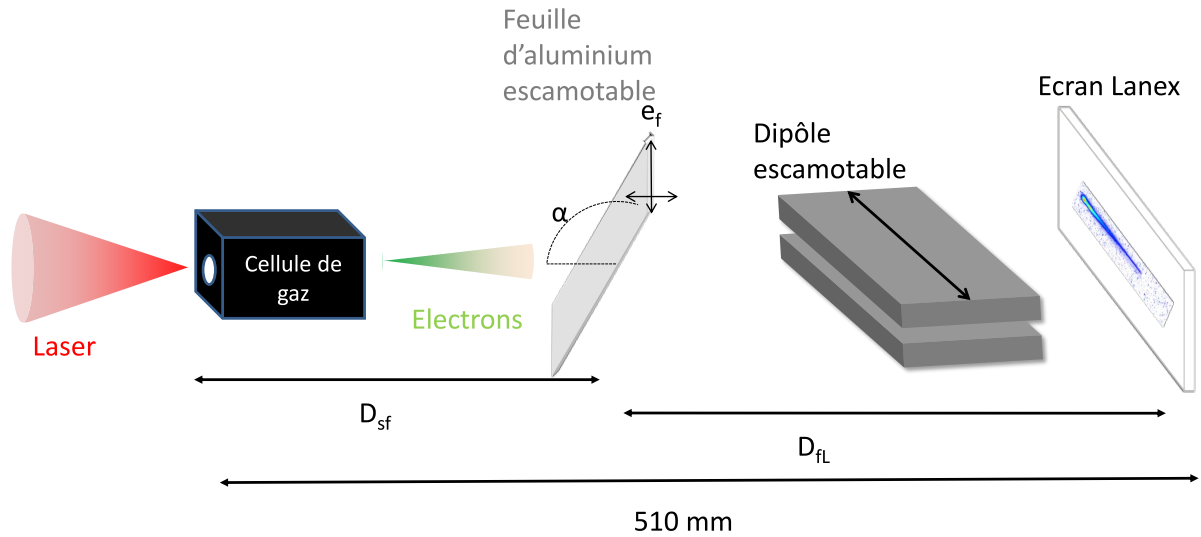


Figure 3.23 – Représentation schématique du montage utilisé. Sur ce schéma  $D_{sf}$  est la distance de la source à la feuille d'épaisseur  $e_f$ ,  $D_{fL}$  celle de la feuille au Lanex et  $\alpha$  est l'angle entre le plan transverse au faisceau d'électrons et le plan de la feuille.

traversée des électrons à travers ce plasma. Nous détaillons ces points particuliers dans les paragraphes suivants.

Tout d'abord il semble nécessaire de vérifier que **les faisceaux laser et d'électrons se recouvrent bien dans le plan de la feuille** pour assurer que le paquet d'électrons va traverser une partie de la feuille soumise à l'interaction avec le champ laser. Compte tenu de l'optique de focalisation utilisée ici, le diamètre du faisceau laser est compris entre 5.8 et 17.4 mm pour  $D_{sf}$  compris entre 80 et 240 mm. En considérant un faisceau d'électrons dont la divergence est de 3 mrad, ce qui correspond à une borne supérieure au regard des valeurs obtenues expérimentalement, son diamètre dans le plan de la feuille sera alors compris entre 0.24 et 0.72 mm. L'angle entre les faisceaux laser et d'électrons devrait donc excéder 75.5 mrad pour que les faisceaux ne se recouvrent pas. Des observations expérimentales [183] reportent un angle entre le faisceau d'électrons et l'axe laser de l'ordre de 10 mrad seulement, c'est-à-dire très inférieur aux 75 mrad évoqués ci-dessus. Le faisceau d'électrons traverse bien une zone de la feuille avec laquelle l'impulsion laser aura interagi.

Ensuite, il est important de caractériser **le délai entre le faisceau laser et d'électrons impactant la feuille**. Les électrons suivent l'impulsion laser lors de leur phase d'accélération. Ainsi à la sortie du plasma, le faisceau d'électrons se trouve une fraction de longueur d'onde plasma derrière l'impulsion, ce qui correspond à quelques fs. Le délai acquis lors de la propagation dans le vide d'un électron dont le facteur de Lorentz est  $\gamma_e$  et une impulsion lumineuse, noté  $\Delta_t$ , varie comme :

$$\Delta_t = \frac{T}{2\gamma_e^2}$$

où  $T$  est la durée moyenne nécessaire pour que l'électron atteigne la feuille. Cette relation indique que les électrons les moins énergétiques résolus par le spectromètre, 50 MeV, auront un retard de l'ordre de 40 fs lorsque  $D_{sf} = 240$  mm. Cette configuration correspond à celle où le retard sera le plus important. La somme de ce retard accumulé lors de la propagation dans le vide et du retard pris dans la phase d'accélération est donc bien

inférieure à 100 fs. Pour une durée si courte, on notera que le plasma créé sur la feuille n'aura pas le temps de se détendre. Cela dit, les trois électrons des dernières couches de l'aluminium sont des électrons de valence. Ils vont donc interagir avec le champ électromagnétique associé à l'impulsion laser. Cette interaction a uniquement lieu à la surface de la feuille, sur l'épaisseur de peau qui caractérise l'épaisseur de pénétration du laser.

Je donne, dans ce qui suit, une estimation de **l'intensité sur la feuille d'aluminium** à différentes distances de la source d'électrons, donc du plan focal du laser. Nous devons pour cela faire une hypothèse sur la durée de l'impulsion laser ainsi que sur sa divergence après la traversée du plasma généré dans la cellule de gaz utilisée pour accélérer les électrons. Nous allons considérer l'impulsion laser inchangée après la traversée de ce premier plasma créé dans la cellule. En effet, nous sommes dans le cas où la taille du laser est proche de la résonance donnée par [23], ce qui signifie qu'il est raisonnable d'estimer la divergence du laser après le plasma équivalente à celle avant interaction. Dans nos conditions expérimentales, l'auto compression intervient, [45], réduisant la durée de l'impulsion. Néanmoins, aucune mesure de durée après l'interaction n'a été réalisée pour confirmer cette hypothèse. Si l'on considère un taux de compression similaire à celui évoqué par Faure et al. dans la référence [45], la durée d'impulsion peut alors être estimée à 10 fs. De plus, l'énergie de l'impulsion sera divisée par 1.5, le rendement du processus d'accélération étant estimée par  $1/a_0$  dans [23]. L'intensité sur la feuille est finalement estimée entre  $0.26$  et  $2.4 \times 10^{14}$  W/cm<sup>2</sup> respectivement pour  $D_{sf} = 24$  et 8 cm.

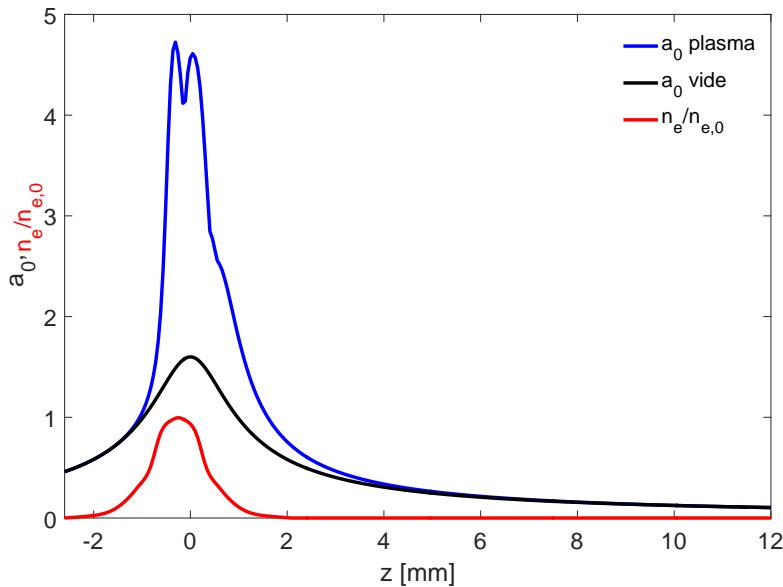


Figure 3.24 – Évolution de l'intensité normalisée associée à l'impulsion laser en fonction de la position longitudinale lorsque le laser se propage dans le vide (en noir) ou bien dans un plasma (en bleu) présentant le même profil longitudinal de densité que notre cellule de gaz pour  $n_e = 1 \times 10^{19}$  e<sup>-</sup>/cm<sup>3</sup> (en rouge). L'impulsion est caractérisée par  $a_0 = 1.6$ ,  $w_0 = 14.1$   $\mu$ m et  $\tau_0 = 24.5$  fs. La position  $z=0$  correspond à la position de focalisation du faisceau à l'intérieur de la cellule de gaz.

Ces estimations sont confortées par des simulations réalisées avec le code WAKE [61] par G. Maynard du LPGP, avec qui nous avons collaboré sur ces études, et dont les résultats sont reportés sur la figure 3.24. Cette figure présente l'évolution de l'intensité

normalisée d'une impulsion laser, caractérisée par  $a_0 = 1.6$ ,  $w_0 = 14.1 \mu\text{m}$  et  $\tau_0 = 24.5 \text{ fs}$ , en fonction de la position longitudinale. La position  $z = 0$  correspond à la focalisation du faisceau. On remarque clairement qu'en dehors d'une distance plus grande que la zone d'interaction (pour  $z < -1.2 \text{ mm}$  et  $z > 4.9 \text{ mm}$ ), l'intensité du faisceau avec ou sans plasma est très similaire dans les deux cas. Ceci est dû au fait que l'auto compression du faisceau compense la perte d'énergie lors du passage de l'impulsion dans le plasma. Cela signifie que pour estimer l'intensité loin de la zone d'interaction, il est possible d'utiliser l'intensité avant interaction. Or, si l'on calcule l'intensité du faisceau avant interaction avec le plasma, en considérant le faisceau mentionné dans le paragraphe précédent, on obtient des intensités de  $0.15$  et  $1.3 \times 10^{14} \text{ W/cm}^2$  respectivement pour  $D_{sf} = 24$  et  $8 \text{ cm}$ , ce qui correspond aux mêmes ordres de grandeurs que les intensités calculées grâce aux approximations évoquées dans le paragraphe précédent.

### 3.3.2.2 Résultats expérimentaux

#### A/ Influence de la feuille sur les faisceaux d'électrons

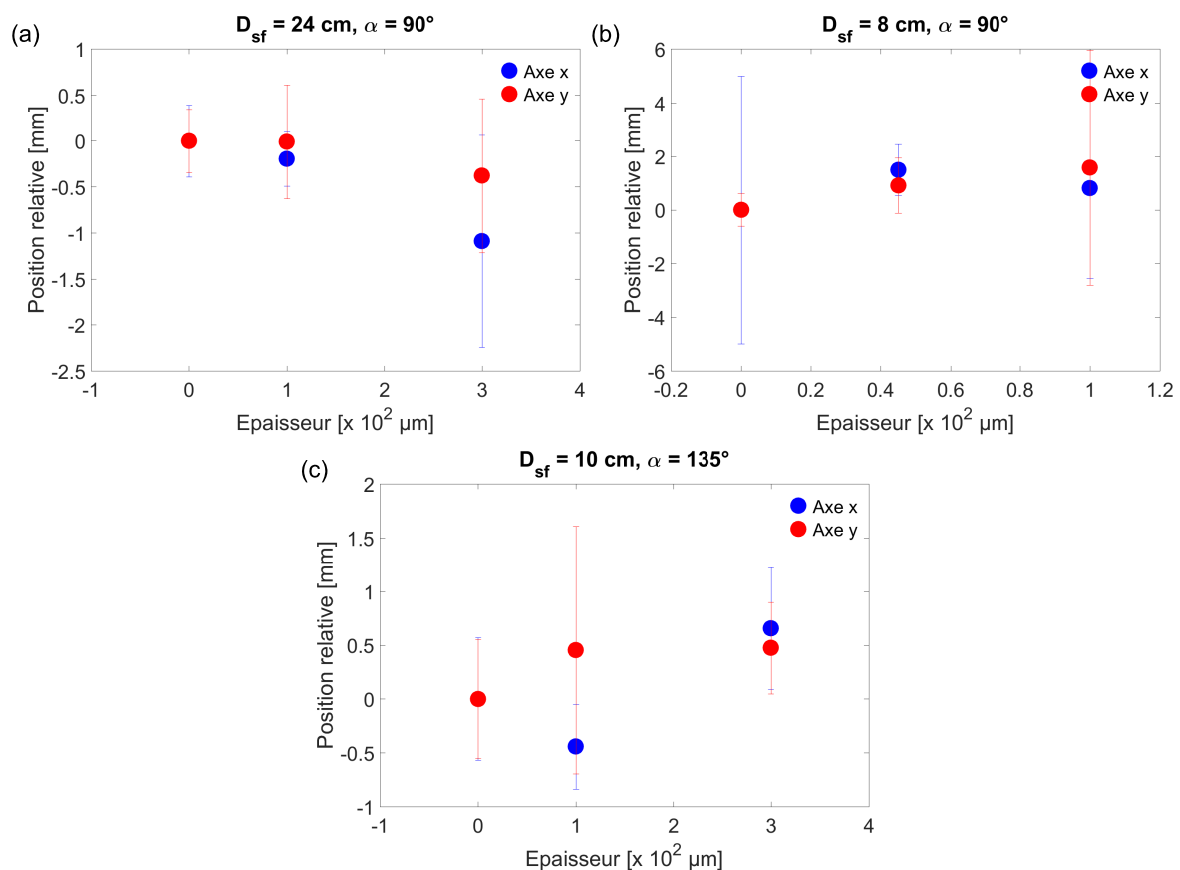


Figure 3.25 – Position relative moyenne et déviation standard associée du faisceau en fonction de l'épaisseur de feuille traversée. (a) lorsque  $D_{sf} = 240 \text{ mm}$  et  $\alpha = 90^\circ$ , (b)  $D_{sf} = 80 \text{ mm}$  et  $\alpha = 90^\circ$  et (c)  $D_{sf} = 100 \text{ mm}$  et  $\alpha = 135^\circ$ .

Comme présenté précédemment, les modèles utilisés montrent une corrélation entre l'augmentation de la divergence et l'énergie, comme l'indique l'équation (3.4). Les comparaisons entre résultats expérimentaux et les modèles seront donc réalisées à l'aide des

spectres électroniques enregistrés sans feuille comparés à ceux enregistrés avec feuille. Néanmoins, nous nous sommes assurés qu'il n'y avait pas de déviation globale du faisceau après la traversée de la feuille. Je reporte donc sur la figure 3.25 la position des faisceaux relative à la position obtenue sans feuille (définie comme référence en  $X=0$  et  $Y=0$ ) sur le Lanex, dans les deux dimensions horizontale et verticale, pour des épaisseurs de feuilles d'aluminium différentes. On peut voir que pour les différentes configurations étudiées :  $D_{sf} = 240$  mm et  $\alpha = 90^\circ$  en (a),  $D_{sf} = 80$  mm et  $\alpha = 90^\circ$  en (b) et  $D_{sf} = 100$  mm et  $\alpha = 135^\circ$  en (c), le décalage de la position des faisceaux est inférieur à l'incertitude liée à la reproductibilité. Il semble donc que la traversée d'une feuille par le faisceau d'électrons ne perturbe pas sa direction moyenne. Les résultats ne sont pas présentés ici mais nous observons exactement le même comportement concernant la position des spectres sur le Lanex. Ils ne sont pas déviés dans le plan vertical, même dans le cas où  $\alpha = 135^\circ$ . On n'observe pas d'effet de champ à la surface de la feuille, qui viendrait modifier l'axe du faisceau d'électrons, et ce, quelle que soit l'énergie des électrons.

### B/ Influence de la feuille sur les spectres électroniques

Comme préalable à cette expérience, un effort très important a été fourni pour obtenir des spectres particulièrement peu divergents, reproductibles et présentant une charge importante sur une large gamme d'énergie. La divergence des spectres obtenus est en effet de l'ordre de 2 mrad (FWHM) pour la plupart des spectres présentés dans cette partie, lorsqu'ils ne traversent pas de feuille, comme reporté sur la figure 3.27 (b) en gris ainsi que sur les quatre images présentées sur la figure 3.26 et enregistrées dans les mêmes conditions expérimentales.

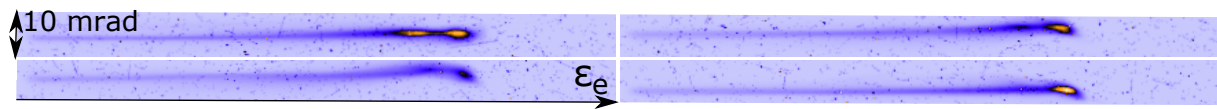


Figure 3.26 – Images de spectres enregistrées, obtenues sur quatre tirs consécutifs. Ici  $I_0 = 3.8 \times 10^{18}$  W/cm<sup>2</sup>,  $\tau_0 = 28.8$  fs,  $z_F = 0.62$  mm,  $L_{cell} = 0.8$  mm dans un mélange de 99%H<sub>2</sub> + 1%N<sub>2</sub> pour  $n_e = 1.1 \times 10^{19}$  e<sup>-</sup>/cm<sup>3</sup>.

Dans la suite de cette partie, on notera  $\Delta T_x$ , défini comme :

$$\Delta T_x = \sqrt{\xi_{e,x}^2 - \xi_{e,0}^2} \quad (3.7)$$

où  $\xi_{e,x}$  est la dimension verticale (FWHM) résolue spectralement du paquet d'électrons qui traverse une feuille d'épaisseur  $x$  μm et  $\xi_{e,0}$  est celle du faisceau se propageant sans obstacle. Cette grandeur, qui représente la contribution de la feuille pour une source à divergence nulle, sera comparée à la valeur théorique, notée  $\Delta T_{x,th}$ , qui s'écrit :

$$\Delta T_{x,th} = \delta\theta_e \times D_{fL} \quad (3.8)$$

La figure 3.27 présente les spectres en (a) et la dimension verticale résolue en énergie en (b) obtenus dans les mêmes conditions expérimentales lorsque le faisceau se propage sans obstacle ou bien traverse une feuille de 100 ou 300 μm. Ensuite  $\Delta T_{100}$  et  $\Delta T_{300}$  sont présentées sur les figures 3.27 (c) et (d) respectivement pour  $D_{sf} = 24$  cm et  $\alpha = 90^\circ$ . Sur ces deux dernières figures est superposée aux données expérimentales, la variation de

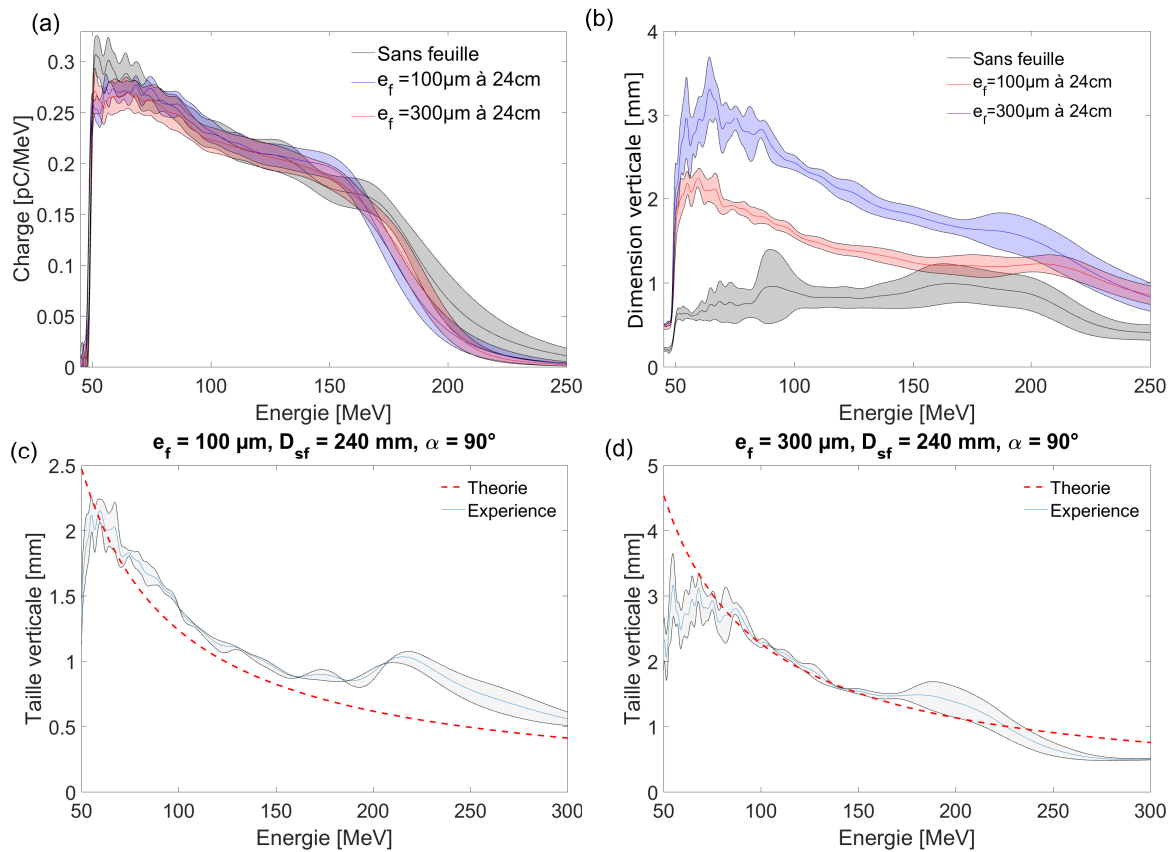


Figure 3.27 – Moyennes et déviations standards (zones colorées) (a) de spectres et (b) dimension verticale résolue spectralement des paquets sur le Lanex obtenus sans obstacle (noir), quand ils traversent une feuille de  $100\ \mu\text{m}$  (bleu) ou de  $300\ \mu\text{m}$  (rouge) située à  $24\ \text{cm}$  de la source d'électrons. (c)  $\Delta T_{100}$  en bleu et déviations standards en zone grisée pour  $D_{sf} = 24\ \text{cm}$  et  $\alpha = 90^\circ$  et la prédiction théorique pour cette configuration en rouge. (d) même graphique pour une feuille de  $300\ \mu\text{m}$ . Ici  $I_0 = 3.8 \times 10^{18}\ \text{W}/\text{cm}^2$ ,  $\tau_0 = 28.8\ \text{fs}$ ,  $z_F = 0.62\ \text{mm}$ ,  $L_{cell} = 0.8\ \text{mm}$  dans un mélange de  $99\%\text{H}_2 + 1\%\text{N}_2$  pour  $n_e = 1.1 \times 10^{19}\ \text{e}^-/\text{cm}^3$ .

la dimension verticale du paquet d'électrons en fonction de l'énergie des électrons qui le composent, prédite par l'équation (3.8) :  $\Delta T_{100,th}$  et  $\Delta T_{300,th}$ .

Comme discuté précédemment, la résolution de notre spectromètre ne permet pas de détecter ni une diminution d'énergie, ni une augmentation de la dispersion en énergie des faisceaux d'électrons. Ceci se traduit par des spectres électroniques très semblables sans et avec des feuilles d'aluminium pour  $e_f = 100\ \mu\text{m}$  et  $e_f = 300\ \mu\text{m}$ , comme reporté sur la figure 3.27 (a). Cette observation s'est répétée quels que soient les distances  $D_{sf}$  ou les angles  $\alpha$  considérés.

La figure 3.27 (b) met clairement en évidence l'augmentation de la divergence avec l'épaisseur de la feuille et d'autant plus lorsque l'énergie diminue. Finalement en utilisant l'équation (3.7), où la courbe noire correspond à  $\xi_{e,0}$ , les courbes bleue et rouge respectivement à  $\xi_{e,100}$  et  $\xi_{e,300}$ , les figures 3.27 (c) et (d) sont respectivement obtenues.

Ces deux figures montrent un bon accord entre la théorie et l'expérience sur une large gamme d'énergie. Le fait que les spectres présentent une divergence moins importante que prédite (jusqu'à 50% de différence à  $50\ \text{MeV}$ ) à basse énergie pour  $e_f = 300\ \mu\text{m}$  pourrait être partiellement dû au fait que la divergence étant importante, le signal est dilué sur le scintillateur et la détermination de la dimension du paquet dans le plan vertical résolue spectralement par le code d'analyse est sous-estimée.

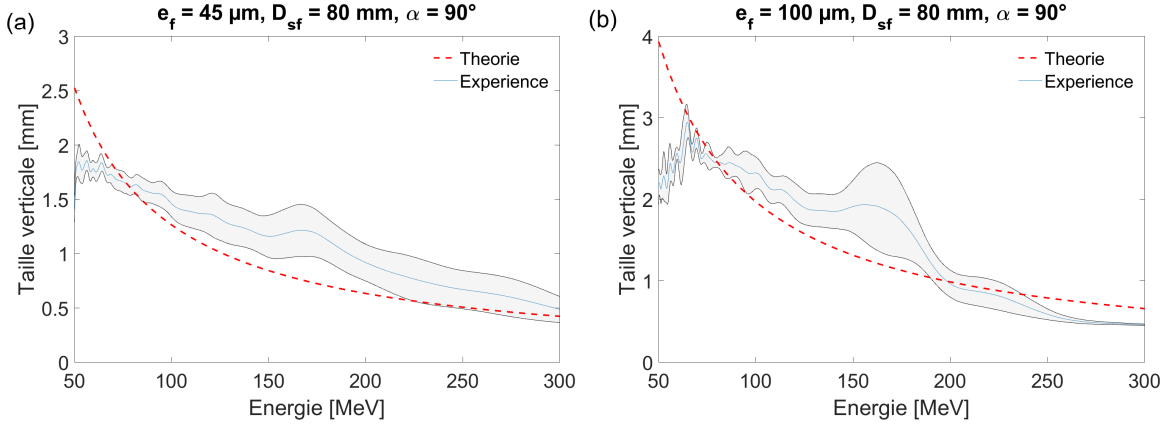


Figure 3.28 – (a)  $\Delta T_{45}$  en bleu et déviation standard en zone grisée pour  $D_{sf} = 8$  cm et  $\alpha = 90^\circ$  et la prédiction théorique pour cette configuration (en rouge). (b) même graphique pour une feuille de  $100 \mu\text{m}$ . Ici  $I_0 = 3.5 \times 10^{18} \text{ W/cm}^2$ ,  $\tau_0 = 30.5 \text{ fs}$ ,  $z_F = 0.55 \text{ mm}$ ,  $L_{cell} = 0.86 \text{ mm}$  dans un mélange de  $99\% \text{H}_2 + 1\% \text{N}_2$  et  $n_e = 1.1 \times 10^{19} \text{ e}^-/\text{cm}^3$ .

La figure 3.28 reporte des résultats obtenus pour  $D_{sf} = 80 \text{ mm}$  et  $\alpha = 90^\circ$ .  $\Delta T_{45}$  et  $\Delta T_{100}$  sont présentées sur les figures 3.28 (a) et (b) et sont de nouveau très proches de la prédiction théorique sur toute la gamme d'énergie explorée ici. On observe cependant une différence (de l'ordre de 40%) pour les électrons d'énergie inférieure à 65 MeV entre la théorie et l'expérience. Dans ce cas, même si l'épaisseur de la feuille est moins importante que précédemment, la distance entre la feuille et l'écran Lanex, ici  $D_{fL} = 430 \text{ mm}$  entraîne une dilution du signal sur une zone importante, d'autant plus à basse énergie. Cela peut expliquer la déviation observée lorsque  $e_f = 100 \mu\text{m}$  pour une énergie inférieure à 65 MeV sur la figure 3.28 (b).

La figure 3.29 présente une nouvelle fois le même type de courbes mais pour  $D_{sf} = 100 \text{ mm}$ , et pour un angle entre la normale à la feuille et l'axe du faisceau d'électrons de  $45^\circ$ . Encore une fois, les résultats expérimentaux sont très proches de la prédiction théorique. Mais nous observons une nouvelle fois une déviation du comportement prédit par la théorie pour des énergies inférieures à 100 MeV sur la figure 3.29 (b) qui pourrait être due à une sous estimation de la divergence liée à la dilution du signal pour une telle divergence, comme évoqué précédemment. À partir des données présentées sur la figure 3.29 (b), on cherche à estimer l'importance de l'erreur que l'on pourrait commettre sur l'analyse des données et qui expliquerait la différence de taille verticale entre l'expérience et la théorie. Nous avons évoqué un signal expérimental trop dilué par rapport au seuil de détection de la caméra, après la traversée de la feuille et donc une sous-estimation de la taille réelle du faisceau à basse énergie (pour  $\epsilon_e < 100 \text{ MeV}$  ici).

On cherche à estimer la taille expérimentale correspondant à la prédiction théorique. On considère des électrons de 75 MeV. La taille verticale du faisceau à cette énergie, sans feuille, est estimée en moyenne à  $\xi_{e,0} = 0.55 \text{ mm}$ . Cette valeur est déduite des spectres expérimentaux enregistrés derrière la source d'électrons. La feuille est positionnée à  $135^\circ$ . Si on considère l'épaisseur effective de feuille traversée, elle est de  $424 \mu\text{m}$  ( $= 300 \times \sqrt{2}$ ). À cette énergie,  $\Delta T_{424,th} = 5.5 \text{ mm}$ . Pour obtenir  $\Delta T_{424,th} = \Delta T_{424}$ , il faut que  $\xi_{e,424} = 5.55 \text{ mm}$ , or expérimentalement, on obtient  $\xi_{e,424} = 3.7 \text{ mm}$ . La taille verticale du spectre à 75 MeV serait donc sous-estimée de plus de 30%.

Il paraît difficile, au vu des données expérimentales, de commettre une telle erreur. L'erreur commise sur l'estimation de cette valeur est raisonnablement inférieure à 10%. Il semblerait que les observations expérimentales contiennent des informations sur l'interaction du faisceau d'électrons avec la feuille impactée par le laser. Des simulations PIC

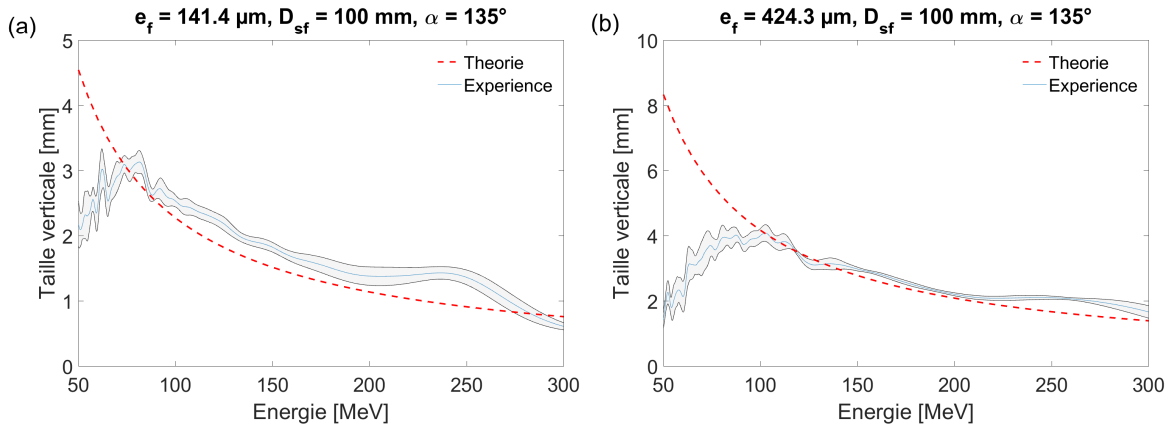


Figure 3.29 – (a)  $\Delta T_{141}$  en bleu et déviations standard en zone grisée pour  $D_{sf} = 10$  cm et  $\alpha = 135^\circ$  et la prédiction théorique pour cette configuration (en rouge). (b) même graphique pour une feuille de  $424 \mu\text{m}$ . Ici  $I_0 = 4.6 \times 10^{18} \text{ W/cm}^2$ ,  $\tau_0 = 28.8 \text{ fs}$ ,  $z_F = 0.05 \text{ mm}$ ,  $L_{cell} = 0.76 \text{ mm}$  dans un mélange de  $99\% \text{H}_2 + 1\% \text{N}_2$  et  $n_e = 1.1 \times 10^{19} \text{ e}^-/\text{cm}^3$ .

pourront nous permettre d'éclaircir ce point.

Pour comprendre s'il y a un effet lié à la rotation de la feuille par rapport à l'axe du faisceau, la figure 3.30 est présentée. Étant donné que la distance entre la feuille et le scintillateur dans les deux cas n'est pas la même, on utilise ici la divergence du faisceau pour comparaison. Dans ce cas, on définit la grandeur  $\Delta D_x$  comme :

$$\Delta D_x = \frac{\Delta T_x}{D_{fL}} \quad (3.9)$$

qui sera comparée à la valeur théorique :

$$\Delta D_{x,th} = \frac{\Delta T_{x,th}}{D_{fL}} \quad (3.10)$$

En considérant les calculs théoriques, le seul paramètre modifié est, en plus de la distance à la source, l'épaisseur de la feuille. Pour calculer la courbe théorique correspondant à la traversée d'une feuille de  $100 \mu\text{m}$  tel que  $\alpha = 135^\circ$ , (figure 3.30 (a)) on a simplement considéré que l'épaisseur de la cible était égale à  $\sqrt{2} \times e_f \approx 141 \mu\text{m}$ .

On a ensuite voulu discriminer le rôle de l'épaisseur par rapport à l'angle de la cible. Pour ce faire, on a appliqué un facteur lié à la différence d'épaisseur traversée sur les données correspondant à  $\alpha = 90^\circ$  (ce facteur permet de simuler une épaisseur de  $141 \mu\text{m}$ ) et comparé aux données expérimentales enregistrées pour  $\alpha = 135^\circ$ . Cette figure permet simplement de comparer directement l'effet de la rotation de la feuille, sans qu'il y ait en plus une variation d'épaisseur de la feuille. Dans ce cas, il semble une nouvelle fois que l'orientation de la feuille n'ait pas d'effet visible ici sur la divergence des électrons puisque les deux courbes rouge et bleue sur la figure 3.30 (b) sont superposées.

Dans cette partie, nous avons montré que la traversée d'une feuille par le faisceau d'électrons pouvait être décrite grâce à des modèles théoriques. Malgré l'interaction du laser avec la feuille, il n'y a pas d'effet notable de la traversée de cette cible modifiée par le faisceau d'électrons. Les désaccords entre la théorie et les expériences pour des énergies inférieures à  $100 \text{ MeV}$  pourraient provenir d'un défaut de collection du signal très divergent après traversée du matériau. C'est une piste que nous continuons d'investiguer.

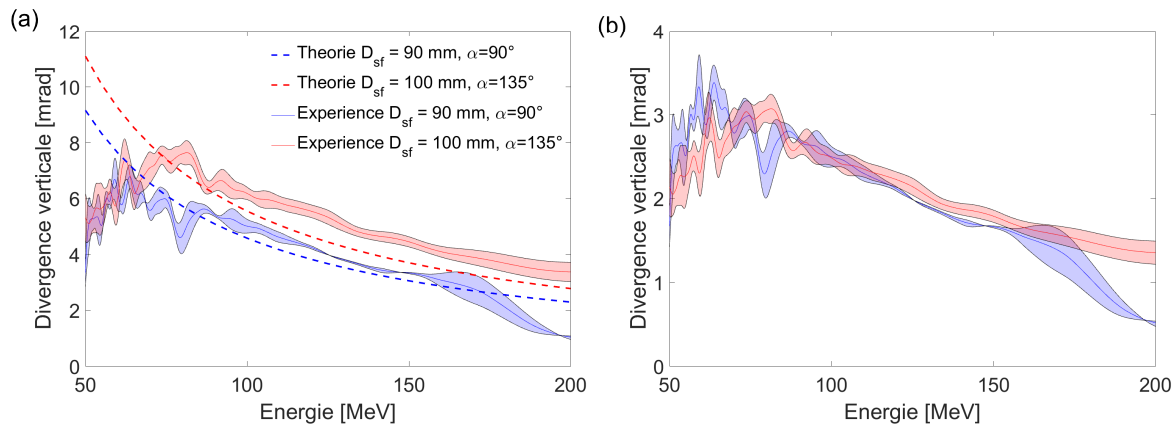


Figure 3.30 – (a)  $\Delta D_{100}$  en ligne pleine et déviation standard en zones colorées pour  $D_{sf} = 9$  cm de la source et faisant un angle de  $90^\circ$  par rapport à l’axe faisceau en bleu et  $D_{sf} = 10$  cm faisant un angle de  $135^\circ$  par rapport à l’axe faisceau en rouge ( $e_f = 141 \mu\text{m}$  dans ce cas, à cause de l’inclinaison de la feuille de  $135^\circ$ ). Les résultats des calculs théoriques sont indiqués par des lignes pointillées bleue et rouge respectivement. (b) même données expérimentales qu’en (a) avec un facteur géométrique appliqué équivalent à considérer une feuille de  $141 \mu\text{m}$ , la même épaisseur de matière traversée effectivement, quand la feuille de  $100 \mu\text{m}$  est dans le cas où  $D_{sf} = 9$  cm et  $\alpha = 90^\circ$ .

Lorsque l’orientation de la feuille a été modifiée, aucun effet important n’a pu être mis en évidence. Dans l’hypothèse où il n’y a pas de biais induit par l’analyse des données, l’influence sur le faisceau d’électrons concerne ceux dont l’énergie est inférieure à  $70$  MeV ( $100$  MeV), pour une feuille épaisse  $e_f = 140 \mu\text{m}$  ( $300 \mu\text{m}$ ). Dans ce cas, la divergence pourrait être réduite jusqu’à un facteur compris entre  $2$  et  $4$  pour des électrons dont l’énergie se situe autour de  $50$  MeV. Une réduction de la divergence des faisceaux serait un point positif pour une injection dans un second étage. Des simulations numériques doivent nous permettre de mieux comprendre les phénomènes impliqués ici.

De plus, il faut noter que les champs associés à l’impulsion laser dans lesquels interagissent les électrons de la bande de conduction de l’aluminium dans nos conditions expérimentales sont bien inférieurs à ceux qui seront mis en jeu dans le cadre d’un schéma d’accélération multi-étage sur un laser PW tel qu’APOLLON. Enfin, modifier la direction de polarisation du laser par rapport à la surface de la feuille pourrait permettre de révéler de nouveaux phénomènes. Ces expériences permettent néanmoins de mettre en évidence un potentiel effet très faible, pour une épaisseur de feuille supérieure à  $e_f = 100 \mu\text{m}$ , dans une gamme d’intensité laser et d’énergie des électrons données ( $\epsilon_e < 100$  MeV). Pour des énergies supérieures, aucune perturbation due à l’interaction laser cible n’a été détectée. Ce qui valide, dans les limites données par la précision expérimentale et jusqu’à des intensités sur feuille de l’ordre de  $10^{14}$  W/cm<sup>2</sup>, le schéma multi-étage utilisant un miroir plasma traversé par le faisceau d’électrons sur des installations PW. En effet l’énergie visée sur CILEX est de  $200$  MeV environ pour l’injecteur.

### 3.4 Conclusions

Dans cette partie, il a été montré que de simples changements sur les conditions d’interaction induisent des changements importants sur les propriétés du faisceau d’électrons généré. Une optimisation des paramètres expérimentaux est donc nécessaire pour obtenir des faisceaux présentant les qualités optimales. Les caractéristiques des faisceaux



parmi les plus stables ont alors été présentées et comparées à celles obtenues sur d'autres installations, utilisant d'autres méthodes d'injection.

Ensuite la mise en forme des paquets d'électrons a été abordée par différentes méthodes, la première se basant sur la mise en forme optique du faisceau laser. Malgré une réussite partielle de la mise en forme du faisceau laser, due à des défauts sur le profil du laser mais aussi d'alignement de la lame de phase, un impact a été observé sur les propriétés des faisceaux d'électrons produits.

La troisième partie de ce chapitre a permis d'étudier l'impact de la traversée d'une feuille mince, ayant interagi avec une impulsion laser d'intensité modérée, par le faisceau d'électrons. Elle semble particulièrement pertinente dans le cadre de schémas d'accélération multi-étage en ligne. Les résultats encore préliminaires semblent montrer un très léger effet de réduction de la divergence des électrons d'énergie inférieure à 100 MeV à la traversée de feuille de 100 à quelques centaines de  $\mu\text{m}$ . Ceci s'éloigne de la prédiction théorique. Si une partie de l'écart peut être dû à l'analyse rendue plus complexe dans une zone où le signal est très dilué, l'autre partie pourrait être directement liée à la traversée de la feuille par le faisceau d'électrons. Des simulations numériques devraient permettre de mieux comprendre les effets mis en jeu à la surface de la feuille.

Il existe plusieurs façons de manipuler le faisceau d'électrons généré et la mise en forme par des éléments magnétiques est celle qui sera détaillée dans le prochain et dernier chapitre.

# Chapitre 4

## Transport et focalisation d'un faisceau d'électrons

### Sommaire

---

4.1	Problématique . . . . .	95
4.2	Deux systèmes de transport magnétiques . . . . .	97
4.2.1	Triplet de quadrupôles (Dactomus) . . . . .	97
4.2.2	Ligne focalisante compacte . . . . .	117
4.3	Détermination de la dose déposée dans un milieu biologique 123	
4.3.1	Dose intégrée sur plusieurs tirs avec la Résazurine . . . . .	124
4.3.2	Intégration lors de 96 tirs avec l'ADHP . . . . .	125
4.3.3	Évaluation de la dose en temps réel . . . . .	125
4.4	Conclusions . . . . .	127

---

Ce chapitre est consacré à l'étude du transport de faisceaux d'électrons relativistes. Dans un premier temps, les motivations pour mener ce type de travail seront discutées. Ensuite les premières méthodes mises en œuvre par la communauté de l'accélération laser plasma seront présentées brièvement. Je détaillerai ensuite les deux systèmes que nous avons testés derrière notre source d'électrons dont un plus particulièrement issu du projet collaboratif DACTOMUS. Finalement les premiers résultats obtenus utilisant le faisceau d'électrons imagés par une des deux lignes magnétiques pour déterminer la dose déposée par les électrons dans la matière seront présentés.

### 4.1 Problématique

Comme présentées en introduction, la perspective d'accélérer un faisceau d'électrons par un dispositif à double-étage [27, 28, 24, 25] a largement motivé ce travail de thèse. Ce type de schéma a été proposé pour contourner une des limitations de l'ALP : la longueur d'accélération. Le gain d'énergie d'un électron dans un champ est donné par :

$$\Delta E \propto E_{acc} L_{acc}$$

où  $E_{acc}$  et  $L_{acc}$  sont le champ accélérateur et la longueur d'accélération. Comme cela a été abordé dans le chapitre 1, la longueur d'accélération est limitée par les paramètres laser et plasma via la longueur de déphasage, de déplétion ou de diffraction (lorsque l'impulsion n'est pas guidée). La phase d'injection est, quant à elle, contraignante en

termes de paramètres laser ce qui a pour conséquence d'imposer une configuration peu optimisée pour la suite du processus d'accélération.

Pour dépasser cette limite, le schéma multi-étage propose de découpler la phase d'injection de celle d'accélération.

Un schéma de principe est donné en figure 4.1. Je rappelle que le dispositif comprend une source d'électrons relativistes (injecteur) et un deuxième étage dans lequel une deuxième onde de plasma est générée pour piéger et accélérer les électrons délivrés par l'injecteur. Ici, on a prévu une ligne de transport imposée par la position dans l'espace du deuxième étage, la pupille du faisceau multi-PW utilisée pour générer l'onde de plasma dans cet étage et la divergence naturelle des faisceaux d'électrons issus de l'injecteur. Un schéma à la géométrie légèrement différente de celle de la figure 4.1, puisque "en ligne", c'est à dire comme représenté schématiquement sur la figure 3.21, a déjà été testé avec succès [28]. Si ces deux approches prévoient d'utiliser deux faisceaux laser pour contrôler le processus d'ALP dans les deux étages séparément, on peut noter que les premières démonstrations du principe d'ALP à deux étages n'ont utilisées qu'un seul faisceau laser mais deux milieux différents [85, 114, 115]. Dans les travaux référencés [85, 114, 115], une cible de gaz est composée de deux parties juxtaposées. Dans la première, les électrons sont piégés dans une onde plasma puis dans la seconde partie, ils sont accélérés dans une seconde onde plasma.

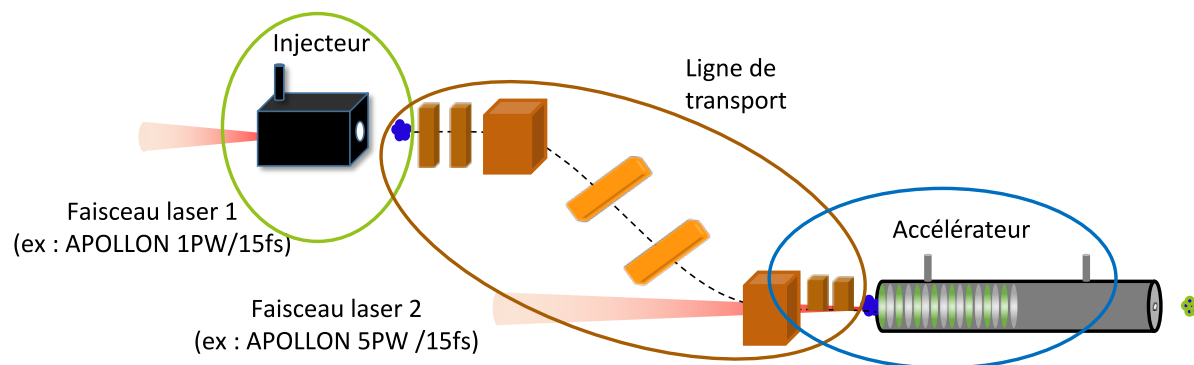


Figure 4.1 – Schéma de principe de l'accélérateur laser plasma double-étage qui pourrait être développé sur CILEX avec le laser APOLLON.

En plus de la perspective d'un accélérateur double-étage, imager le faisceau d'électrons peut aussi présenter un grand intérêt pour des applications telles que l'irradiation d'un échantillon avec des électrons (*Very High Energy Electrons* ou VHEE décrits dans [2, 3, 4]). Compte tenu de la divergence du faisceau électronique, ce type d'application nécessite de placer un échantillon à proximité immédiate de la source pour garantir une densité de charge suffisante, dans l'axe du faisceau laser, les deux faisceaux se recouvrant naturellement. L'échantillon serait ainsi exposé au champ laser intense en plus du faisceau d'électrons. Dans notre configuration expérimentale, l'ordre de grandeur de l'intensité laser dans le plan où le faisceau d'électrons a une taille de 1 mm est estimée, sans prendre en compte les effets non linéaires d'auto focalisation et d'auto compression, à environ  $10^{13}$  W/cm<sup>2</sup>. Ce qui implique l'ionisation partielle de l'échantillon et peut conduire à d'autres effets destructifs sur celui-ci. Une imagerie du faisceau loin de la source, autrement dit de la zone d'interaction, peut donc présenter un intérêt ici.

Finalement, l'utilisation de source d'électrons issues de l'accélération laser plasma présente aussi un intérêt pour les sources de rayonnement secondaires [6, 184, 185, 186] notamment dans la perspective de futurs lasers à électrons libres [187]. Dans ces structures, le faisceau d'électrons oscille dans un ensemble magnétique externe [5, 130] appelé

onduleur. Cette application a été une des premières motivations pour le développement de systèmes d'imagerie de faisceaux issus de l'ALP.

## 4.2 Deux systèmes de transport magnétiques

Quelques systèmes ont déjà été testés, depuis une dizaine d'années, et ont permis de mettre en forme les paquets d'électrons relativistes. On peut les ranger dans deux catégories qui sont les suivantes :

- Les lentilles plasmas qui se divisent elles-mêmes en deux catégories :
  - la lentille plasma basée sur l'utilisation d'une onde plasma de sillage [188]. Dans ce cas, le faisceau laser [189, 190] ou d'électrons [191, 192, 193] crée une bulle vide d'électrons ou bien crée un plasma [194] dans un second jet de gaz qui permet de focaliser les électrons.
  - la lentille plasma utilisant un canal plasma pour générer un gradient de champ magnétique suffisamment intense pour focaliser le faisceau d'électrons [195]. Pour ce type de système le champ peut atteindre 3 kT/m.

Ces systèmes sont utilisés depuis peu, très peu sensibles à l'énergie des électrons incidents et peu coûteux. Ils nécessitent cependant une synchronisation spatio-temporelle avec l'impulsion principale.

- Les éléments magnétiques issus des accélérateurs conventionnels tels que les associations de quadrupôles sont aussi utilisés pour refocaliser les faisceaux d'électrons issus de l'ALP. Ils présentent des gradients de champs magnétiques importants qui peuvent atteindre environ 500 T/m [5, 103, 196, 197, 198, 199].

Même si les effets chromatiques sont plus importants avec les quadrupôles ([195]) la courte distance focale associée aux lentilles plasmas est problématique pour les applications qui nous intéressent ensuite. De plus, les lentilles plasmas sont une technologie toute nouvelle développée depuis peu et qui vient de montrer son potentiel. Nous avons choisi de mettre en œuvre et d'étudier des systèmes de transport de faisceaux d'électrons composés de quadrupôles permanents pour pouvoir focaliser et analyser finement le faisceau en y ajoutant un dipôle.

### 4.2.1 Triplet de quadrupôles (Dactomus)

#### 4.2.1.1 Les caractéristiques de la ligne de transport

##### A/ Description de l'ensemble

Le premier ensemble qui sera abordé ici a été conçu par des collègues de l'IRFU (Institut de Recherche sur les lois Fondamentales de l'Univers, CEA) au sein d'une collaboration regroupant plusieurs laboratoires : CEA-LIDYL, CEA-IRFU, LPGP, LAL et LLR. Cette collaboration s'articule autour du projet DACTOMUS (Diagnostic And Compact beam Transport fOr MUltiStaged laser plasma accelerators). La conception de la ligne représente l'aboutissement d'une étude des propriétés de transport et de caractérisation de plusieurs types de lignes magnétiques [200]. Plusieurs contraintes ont été intégrées pour obtenir le schéma final de cette ligne : la taille de la salle expérimentale, l'acceptance de la ligne étant donné les propriétés des faisceaux produits sur l'installation ... Cette ligne est constituée d'un triplet composé de quadrupôles dont le principe de fonctionnement est schématisé sur la figure 4.2.

Un quadrupôle, seul, focalise suivant une direction et défocalise suivant l'autre, comme illustré sur la figure 4.2. Il faut donc au minimum un doublet de quadrupôles pour assurer une focalisation suivant les 2 directions transverses à la propagation. Finalement un triplet a été choisi afin de diminuer les aberrations du système, chromatique notamment. Le triplet de quadrupôles a été conçu dans un premier temps pour transporter des

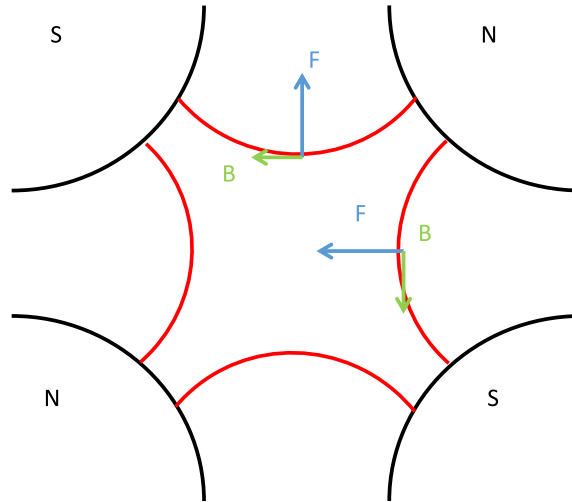


Figure 4.2 – Schéma représentant les champ magnétiques (en vert) et les forces associées (en bleu) dans un quadrupôle pour un électron.

faisceaux d'électrons monochromatiques de 70 MeV. Or comme cela a été abordé dans le chapitre précédent, ce type de faisceau n'est pas obtenu de façon reproductible sur l'installation. Une autre approche a donc été considérée : obtenir des faisceaux présentant une charge importante dans la zone d'intérêt, soit autour de 70 MeV. Ce premier ensemble magnétique est associé à un dipôle qui offre des conditions astigmatiques pour une énergie de 70 MeV avec un point focal situé à environ 1 m de la source d'électrons. À ces optiques dédiées au transport des faisceaux de particules, on associe une matrice de transfert ( $6 \times 6$ ), que l'on peut mettre sous la forme suivante :

$$R = \begin{bmatrix} R_{11} & R_{12} & R_{13} & R_{14} & R_{15} & R_{16} \\ R_{21} & R_{22} & R_{23} & R_{24} & R_{25} & R_{26} \\ R_{31} & R_{32} & R_{33} & R_{34} & R_{35} & R_{36} \\ R_{41} & R_{42} & R_{43} & R_{44} & R_{45} & R_{46} \\ R_{51} & R_{52} & R_{53} & R_{54} & R_{55} & R_{56} \\ R_{61} & R_{62} & R_{63} & R_{64} & R_{65} & R_{66} \end{bmatrix}$$

Le transport d'une position  $s_1$  vers une position  $s_2$  s'écrit alors :

$$\overrightarrow{X}(s_1) = R \overrightarrow{X}(s_2)$$

où  $\overrightarrow{X}(s_i)$  est donné par :

$$\overrightarrow{X}(s_i) = \begin{bmatrix} x_i \\ x'_i \\ y_i \\ y'_i \\ dl_i = -cdt_i \\ \delta_i \end{bmatrix}$$

avec  $x_i$  et  $y_i$  la position dans les plans perpendiculaires à l'axe de propagation de la particule considérée,  $x'_i, y'_i$  les divergences associées,  $dl_i$  l'instant d'arrivée de la particule

en  $s_i$  et  $\delta_i$  la différence relative d'impulsion longitudinale par rapport à celle au centre du faisceau. Dans notre cas la ligne a été conçue de sorte que  $R_{12}$  ainsi que  $R_{34}$  soient nuls dans le plan de focalisation du triplet à l'énergie de référence. Autrement dit les positions finales  $x_2$  et  $y_2$  ne dépendent pas, au premier ordre, de l'angle initiale  $x'_1$  et  $y'_1$  respectivement ; ce qui permet **de réduire la sensibilité aux fluctuations de pointé du faisceau**.

L'ensemble de quadrupôles est placé à 160 mm du point d'interaction et mesure 400 mm de long. Les quadrupôles aux deux extrémités mesurent 80 mm de long tandis que le central mesure 120 mm. Ils sont tous séparés les uns des autres de 48 mm. Le cercle de gorge du triplet est de 40 mm, ce qui permet une acceptation importante des électrons. Après ce dispositif se trouve un dipôle de 120 mm de long, amovible, présentant un champ magnétique maximal de 0.3 T. Toutes ces dimensions sont rappelées sur la figure 4.3. Enfin nous utilisons un écran Lanex pour imager le faisceau ou bien le spectre associé au paquet d'électrons transporté.

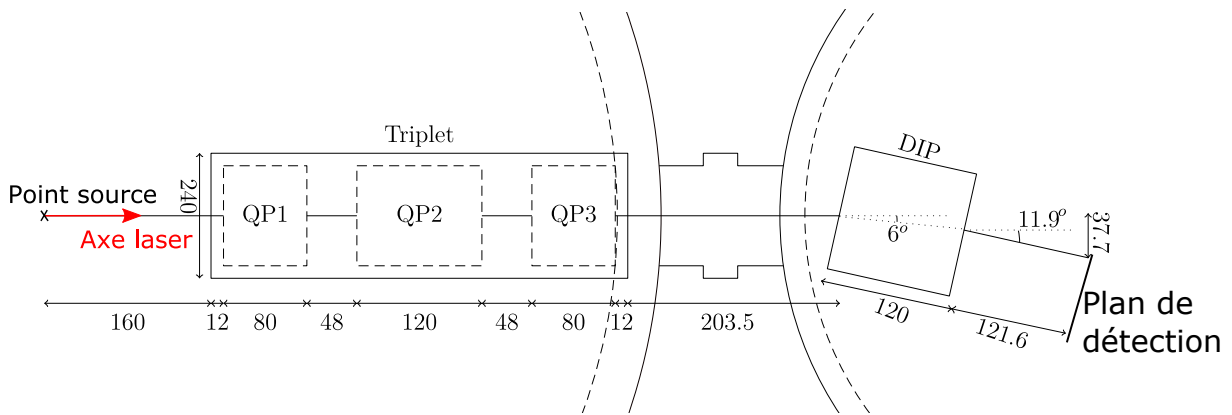


Figure 4.3 – Représentation schématique 2D, vue du dessus, de l'implémentation de la ligne magnétique dans l'enceinte. Sur cette figure les longueurs sont en mm, QP1 signifie quadrupôle 1 et DIP signifie dipôle.

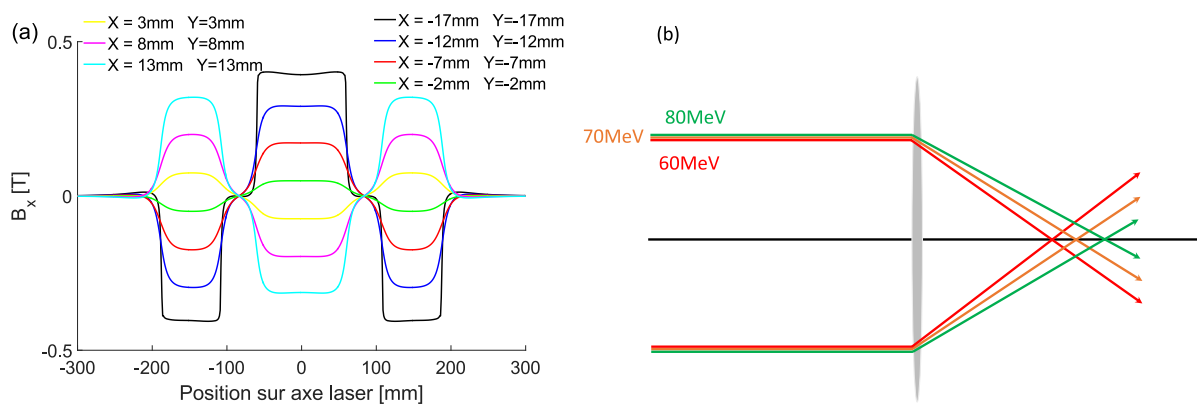


Figure 4.4 – (a) champ magnétique transverse mesuré le long de l'axe de propagation du laser pour différentes positions transverses. (b) représentation schématique du principe d'aberration chromatique.

Une caractérisation précise du champ a été menée par les collègues du LLR (Laboratoire Leprince Ringuet) ; un aperçu est donné en figure 4.4 (a). Cette figure présente le champ magnétique perpendiculaire à l'axe laser en fonction de la position sur cet axe pour plusieurs positions transverses en (a). La figure 4.4 (a) met clairement en évidence

que, proche de l'axe, un électron est soumis à un champ très faible alors que, dès qu'il s'en éloigne, le champ magnétique est plus intense, ce qui a tendance à le ramener vers l'axe du triplet, pour chaque quadrupôle. De plus, la distinction entre les trois quadrupôles est très nettement visible sur cette figure. Si la source est très peu dispersée autour de 70 MeV, la focalisation des électrons se fera dans un plan bien défini. Dans le cas contraire, les effets chromatiques joueront un rôle important. Les électrons de différentes énergies seront focalisés dans des plans distincts, comme illustré par la figure 4.4 (b).

## B/ Simulation du transport de populations d'électrons

### a/ Triplet de quadrupôles seul

Les mesures de champ magnétique du triplet ont ensuite été intégrées au code Opera [201]. Ensuite les simulations portant sur le transport des particules à travers la ligne et l'estimation de ses performances ont été réalisées par A. Chancé de l'IRFU grâce au code Tracewin [202]. Ces simulations ont été faites pour des électrons d'énergies de 40 à 150 MeV et une divergence de  $-10$  à  $10$  mrad afin de caractériser leur transport par la ligne.

Un exemple des résultats obtenus est reporté sur les figures 4.5 (a) et (b) qui présentent l'angle et la position des électrons sur le Lanex en fonction de leur énergie pour différentes divergences initiales.

Il est clair que la partie du faisceau dont l'énergie est inférieure à 70 MeV est défocalisée plus vite que la partie à plus haute énergie. Finalement, les électrons dont la divergence initiale est nulle ne seront pas déviés de l'axe vertical, ce qui correspond à la courbe noire sur les figure 4.5 (a) et (b).

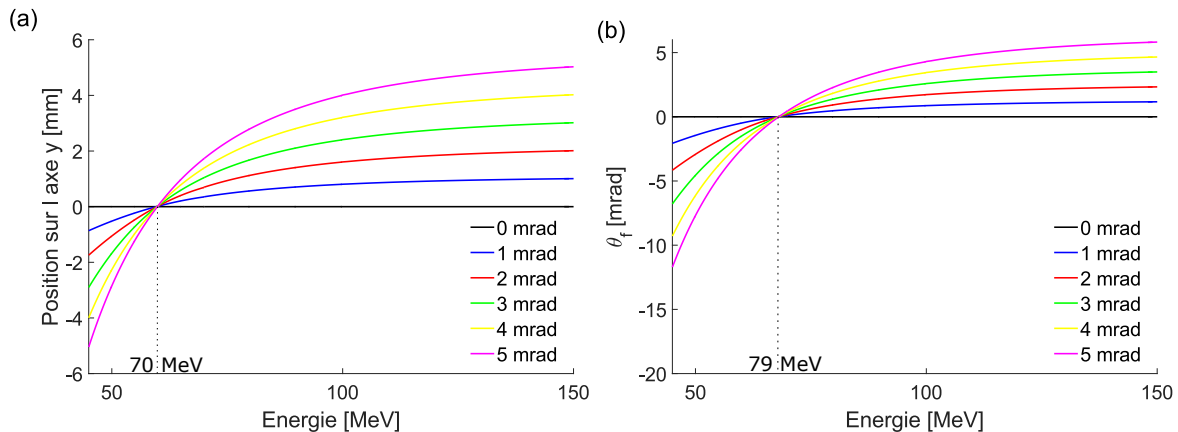


Figure 4.5 – Variation de (a) la position sur l'axe vertical et (b) l'angle final des électrons sur le Lanex dans le plan focal de la ligne en fonction de leur énergie pour plusieurs valeurs de divergence initiale.

La figure 4.6 (a) présente la variation du délai entre le temps de référence  $t_0$  et le temps d'arrivée  $t$  des électrons sur le Lanex pour une divergence nulle, ainsi qu'un tracé de la courbe décrite par l'équation (4.1). La figure 4.6 (b), présente la variation de  $t - t_0$  en fonction de l'énergie des électrons pour différentes valeurs de divergence dans le plan vertical, considérant une divergence nulle dans le plan horizontale. Ces deux courbes ne prennent en compte que la différence de vitesse des particules ainsi que la différence de chemin parcouru au travers de la ligne jusqu'à son plan focal à 70 MeV.

Dans le cadre d'une utilisation de cette ligne pour des expériences d'accélération

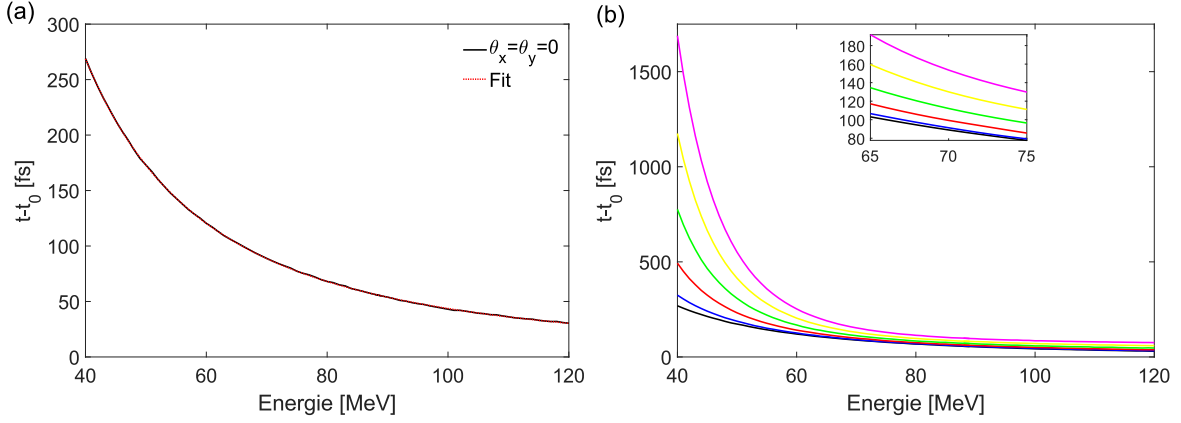


Figure 4.6 – Variation du délai entre le temps de référence ( $t_0$ , une constante d’ajustement) et d’arrivée ( $t$ ) des électrons sur le Lanex dans le plan focal de la ligne en fonction de leur énergie pour (a) une divergence initiale nulle, (b) pour plusieurs valeurs de divergence initiale dans le plan vertical. Sur la figure (a) est aussi reporté un tracé de la courbe décrite par l’équation (4.1). (b) est ajouté un zoom autour de 70 MeV.

laser plasma double-étage ou même pour des applications autres, la durée du paquet d’électrons est un paramètre crucial. La courbe présentée sur la figure 4.6 (a) peut être reproduite par une fonction de la forme :

$$t = t_0 + \frac{L}{c} \frac{1}{2\gamma_e^2} \quad (4.1)$$

où  $t_0$  est un temps de référence et  $L$  la distance de la source jusqu’au plan de focalisation. La fonction (4.1) reproduit les résultats de la simulation numérique reportée sur la figure 4.6 pour  $t_0 = 68.02$  fs et la distance  $L = 1.013$  m. Cette valeur de  $L$  ne correspond pas tout à fait à la valeur mesurée expérimentalement qui est de 0.981 m, mais est très proche.

Ensuite, la figure 4.6 (b) permet de mettre en évidence une élongation temporelle importante du faisceau, qui concerne surtout les électrons de basses énergies, lors du transport et ce phénomène est d’autant plus marqué que la divergence initiale du faisceau est importante. Pour un faisceau d’une durée initiale de quelques fs, la durée du faisceau transporté peut atteindre la ps si on considère un faisceau très dispersé. Pour les divergences initiales faibles, c’est-à-dire pour  $\theta_y < 2$  mrad, l’allongement dû à la dispersion est d’environ 20 fs. L’effet de la divergence sur l’allongement de la durée du faisceau devient prépondérant au delà de 2 mrad.

Il faut noter que cette ligne de transport a uniquement pour but d’imager le faisceau d’électrons mais n’a pas été conçue pour que sa durée à la source soit conservée lors du transport. C’est pourquoi l’effet de l’allongement est important ici. Une ligne de transport plus sophistiquée telle qu’une chicane magnétique ou une section de translation non dispersive (*dogleg*) sont nécessaires pour la compression du faisceau. Ces instruments dispersent les électrons en fonction de leur énergie et imposent des longueurs de trajectoires dépendant de l’énergie. Comme un réseau optique agit sur un faisceau laser à large bande spectrale, la durée du faisceau d’électrons peut être réduite ici. Ce second type de ligne devrait être préférée dans le cas d’un schéma d’accélération multi-étage.

Pour un faisceau monoénergétique à 70 MeV à 1% de dispersion en énergie (FWHM), de diamètre à la source de 1.5  $\mu\text{m}$  (FWHM) et une divergence de 1 mrad, la taille du faisceau sur le Lanex devrait être d’environ 3.8  $\mu\text{m}$  ce qui est en accord avec les valeurs de grandissements théoriques de la ligne qui sont de  $1.1 \times 2$  dans le plan focal du triplet, en horizontal et vertical respectivement, autour de l’énergie de référence. Pour un tel



faisceau, c'est-à-dire centré sur l'énergie de référence de la ligne et de dispersion de 1%, le spectre aura les mêmes dimensions que le faisceau sans dipôle.

### b/ Triplet de quadropôles et dipôle

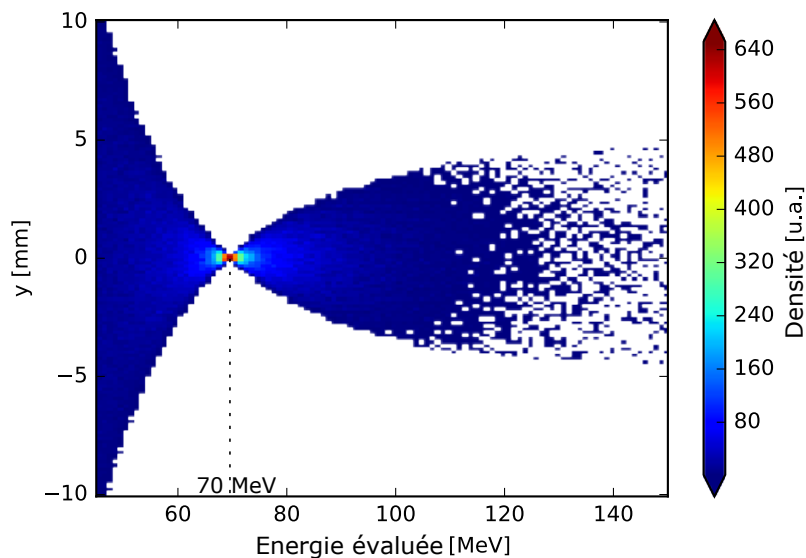


Figure 4.7 – Image simulée par le code Tracewin sur le Lanex obtenue après passage dans l'ensemble triplet et dipôle (soit le spectromètre DACTOMUS) pour un faisceau dont le diamètre (FWHM) à la source est de  $1.5 \mu\text{m}$ , la divergence de  $20 \times 10 \text{ mrad}$  (limitée à  $\pm 5 \text{ mrad}$ ) et avec une distribution énergétique telle que celles représentées sur les spectres de la partie 3.1.7 (énergie comprise entre 30 et 150 MeV).

Pour la suite, l'ensemble de triplet de quadropôles associé au dipôle sera nommé **spectromètre DACTOMUS**, ceci pour le différencier du dipôle utilisé derrière la source et que nous nommerons **spectromètre ELISA**. Ce dernier est celui qui a été présenté et utilisé dans les précédents chapitres. Le transport d'un faisceau aux caractéristiques plus proches de ceux générés sur l'installation a aussi été simulé avec le dipôle en ligne. Ses caractéristiques sont les suivantes : diamètre de la source de  $1.5 \mu\text{m}$ , une divergence de  $20 \times 10 \text{ mrad}$  et un spectre identique à ceux présentés dans la partie 3.1.7, avec une énergie comprise entre 30 et 150 MeV. On notera que les faisceaux obtenus expérimentalement présentent une divergence élevée. Ceci induit, comme nous le verrons dans la suite de ce chapitre, une erreur non négligeable sur la détermination en énergie dans le plan du Lanex. C'est pourquoi ces calculs ont été menés en réduisant la divergence du faisceau d'électrons à  $\pm 5 \text{ mrad}$  à l'entrée du triplet. Ceci a été réalisé expérimentalement à l'aide d'un collimateur en tungstène. Le choix des  $\pm 5 \text{ mrad}$  permet de conserver une charge importante transportée tout en pouvant considérer une distribution uniforme sur le collimateur. En effet, une divergence de  $5 \text{ mrad}$  à l'entrée du triplet est bien inférieure aux divergences typiques obtenues lors de cette expérience. Finalement, en considérant la meilleure résolution du système complet d'imagerie du Lanex obtenue lors de ces expériences, soit environ  $30 \mu\text{m}$ , alors la dimension, dans le plan vertical, attendue à 70 MeV est de  $61 \mu\text{m}$ . La figure 4.7 présente l'image simulée pour une telle distribution sur le Lanex.

Le faisceau d'électrons, traversant le triplet et le dipôle, subit des forces focalisantes

dans la direction verticale, associées au triplet, et dispersives dans la direction horizontale associées au dipôle. Ceci a pour effet de produire une image du faisceau en forme de "papillon" avec un pincement à l'énergie de référence de la ligne de transport. C'est effectivement cette forme de "**papillon**" que l'on retrouve sur la figure 4.7.

L'effet de la dispersion en énergie ainsi que de la divergence du faisceau incident sont ici mis en évidence. En effet, plus le faisceau entrant est divergent et dispersé en énergie, plus les propriétés du faisceau transporté s'éloigneront des performances ultimes atteignables avec la ligne de transport. La forme du spectre obtenu n'est pas symétrique comme le prédisent les calculs présentés en figure 4.5 (a), qui donnent la même tendance lorsque le dipôle est inséré. En effet, la défocalisation du faisceau est plus importante pour les électrons de basses énergies ( $< 70$  MeV) que pour ceux de hautes énergies ( $> 70$  MeV).

### C/ Détermination de l'énergie des électrons avec le spectromètre DACTOMUS

Des mesures de champ magnétique supplémentaires effectuées dans le dipôle associé au triplet ont été utilisées pour la modélisation des fonctions de transfert des spectromètres DACTOMUS et ELISA, via des simulations Monte Carlo. Dans ce qui suit, nous allons donc chercher à comparer les performances des deux spectromètres, sachant que le premier n'est là que pour déterminer ce qui est envoyé dans la ligne de transport. La distribution de densité de charge par unité d'énergie à la sortie du diagnostic,  $P_{out}(E)$ , est calculée comme le produit de la distribution à l'entrée,  $P_{in}(E)$  et la fonction de transfert du diagnostic considéré :

$$P_{out}(E) = \int P_{in}(u) F_R(E_{out}, E_{in}) dE_{in}, \quad (4.2)$$

où  $F_R(E_{out}, E_{in})$  est la fonction de transfert normalisée par :

$$\int F_R(E_{out}, E_{in}) dE_{in} = 1$$

$E_{in}$  est l'énergie du faisceau avant la ligne de transport et  $E_{out}$  celle évaluée après la ligne de transport.

Des simulations réalisées avec Tracewin ont permis de déterminer la distribution de densité de charge par unité d'énergie avant et après la ligne. Ensuite la fonction de transfert a été calculée, grâce à une interpolation, à l'aide de simulations Monte Carlo avec un pas de 1 MeV en énergie de 40 à 150 MeV. De plus, ont été supposées une distribution électronique uniforme sur le collimateur dans le cas du spectromètre DACTOMUS et une divergence de 15 mrad pour le faisceau d'électrons correspondant aux propriétés des faisceaux obtenus expérimentalement, derrière la source. Les fonctions de transfert des deux spectromètres utilisés sont présentées sur la figure 4.8. Cette figure met en évidence ce qui a été observé avec le spectromètre ELISA et reporté sur la figure 2.16, c'est-à-dire que l'erreur sur l'énergie évaluée augmente avec l'énergie des électrons considérés. Dans le cas du spectromètre DACTOMUS, cette erreur est minimale à 70 MeV, soit l'énergie de référence, et augmente de part et d'autres de cet optimum. Ceci traduit que le spectromètre DACTOMUS est très résolvant autour de 70 MeV, l'énergie de référence de la ligne de transport.

En utilisant les calculs de transport de faisceau à travers la ligne magnétique, on peut finalement obtenir la courbe de dispersion du spectromètre DACTOMUS en considérant uniquement les électrons sur l'axe, dont la divergence est nulle. Si l'on considère ensuite les électrons dont la divergence est non nulle, alors leur position dans le plan focal du

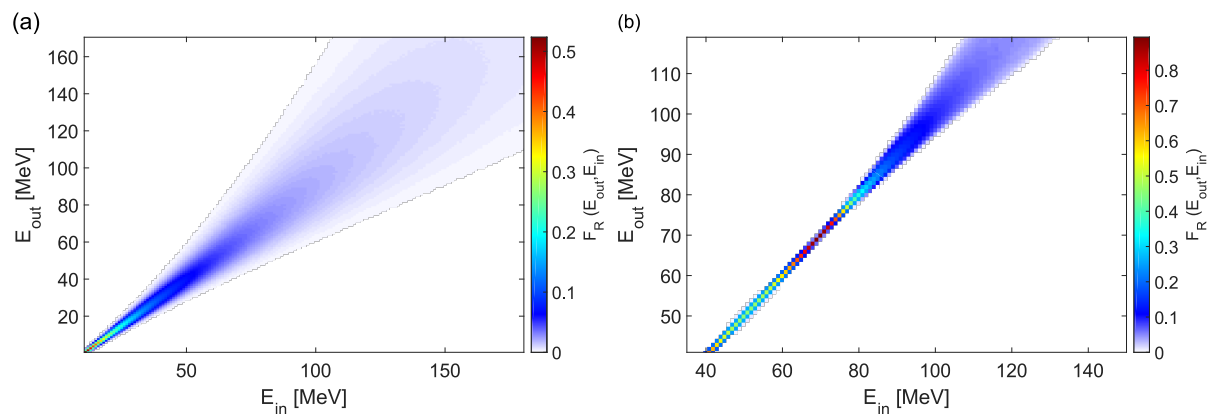


Figure 4.8 – (a) fonction de transfert du spectromètre ELISA (pour une divergence de 15 mrad) et (b) du spectromètre DACTOMUS, en considérant une distribution uniforme sur le collimateur, dans les plans d'énergie avant et après le diagnostic.

triplet sera différente, induisant une différence entre l'énergie réelle de ces électrons et l'énergie évaluée. Cette erreur sera notée  $\Delta\epsilon_e$ .

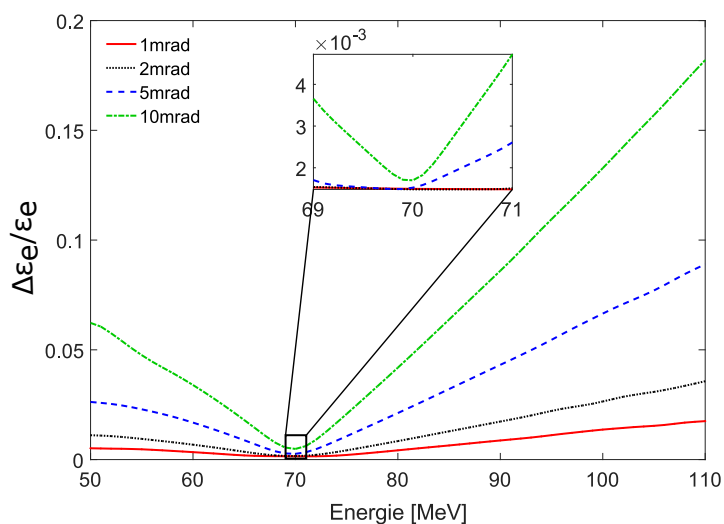


Figure 4.9 – Rapport entre l'erreur sur l'énergie évaluée et l'énergie (barre d'erreur) en fonction de l'énergie des électrons pour plusieurs divergences initiales. Un zoom autour de 70 MeV est présenté dans l'encart.

La figure 4.9 représente l'évolution de la résolution en énergie suivant l'énergie des électrons. Un minimum est clairement observé quelle que soit la divergence initiale du faisceau pour les électrons d'énergie 70 MeV. L'erreur augmente ensuite plus rapidement du côté des énergies supérieures que de celui des énergies inférieures à 70 MeV, ce qui est en accord avec la figure 4.8 (b). Cette résolution en énergie atteint 1.5‰ autour de l'énergie de référence pour une divergence de 1 mrad. Lorsque la divergence augmente, par exemple pour 10 mrad, cette erreur est très faible dans cette gamme d'énergie : 1.7‰. Cette courbe est à comparer à celle obtenue pour le spectromètre ELISA, reportée sur la figure 2.16. Il est net qu'un gain très important sur la détermination en énergie est obtenu grâce à cet ensemble formé d'un triplet de quadrupôles et d'un dipôle. Ce gain peut atteindre un facteur 100 pour l'énergie de référence.

### 4.2.1.2 Imagerie des électrons et utilisation de la ligne comme diagnostic des propriétés spectrales des faisceaux

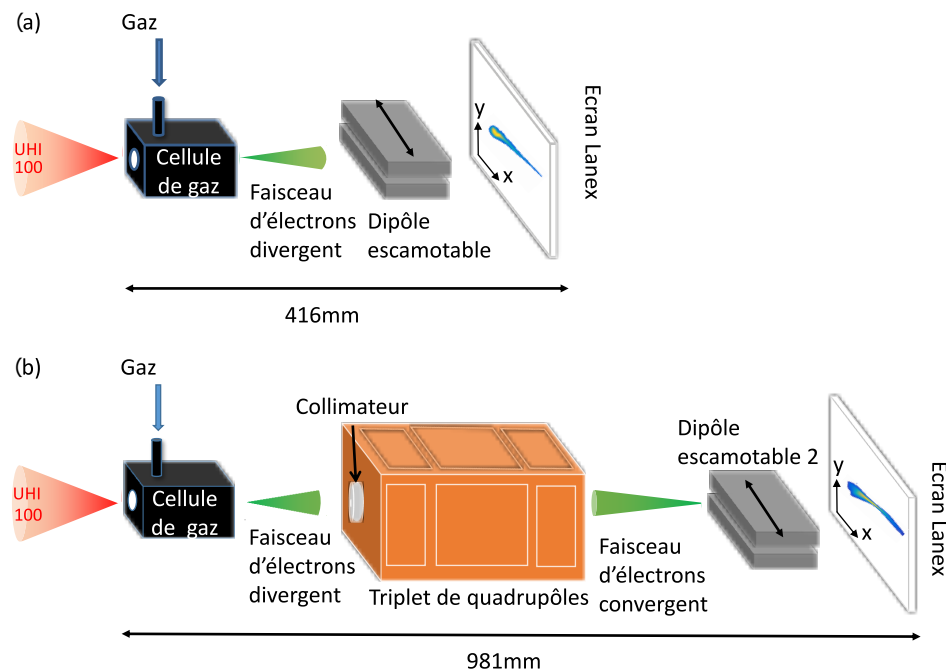


Figure 4.10 – (a) représentation schématique du montage expérimental. La source d'électrons est caractérisée avec un écran Lanex imagé sur un caméra 16 bits. Pour les propriétés spectrales, le spectromètre ELISA (décrit lors de la section 2) peut être inséré dans le trajet du faisceau. (b) la source est imagée grâce à la ligne de transport magnétique (le triplet de quadropôles) et caractérisée avec un écran Lanex similaire au premier (4.10 (a)) imagé sur la même caméra 16bits et pour obtenir des informations spectrales, un autre dipôle peut être inséré sur le trajet des électrons (spectromètre DACTOMUS).

Le dispositif expérimental utilisé ici est schématisé en figure 4.10. Grâce à ce montage, il est possible d'accéder aux propriétés spatiales et spectrales des paquets accélérés avec et sans transport magnétique. Un des objectifs du spectromètre DACTOMUS est d'offrir un diagnostic de précision autour d'une énergie de référence pour le faisceau d'électrons accélérés.

Lors de cette expérience, le but était de générer un maximum de charge dans la zone d'intérêt du triplet, c'est-à-dire autour de 70 MeV. Pour y parvenir, un ensemble de paramètres expérimentaux a été adopté, conduisant à une charge importante dans la zone d'énergie de référence mais aussi à une divergence importante des électrons générés. Dans ce cas, il est apparu que des électrons présentant une divergence trop importante ne sont pas correctement caractérisés spectralement par la ligne.

## A/ Résultats sans collimateur

### a/ Faisceaux d'électrons

La tableau 4.1 reporte les caractéristiques des faisceaux diagnostiqués après la source, sans et avec transport. Dans les deux cas, les résultats sont fournis dans le plan de focalisation du triplet. Les données acquises après la cellule de gaz sont extrapolées

	Fluctuations de position RMS ( $x \times y$ ) [mm]	Taille FWHM ( $x \times y$ ) [mm]	Charge [pC]
Sans transport	$2.5 \times 8.1$	$(6.3 \times 4.4) \pm (1 \times 0.9)$	$40.3 \pm 9.9$
Après le triplet de quadrupôles	$0.6 \times 0.7$	$(5.8 \times 2.1) \pm (3.3 \times 0.8)$	$20.1 \pm 13.7$

Tableau 4.1 – Tableau présentant les propriétés des faisceaux obtenus avec et sans transport du faisceau d'électrons, dans le plan de focalisation de la ligne magnétique à 70 MeV.

linéairement pour comparer les résultats dans le même plan. On observe alors un effet de stabilisation de la position sur le Lanex d'un facteur  $4.2 \times 12$  et une réduction de la taille transverse du faisceau de  $1.1 \times 2.1$  tout en présentant une transmission de 50%.

La stabilisation en position est plus importante suivant l'axe verticale que suivant l'axe horizontal. Ceci est corrélé au fait que la reproductibilité de la position du faisceau suivant l'axe vertical est beaucoup moins bonne que suivant l'axe horizontal directement derrière la source pour ces paramètres expérimentaux.

Si on considère que les électrons d'énergie supérieure à 45 MeV représente 80% des faisceaux d'électrons (en fait  $80 \pm 40\%$ ), on peut dire que la ligne de transport transmet pratiquement l'intégralité des électrons tels que  $\epsilon_e > 45$  MeV. En effet, les électrons d'énergie inférieure à 45 MeV étant surfocalisés, ils ne contribuent pas au signal après transport, et la transmission de la ligne, considérant les fluctuations de charge des faisceaux et spectres électroniques, est de  $50 \pm 20\%$ .

Malgré les bonnes qualités du faisceau obtenues après transport, la mise en place d'un collimateur a été nécessaire et sera justifiée dans la partie suivante.

#### b/ Spectres électroniques

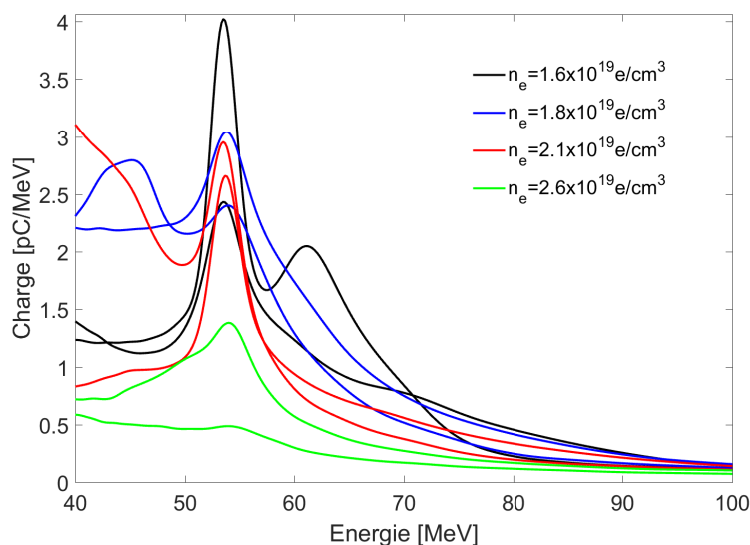


Figure 4.11 – Spectres obtenus avec le spectromètre DACTOMUS, sans collimateur, lors d'une variation de la densité électronique entre  $n_e = 1.6$  et  $2.6 \times 10^{19} e^-/\text{cm}^3$ . Ici  $I_0 = 3.3 \times 10^{18} \text{ W}/\text{cm}^2$ ,  $\tau_0 = 29 \text{ fs}$ ,  $z_F = -0.25 \text{ mm}$ ,  $L_{cell} = 2 \text{ mm}$  dans un mélange de 95% $\text{H}_2$  + 5% $\text{N}_2$ .

Nous allons justifier l'emploi du collimateur placé à l'entrée du triplet pour que la ligne magnétique puisse être un diagnostic spectral précis, en présentant les résultats obtenus sans collimateur dans un premier temps.

Sur la figure 4.11 est présentée une série de spectres obtenus sans collimateur lors d'une variation de la densité électronique. Il apparaît clairement un comportement singulier puisqu'une grande partie des spectres présentent un pic autour d'environ 54 MeV quelle que soit la densité électronique. Une partie de l'explication se trouve exprimée dans la figure 4.9. En effet lorsque la divergence augmente, l'erreur commise sur l'estimation de l'énergie augmente. Or, comme cela a été énoncé dans la partie 3.1.2, lorsque la densité électronique augmente, la divergence augmente. Il est donc possible qu'à partir d'une certaine divergence, l'erreur sur la détermination de l'énergie se traduise par l'apparition d'un pic dans le spectre.

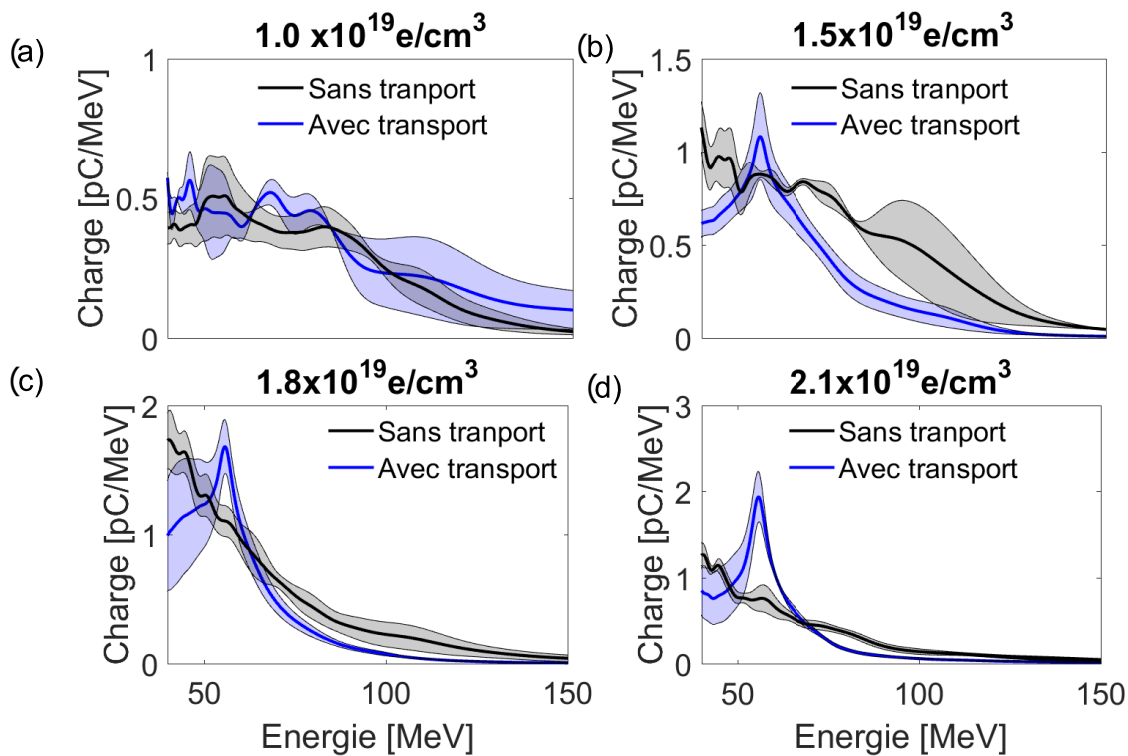


Figure 4.12 – Moyenne et déviation standard (zones colorées) de série de spectres obtenus avec le spectromètre ELISA (en noir) et DACTOMUS (en bleu) lors d'une variation de la densité électronique : (a)  $1.0$ , (b)  $1.5$ , (c)  $1.8$  et (d)  $2.1 \times 10^{19} \text{ e}^-/\text{cm}^3$ . Ici  $I_0 = 2.3 \times 10^{18} \text{ W/cm}^2$ ,  $\tau_0 = 39 \text{ fs}$ ,  $z_F = -0.43 \text{ mm}$ ,  $L_{cell} = 2.8 \text{ mm}$  dans un mélange de  $95\% \text{H}_2 + 5\% \text{N}_2$ .

On retrouve ce comportement sur les spectres reportés sur la figure 4.12 où sont comparés des spectres avec et sans ligne de transport pour différentes valeurs de densité électronique. La tendance observée pour les spectres obtenus sans transport est une augmentation de la charge avec la densité comme reportée dans la partie 3.1.2. La cellule étant ouverte à  $2.8 \text{ mm}$  et la densité électronique étant supérieure à  $10^{19} \text{ e}^-/\text{cm}^3$ , aucun pic ne se détache sans la ligne de transport. Par contre, tous les spectres obtenus après transport pour  $n_e > 1.5 \times 10^{19} \text{ e}^-/\text{cm}^3$  présente un pic autour de  $54 \text{ MeV}$ . Le fait que ce pic émerge avec l'augmentation de la densité semble indiquer qu'il est lié à la divergence du faisceau qui, une fois suffisamment grande, ne permet plus d'avoir une évaluation de l'énergie qui soit correcte. Lorsque la densité électronique atteint  $1.5 \times 10^{19} \text{ e}^-/\text{cm}^3$ , la

divergence du faisceau à l'entrée de la ligne de transport est alors de  $42 \times 15$  mrad, ce qui induit une erreur importante sur l'évaluation de l'énergie en dehors de la zone autour des 70 MeV (cf figure 4.9).

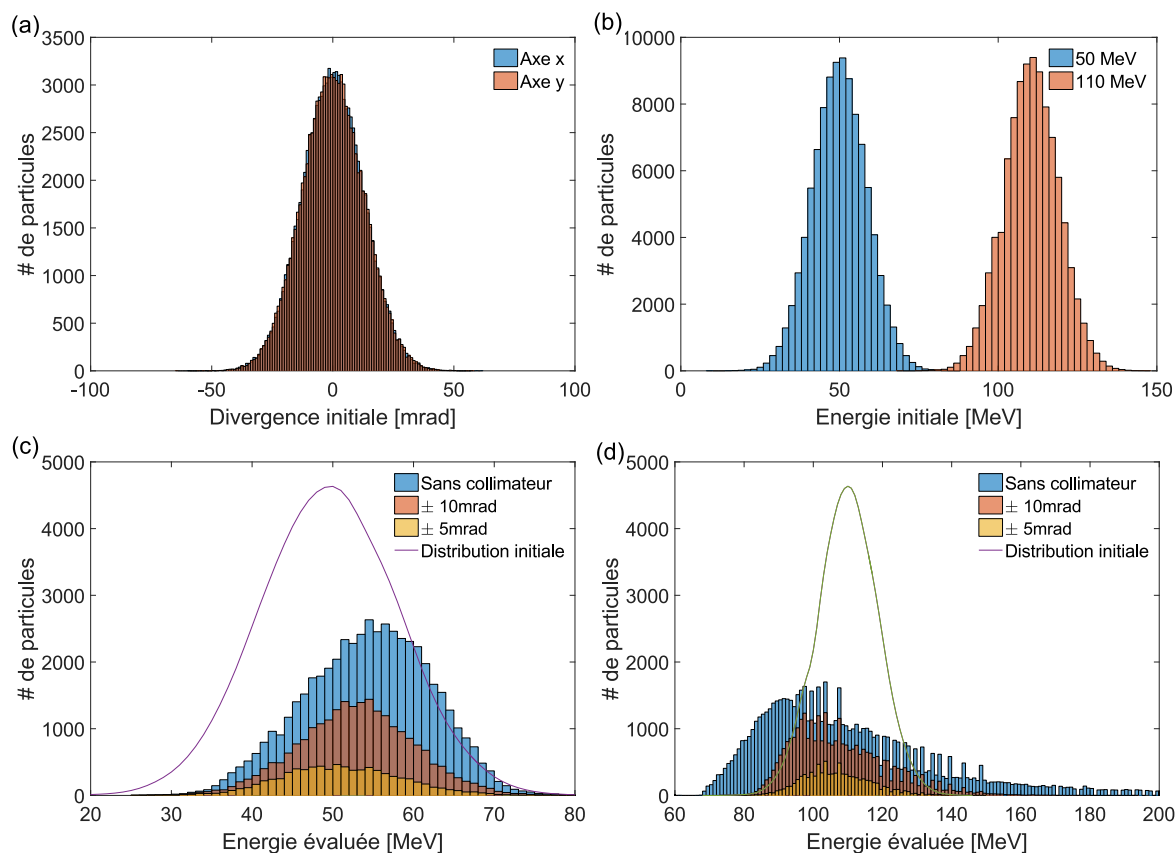


Figure 4.13 – Résultats de simulations du transport à travers la ligne magnétique de faisceaux d'électrons. (a) distribution angulaire (dans le plan horizontal en bleu et vertical en orange ( $x \times y$ )) et (b) énergie initiale du faisceau d'électrons. Les spectres évalués après transport pour les faisceaux centrés en (c) 50 MeV et (d) 110 MeV pour plusieurs divergences initiales :  $\pm 30$  mrad (simulant l'absence de collimateur devant la ligne) en bleu,  $\pm 10$  mrad en orange et  $\pm 5$  mrad en jaune. Sur (c) et (d) sont aussi représentées les distributions initiales (en trait plein violet).

Des simulations ont été menées pour comprendre ces observations et les résultats sont reportés sur la figure 4.13. J'ai étudié le transport de deux distributions d'électrons de divergence 30 mrad (FWHM) et présentant une distribution en énergie centrée en 50 et 110 MeV,  $\pm 20$  MeV dans chaque cas. J'ai spécialement choisi de considérer des distributions qui ne soient pas centrées sur l'énergie de référence de la ligne de transport, c'est-à-dire 70 MeV. L'impact de la divergence sur l'estimation de l'énergie est minimale dans ce cas. La distribution de divergence initiale de la population à 50 MeV est donnée sur la figure 4.13 (a), identique dans le cas à 110 MeV. Les distributions initiales en énergie sont reportées sur la figure 4.13 (b) et enfin les spectres évalués après transport sont représentés sur la figure 4.13 (c) dans le cas à 50 MeV et (d) dans le cas à 110 MeV pour plusieurs collimateurs :  $\pm 30$  mrad en bleu,  $\pm 10$  mrad en orange et  $\pm 5$  mrad en jaune. Sur (c) et (d) sont aussi représentées les distributions initiales en trait plein violet.

Il apparaît clairement que le spectre évalué après transport est très différent du spectre initial lorsque la divergence est importante. Sur la figure 4.13 (c), les électrons de basse énergie, inférieure à 50 MeV, et présentant une divergence inférieure à 10 mrad, ne sont pas transportés et ne participent pas au signal d'où la différence entre la courbe

violette et l’histogramme en bleu. Lorsque la divergence initiale est réduite par un collimateur, on perd une partie des électrons correspondant à la sélection angulaire du faisceau mais la distribution finale redevient centrée à la même énergie que l’initiale. Sur la figure 4.13 (d), on remarque un net étalement du spectre sans collimateur. Au contraire lors de l’ajout du collimateur, ou de la diminution de la divergence, l’évaluation de l’énergie est améliorée et l’on retrouve la distribution initiale à un facteur de transmission près. Ces figures sont en accord avec la figure 4.8 (b) et 4.9 qui prédisent une erreur sur l’estimation d’énergie plus importante à haute énergie qu’à basse énergie. On peut en conclusion dire que la distributions des électrons résolues spectralement peut être fortement impactée par une divergence élevée en entrée de la ligne de transport et une dispersion énergétique large. Ceci pourrait être à l’origine de l’apparition d’un pic à 54 MeV sur tous les spectres obtenus sans collimateur, dont certains sont reportés sur les figures 4.11 et 4.12.

Finalement ce type de graphiques permet également de calculer la transmission théorique de la ligne pour une énergie et une divergence données. C’est, en effet, un paramètre difficile à évaluer d’après les données expérimentales, compte tenu de l’erreur commise sur l’évaluation de l’énergie des électrons par le spectromètre ELISA (cf 2.16).

En conclusion, même si la transmission de la ligne est plus importante sans collimateur (de l’ordre de 100% pour des électrons d’énergie supérieure à 45 MeV), la divergence importante de nos faisceaux d’électrons induite par des conditions expérimentales garantissant une charge élevée autour de 70 MeV, ne permet pas d’assurer une détermination précise de l’énergie des électrons. C’est pourquoi un collimateur en Tungstène de 10 mm d’épaisseur et de diamètre interne 1.6 mm a été mis en place à l’entrée de la ligne de transport.

## B/ Résultats avec le collimateur.

### a/ Effet focalisant de la ligne de transport sur les faisceaux d’électrons avec le collimateur.

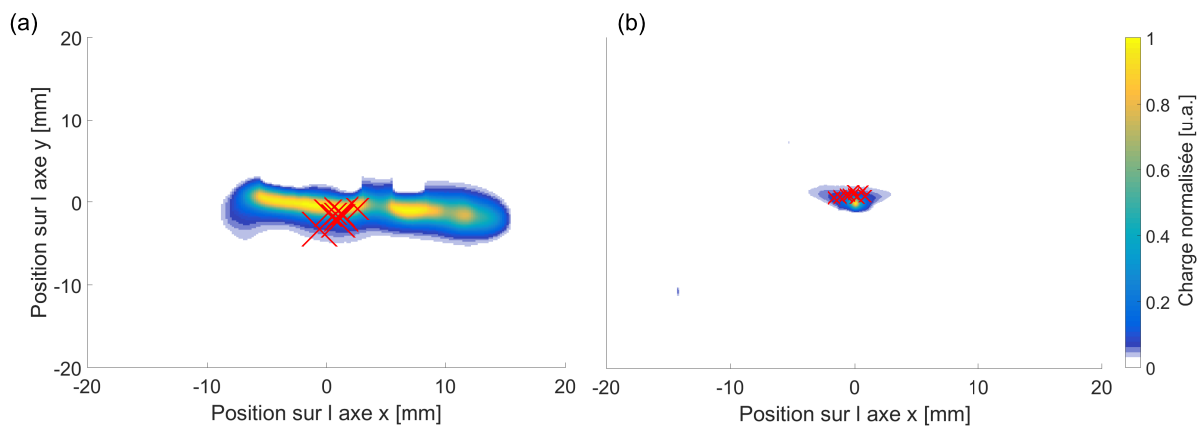


Figure 4.14 – (a) image de la distribution transverse du faisceau d’électrons sur le Lanex 416mm après l’interaction, sans la ligne de transport, (b) après la ligne de transport magnétique dans le plan focal du triplet à 70 MeV. Les croix rouges correspondent aux barycentres de chaque faisceau. Série de 8 tirs pour (a) et 9 tirs pour (b). Ici  $I_0 = 3.9 \times 10^{18}$  W/cm<sup>2</sup>,  $\tau_0 = 24$  fs,  $z_F = -0.5$  mm,  $L_{cell} = 0.5$  mm dans un mélange de 99%H<sub>2</sub> + 1%N<sub>2</sub> à  $n_e = 7.5 \times 10^{18}$  e<sup>-</sup>/cm<sup>3</sup>.

La figure 4.14 présente un profil transverse, autrement dit une image du faisceau d’électrons sur le Lanex, issu d’une série de tirs effectués dans les mêmes conditions



	Fluctuations de position RMS [mm] ( $x \times y$ )	Taille FWHM [mm] ( $x \times y$ )	Charge [pC]
Après la source, voir figure 4.14 (a)	$2.2 \times 1.8$	$23 \times 6.6$	81.3
Après transport, voir figure 4.14 (b)	$0.82 \times 0.31$	$1.3 \times 0.87$	5.3

Tableau 4.2 – Tableau présentant les propriétés des distributions transverses des faisceaux d'électrons après la source (linéairement propagés jusqu'au plan de focalisation du triplet) et après la ligne de transport dans les mêmes conditions expérimentales que celles correspondant aux résultats présentés sur la figure 4.14.

expérimentales. Le Lanex est placé à 416 mm du point source en (a) et à 981 mm en (b). À ces deux images sont superposés les barycentres de chaque faisceau d'électrons enregistré. Les propriétés des faisceaux correspondants sont reportées dans le tableau 4.2. Dans ce tableau, les propriétés des faisceaux qui ne sont pas imagés sont donnés dans le plan de focalisation du triplet à 70 MeV en considérant une extrapolation linéaire. Ceci a été fait pour comparer directement les caractéristiques des faisceaux électroniques dans un même plan.

On observe une nette diminution de la taille, d'un facteur  $18 \times 7.6$ , ainsi que de la fluctuation de position tir à tir, d'un facteur  $2.7 \times 5.7$ . La charge transportée correspond à  $6.5 \pm 2.7\%$  de la charge initialement générée. Ceci est, encore une fois, dû au fait que les électrons de moins de 45 MeV sont surfocalisés par la ligne et contribuent à un bruit de fond sur les images. De plus la présence d'un collimateur ( $\pm 5$  mrad) à l'entrée du triplet coupe une partie de la distribution ici.

Une simulation de transport de faisceau à travers la ligne, considérant un paquet tels que ceux présentés avant transport a été réalisée. On a considéré une distribution en énergie typiquement obtenue sur l'installation, une taille de source de  $1.5 \mu\text{m}$  de diamètre (FWHM) et une divergence de  $20 \times 10$  mrad coupée à  $\pm 5$  mrad afin de reproduire l'effet du collimateur. Les dimensions du faisceau issu cette simulation sont  $(0.56 \times 0.89) \text{ mm}^2$  (FWHM), en accord avec les résultats expérimentaux résumés dans le tableau 4.2.

On notera que les dimensions, calculées à partir de nos faisceaux d'électrons en sortie de source, sont très différentes de celles attendues pour un faisceau mono-énergétique de divergence faible (de l'ordre du mrad). En effet, les grandissements horizontal et vertical de  $1.1 \times 2$ , respectivement, à 70 MeV signifie que l'on devrait obtenir un faisceau de l'ordre de quelques dizaines de  $\mu\text{m}$  dans le plan focal du triplet, puisque la taille du faisceau à la source est de l'ordre de la longueur d'onde plasma  $\lambda_p$  soit  $12.6 \mu\text{m}$  pour cette densité. Or, la distribution en énergie de nos électrons est large et la divergence élevée, les dimensions du faisceau transporté sont donc plus importantes. La ligne agissant comme une optique présentant une aberration chromatique, les différentes énergies sont focalisés dans des plans distincts, comme indiqués sur la figure 4.4 (b), la taille du faisceau est donc plus importante. En addition, la divergence initiale du faisceau est plus élevée que celle considérée dans la simulation, ce qui détériore les performances de la ligne.

La transmission du dispositif pour le faisceau d'électrons peut être calculée, en considérant toutes les énergies. En effet, la transmission  $T_d$  dépend du rapport entre la surface du faisceau ( $S_{faisc}$ ) et la surface du collimateur ( $S_{coll}$ ) et de la proportion d'électrons dont l'énergie est supérieure à 45 MeV ( $Q(\epsilon_e > 45 \text{ MeV})/Q_{tot}$ ). En effet, ces derniers seront surfocalisés par la ligne de transport ne contribuant pas au signal. Finalement on obtient

$T_d$  :

$$T_d = \frac{S_{faisc}}{S_{coll}} \frac{Q(\epsilon_e > 45 \text{ MeV})}{Q_{tot}}$$

Dans notre cas, la proportion d'électrons dans le faisceau dont l'énergie est supérieure à 45 MeV est  $60.5 \pm 25\%$ . Ce qui conduit à une transmission pour les faisceaux d'électrons de  $(9.4 \pm 3.9)\%$ . Cette valeur est en accord avec la valeur expérimentale donnée dans le paragraphe précédent soit  $6.5 \pm 2.7\%$ .

b/ Effets du collimateur sur la précision de la mesure spectrale.

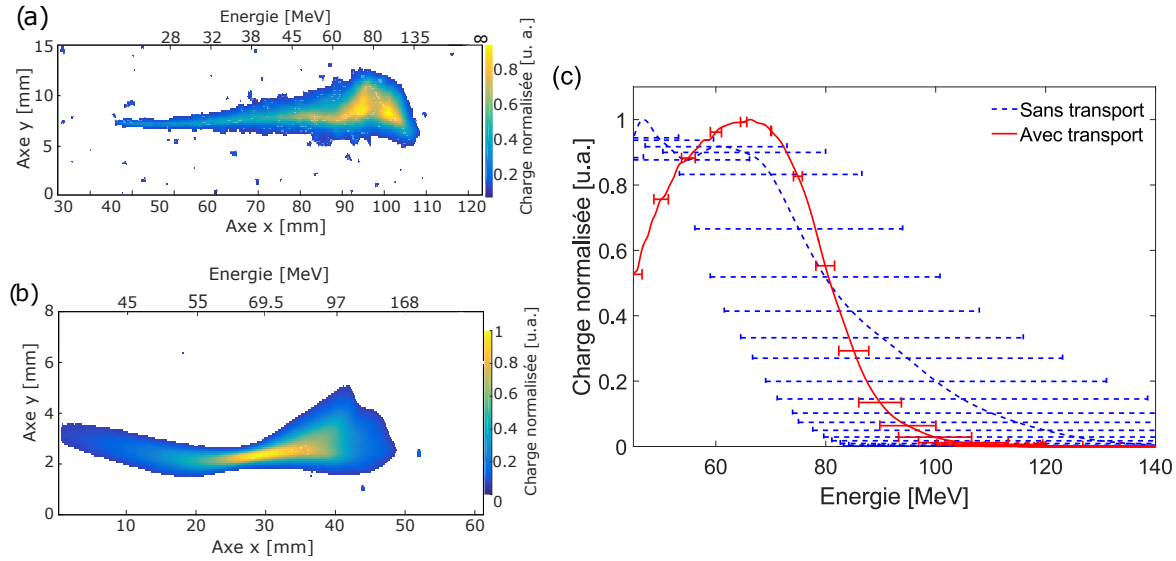


Figure 4.15 – Image des spectres obtenus (a) avec le spectromètre ELISA sur le Lanex derrière la cellule et (b) avec le spectromètre DACTOMUS dans le plan focal du triplet pour des électrons de 70 MeV. (c) comparaison entre les spectres (normalisés à leur valeur maximale) obtenus avant (bleu, normalisé à  $2.02 \text{ pC/MeV}$ ) et après transport (en rouge, normalisé à  $0.13 \text{ pC/MeV}$ ). Les barres d'erreurs représentent l'incertitude en énergie. Ici  $I_0 = 3.8 \times 10^{18} \text{ W/cm}^2$ ,  $\tau_0 = 24 \text{ fs}$ ,  $z_F = -0.5 \text{ mm}$ ,  $L_{cell} = 0.5 \text{ mm}$  dans un mélange de  $99\% \text{ H}_2 + 1\% \text{ N}_2$  à  $n_e = 1.1 \times 10^{19} \text{ e}^-/\text{cm}^3$ .

La figure 4.15 présente deux images de spectres enregistrées sur le Lanex, obtenues dans les mêmes conditions expérimentales sans transport en (a) et transporté en (b). La figure (c) reporte les spectres associés à ces deux images : en bleu sans transport et en rouge à travers la ligne magnétique.

Dans un premier temps, nous observons clairement, sur la figure 4.15 (b), le pincement prédit par la simulation (reporté sur la figure 4.7) à une énergie très proche de celle attendue ( $69.8 \pm 1.25 \text{ MeV}$  au lieu de  $69.4 \text{ MeV}$ ), et autour de ce pincement, une forme "en papillon" est visible. Ce très faible décalage en énergie est dû aux différences entre les cotes prévues initialement et qui ont servi de base au dimensionnement et positionnement dans l'espace des différents éléments magnétiques et la position réelle des éléments dans l'expérience. Il est clair que, dans ce cas, et contrairement à ce qui a été observé en figure 4.12 sans collimateur, l'accord est très bon entre les spectres obtenus avant et après la ligne de transport, comme le montre la figure 4.15 (c). Les barres d'erreurs associées montrent, une nouvelle fois, que l'utilisation du spectromètre DACTOMUS apparaît comme un moyen très précis pour caractériser le faisceau d'électrons comparativement au

	Énergie pic moyenne et fluctuations [MeV]	Charge (entre 45 MeV et 200 MeV) [pC]	Taille verticale 981 mm après l'interaction [mm]	Taille verticale 981 mm après la source autour de 70 MeV [mm]	Fluctuation de position 981 mm après la source autour de 70 MeV [ $\mu\text{m}$ ]
Sans transport (voir figure 4.15 (b) bleu)	$64 \pm 5$	$56 \pm 20$	6.3	7.5	$\approx 500$
Avec transport et collimateur (voir figure 4.15 (b) rouge)	$66 \pm 13$	$4.7 \pm 2.2$	0.75	0.75	$< 125$

Tableau 4.3 – Tableau présentant les propriétés des spectres électroniques : énergie pic moyenne et la fluctuation sur une série de tirs, charge (pour  $\epsilon_e > 45$  MeV), moyenne de la taille verticale sur l'ensemble du spectre et taille verticale ainsi que la fluctuation de position autour de 70 MeV à 981 mm de la source avec et sans transport dans les mêmes conditions expérimentales rappelées en figure 4.15.

spectromètre ELISA. En effet les erreurs associées à la détermination de l'énergie sont bien plus faibles qu'avec le simple dipôle.

La comparaison qualitative des propriétés des spectres obtenus avant et après transport dans les mêmes conditions expérimentales est résumée dans le tableau 4.3. Ce tableau montre qu'il y a un bon accord entre les énergies pic obtenues avec et sans transport. De plus la dimension moyenne dans le plan vertical sur tout le spectre est réduite d'un facteur 8.5, en considérant les spectres dans le plan de focalisation du triplet. On obtient une taille réduite d'un facteur 13, en ne conservant que le signal obtenu dans une zone d'intérêt autour de 70 MeV. La zone d'intérêt en énergie ici est définie par  $70 \pm 2$  MeV dans le cas des spectres transportés et  $70 \pm 20$  MeV lorsque le spectromètre ELISA est utilisé afin de tenir compte des erreurs d'estimation d'énergie dans ce cas.

La fluctuation de position verticale du spectre dans cette gamme d'énergie a aussi été estimée et elle est d'environ 500  $\mu\text{m}$  sans transport et diminue jusqu'à être inférieure à la valeur de la résolution de notre imagerie, environ 125  $\mu\text{m}$  dans ce cas, lorsque le faisceau est transporté par la ligne magnétique. Le gain en fluctuation de position dans cette gamme d'énergie est donc d'au moins un facteur 4.

La charge transportée correspond à  $8.4 \pm 6.9\%$  de la charge générée, entre 45 MeV et 150 MeV, dans les mêmes conditions expérimentales. Le rapport entre la surface du faisceau dans le plan de l'entrée du triplet et l'ouverture du collimateur est de 15.5%. Cette dernière valeur est en accord avec celle déterminée expérimentalement.

Finalement les fonctions de transfert associées aux deux spectromètre ELISA et DACTOMUS, permettent de reconstruire le spectre avant le diagnostic en connaissant le spectre ainsi que la distribution spatiale mesurée par l'inversion de la relation 4.2. Du fait des fluctuations expérimentales et pour simplifier le problème, il est plus pratique d'approcher le spectre par une fonction analytique.

Dans la pratique, une projection sur 2 super-gaussiennes suffit à correctement re-

produire les données expérimentales. Les spectres peuvent alors être mis sous la forme :

$$P_{out}(u) = a_1 \exp\left(-\left|\frac{u - b_1}{c_1}\right|^{d_1}\right) + a_2 \exp\left(-\left|\frac{u - b_2}{c_2}\right|^{d_2}\right) \quad (4.3)$$

où  $a_{1,2}$ ,  $b_{1,2}$ ,  $c_{1,2}$  et  $d_{1,2}$  sont des constantes.

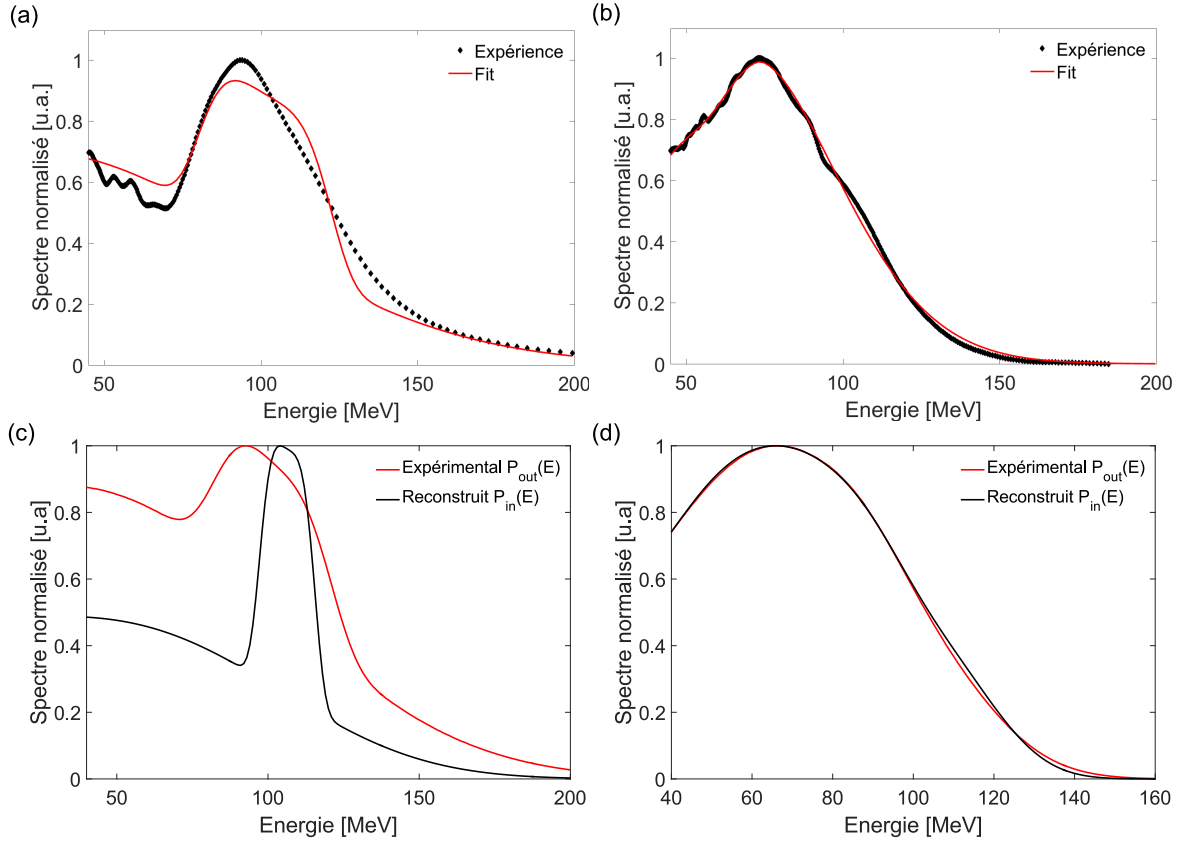


Figure 4.16 – (a) et (b) spectres expérimentaux (diamants noirs) et ajustement associé en utilisant l'équation 4.3 (en rouge). (c) et (d) ce même ajustement (en rouge) et le spectre reconstruit (en noir) grâce à la fonction de transfert. Les figures (a) et (c) concernent le dipôle seul derrière la cellule tandis que les figures (b) et (d) concernent l'ensemble triplet et dipôle.

Les spectres calculés à partir de cette formule (4.3) sont présentés sur la figure 4.16 en rouge pour le spectromètre ELISA (a) et le spectromètre DACTOMUS (b) et les spectres expérimentaux correspondant en noir. Les figures 4.16 (c) et (d) représentent, de nouveau, les spectres calculés à l'aide de la formule (4.3) extraits des figures 4.16 (a) et (b) en rouge et le spectre reconstruit dans chaque situation en noir. On constate que le spectre reconstruit pour le spectromètre ELISA est différent de l'expérimental (tous deux en noirs sur les figures 4.16 (a) et (c)) alors, qu'au contraire, la reconstruction est assez fidèle pour le spectromètre DACTOMUS (courbes noires sur les figures 4.16 (c) et (d)).

### c/ Propriétés spatiales des spectres électroniques.

La figure 4.17 présente la taille moyenne verticale des faisceaux déviés en fonction de l'énergie ainsi que la déviation standard associée sur une série de cinq tirs obtenus dans les mêmes conditions expérimentales. On détermine l'énergie du pincement égale à  $69.8 \pm 1.25$  MeV, ce qui est en très bon accord avec la valeur théorique de 69.4 MeV

associée à cette configuration de la ligne de transport. À partir du moment où des électrons sont générés autour de 70 MeV, ce résultat est reproductible peu importe les conditions d'interaction du laser avec la cible. Néanmoins, la résolution de l'imagerie, ici d'environ

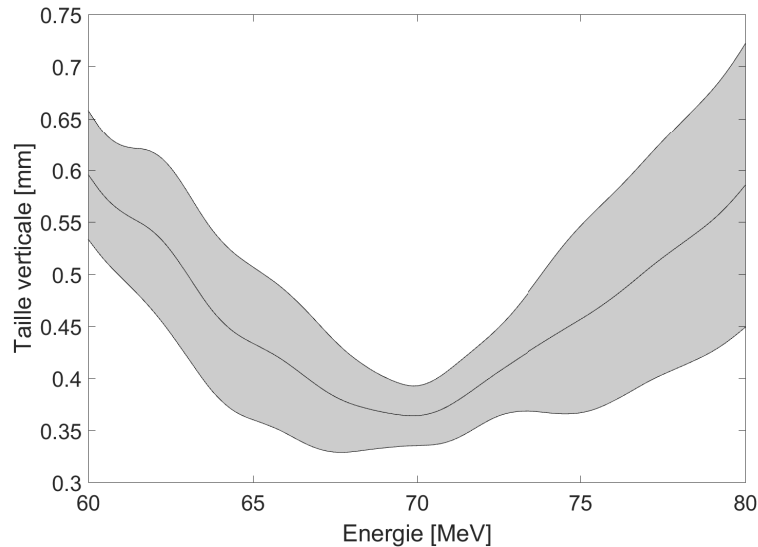


Figure 4.17 – Taille moyenne verticale des faisceaux déviés en fonction de l'énergie ainsi que la déviation standard associée sur une série de cinq tirs obtenus dans les mêmes conditions expérimentales. Ici  $I_0 = 3.8 \times 10^{18}$  W/cm<sup>2</sup>,  $\tau_0 = 25.2$  fs,  $z_F = -0.9$  mm,  $L_{cell} = 0.36$  mm dans un mélange de 95% H<sub>2</sub> + 5% N<sub>2</sub> à  $n_e = 1.1 \times 10^{19}$  e<sup>-</sup>/cm<sup>3</sup>.

125  $\mu$ m, ne nous permet pas de distinguer la taille minimale de pincement attendue de 61  $\mu$ m. Afin d'avoir une résolution spatiale encore meilleure, l'objectif imageant le Lanex a été changé. La résolution dans ce cas est d'environ 35  $\mu$ m. Dans cette nouvelle configuration, le champ d'observation étant réduit, il était impossible d'enregistrer les spectres dans la zone du pincement et les faisceaux d'électrons sur la caméra sans modifier l'imagerie. Les spectres ont donc été reconstruits en considérant l'énergie du pincement à 69.4 MeV et une courbe de dispersion adaptée à ce cas. On obtient, dans cette nouvelle configuration, les résultats reportés sur la figure 4.18.

Deux exemples de la dimension verticale des paquets en fonction de l'énergie sont donnés en figure 4.18 (a). Le pincement est clairement visible ici, ce qui entraîne une augmentation de la densité de charge autour de l'énergie de référence (ici 69 MeV) jusqu'à environ 0.2 pC/MeV/mm comme reporté sur la figure 4.18 (b). Ceci correspond à une densité de charge de 3.4 pC/mm<sup>2</sup>, restant inférieure aux valeurs de saturations de  $66 \pm 33$  pC/mm<sup>2</sup> reportée dans la référence [131].

La figure 4.18 (a) montre que la taille (FWHM) du pincement observé expérimentalement est plus importante que celle prédite par le calcul. En effet, nous obtenons une dimension verticale minimum de 191  $\mu$ m à 69 MeV pour une dimension attendue de 61  $\mu$ m, d'après les simulations mentionnés précédemment dans cette partie et réalisées avec nos conditions expérimentales. Pour comprendre cet écart, des simulations complémentaires de type Monte Carlo ont été réalisées par A. Chancé (CEA/IRFU) pour étudier l'effet des erreurs de positionnement de la ligne de transport sur la taille du pincement. Pour ce faire, 100 positions aléatoires du triplet ont été testées en ajoutant une erreur de positionnement transverse du triplet par rapport à l'axe d'alignement, soit l'axe laser, surestimée de 0.5 mm. L'erreur sur le roulis a été estimée à 0.5° et celle sur la rotation suivant les

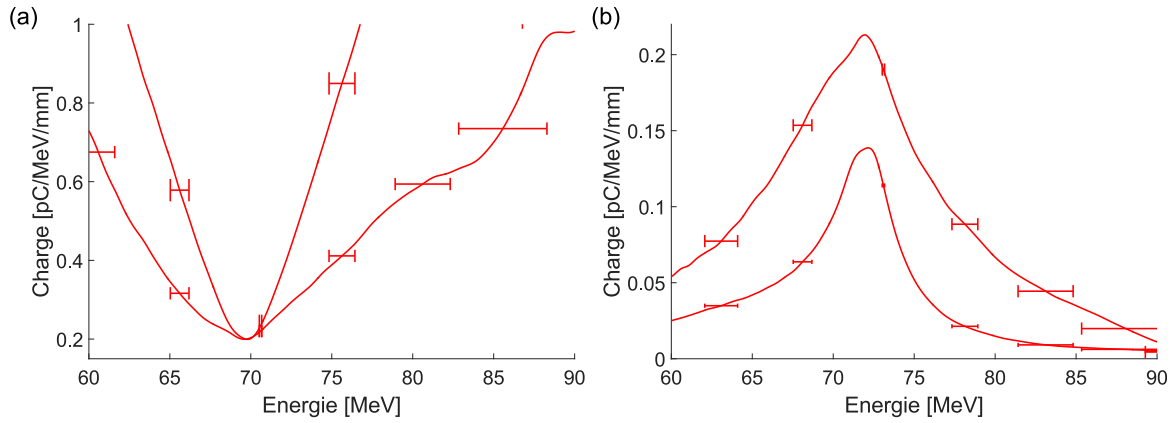


Figure 4.18 – (a) dimension verticale résolue en énergie pour 2 tirs obtenus dans les mêmes conditions expérimentales. (b) densité de charge associée. Les barres d'erreurs verticales représentent l'indétermination sur l'évaluation de l'énergie (b). Ici  $I_0 = 3.8 \times 10^{18} \text{ W/cm}^2$ ,  $\tau_0 = 25.2 \text{ fs}$ ,  $z_F = -0.9 \text{ mm}$ ,  $L_{cell} = 0.36 \text{ mm}$  dans un mélange de 95% $\text{H}_2 + 5\%\text{N}_2$  à  $n_e = 1.1 \times 10^{19} \text{ e}^-/\text{cm}^3$ .

axe x et y de  $0.15^\circ$ . La variation de la taille du pincement calculée lors de cette étude est trop faible pour être responsable de la différence de taille obtenue entre l'expérience et la prédiction.

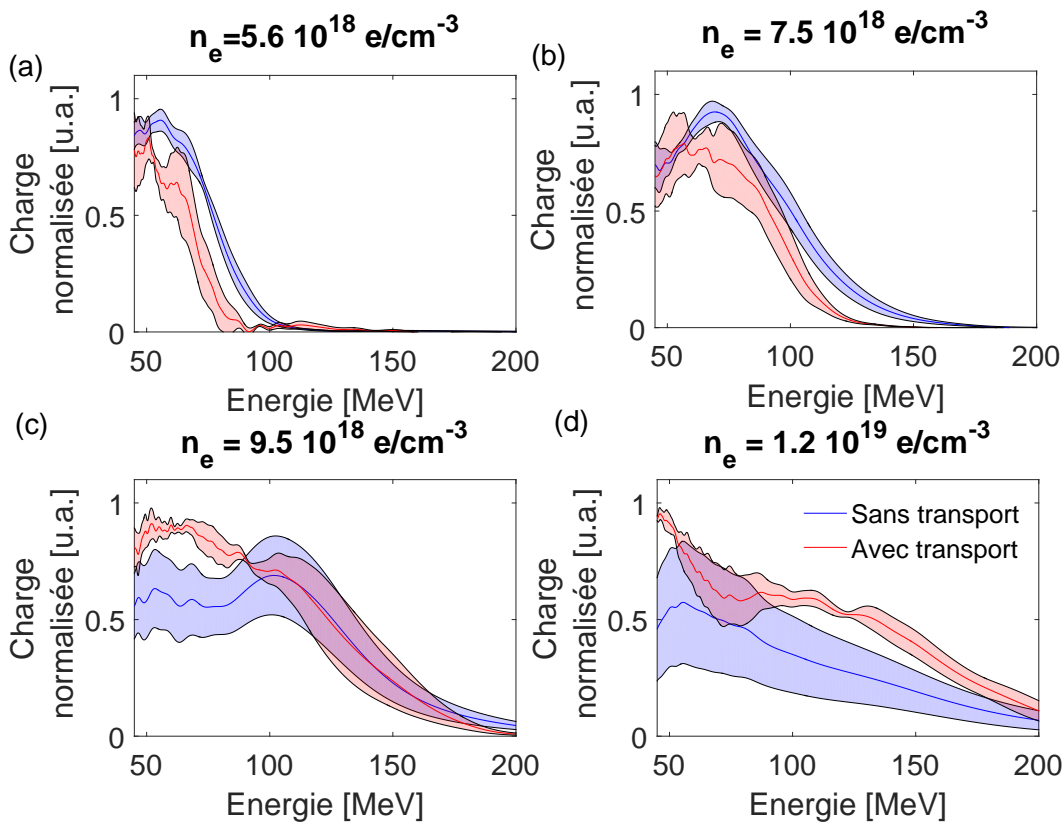


Figure 4.19 – Moyenne et déviation standard (zone colorée) de spectres obtenus sans (en bleu) et avec (en rouge) transport via la ligne magnétique lors d'une variation de la densité électronique : (a) 5.6, (b) 7.5, (c) 9.5 et (d)  $12 \times 10^{18} \text{ e}^-/\text{cm}^3$ . Ici  $I_0 = 3.9 \times 10^{18} \text{ W/cm}^2$ ,  $\tau_0 = 24 \text{ fs}$ ,  $z_F = -0.5 \text{ mm}$ ,  $L_{cell} = 0.5 \text{ mm}$  dans un mélange de 99% $\text{H}_2 + 1\%\text{N}_2$ .

On peut mettre en doute la valeur considéré pour la dimension de la source, de diamètre  $1.5 \mu\text{m}$  (FWHM). Cette source traverse en réalité un plasma avant d'être imagée par la ligne de transport, ce qui peut modifier sensiblement sa taille. Dans la référence [148], il a été montré que la taille apparente de la source peut être augmentée jusqu'à  $21 \mu\text{m}$ . Cependant, cet écart ne peut toujours pas expliquer la différence entre la taille estimée par le calcul et celle que nous avons déterminée expérimentalement.

Le dernier facteur qui pourrait permettre d'expliquer cette différence est la diffusion de la lumière dans le scintillateur. En effet, Hayakawa et al. [152] ont montré que la diffusion de la lumière au sein du Lanex diminue rapidement sa fonction de modulation de transfert. Ils ont montré que pour 10 lignes/mm, soit source lumineuse de  $100 \mu\text{m}$ , le contraste entre 2 lignes, ou deux sources distantes de  $100 \mu\text{m}$ , devient de l'ordre de 10%, ce qui pourrait rendre impossible la détection de structures aussi fines que celle de la taille du pincement. Un cristal de YaG pourrait être préféré au Lanex dans ce dernier cas [112].

Pour terminer sur les caractéristiques spectrales des électrons produits et transportés par la ligne magnétique, nous avons reporté sur la figure 4.19 les spectres enregistrés avec le spectromètre ELISA (en bleu) et avec DACTOMUS (en rouge) pour différentes valeurs de densité électronique. Les propriétés spectrales des paquets accélérés suivent les mêmes tendances. Lors de cette variation en densité, l'augmentation de l'énergie du faisceau dans un premier temps puis une hausse de la dispersion sont observées, comme attendues. Ce qui signifie qu'il y a un bon accord entre les spectres diagnostiqués avec le spectromètre ELISA et ceux avec le spectromètre DACTOMUS tout en augmentant la résolution du diagnostic.

#### d/ Estimation de l'emittance.

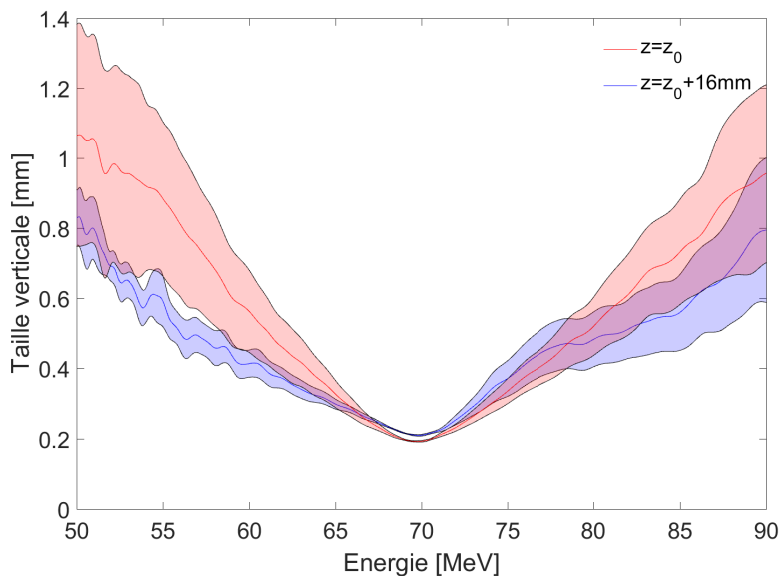


Figure 4.20 – Dimension moyenne dans le plan vertical des faisceaux déviés en fonction de l'énergie ainsi que la déviation standard associée sur une série de cinq tirs obtenus dans les mêmes conditions expérimentales pour deux positions du Lanex : en rouge, dans le plan de focalisation de la ligne à 70 MeV et en bleu, 16 mm plus loin. Ici  $I_0 = 3.8 \times 10^{18} \text{ W/cm}^2$ ,  $\tau_0 = 25.2 \text{ fs}$ ,  $z_F = -0.9 \text{ mm}$ ,  $L_{cell} = 0.36 \text{ mm}$  dans un mélange de  $95\% \text{H}_2 + 5\% \text{N}_2$  à  $n_e = 1.1 \times 10^{19} \text{ e}^-/\text{cm}^3$ .

Une estimation de l'emittance transverse du faisceau  $\epsilon_{\perp}$  peut être faite. En effet la dimension verticale du spectre a été mesurée dans différents plans après la ligne de transport magnétique. Cette mesure permet de déterminer la divergence dans une gamme d'énergie. Le produit de la taille du faisceau par sa divergence dans une gamme d'énergie peut alors être considéré comme l'aire occupée par le faisceau dans l'espace des phases transverses. Ceci est une hypothèse qui doit donner une estimation haute de l'emittance transverse du faisceau.

Les dimensions verticales résolues en énergie dans deux plans différents après le triplet sont reportées sur la figure 4.20. Les lignes pleines représentent la moyenne sur une série de tirs tandis que les zones colorées sont la déviation standard associée. Dans ce cas, l'emittance transverse est de  $0.22 \pi$  mm.mrad autour de 69.8 MeV. Cette valeur est proche de celle déterminée dans [112] qui est de  $0.21 \pm 0.02 \pi$  mm.mrad. Cependant comme le Lanex utilisé ici ne permet pas de résoudre la taille du pincement, cette valeur est une estimation haute de la valeur réelle de l'emittance du paquet d'électrons accéléré dans cette gamme d'énergie. Finalement cette valeur d'emittance correspond à celle dans la direction orthogonale au plan de polarisation du laser, ce qui signifie qu'elle sera plus importante dans l'autre direction [162].

### 4.2.1.3 Conclusion

En conclusion, nous avons pu montrer qu'il était possible d'imager un faisceau d'électrons relativistes issus de l'accélération laser plasma grâce à une ligne de transport dédiée sans modification des propriétés spectrales et avec une amélioration importante de la résolution en énergie, jusqu'à 3 ordres de grandeur à 70 MeV. Enfin cette ligne permet d'obtenir une densité de charge très importante, dans une région centrée autour de 70 MeV, présentant un grand intérêt pour des expériences d'irradiation notamment. Ce type d'applications sera abordée dans la suite du manuscrit. La dimension transverse du faisceau est plus importante qu'estimée par les simulations, à cause notamment de la divergence du faisceau ainsi que de sa largeur spectrale.

## 4.2.2 Ligne focalisante compacte

### 4.2.2.1 Motivations

Dans le cadre d'une collaboration avec le LLR (Laboratoire Leprince Ringuet), une autre ligne magnétique plus compacte a été testée. Cette étude s'inscrit dans le cadre des futures expériences d'ALP sur le laser APOLLON.

Pour ces travaux, il faudra disposer de diagnostics de caractérisation précis des faisceaux d'électrons accélérés tels que la ligne magnétique présentée précédemment, mais pour une gamme d'énergie plus élevée, typiquement autour 200 MeV, gamme d'énergie ciblée pour l'injecteur du schéma d'ALP double-étage.

### 4.2.2.2 Description de la ligne magnétique

La ligne présentée précédemment n'est pas accordable en énergie. En effet, les performances ont été optimisées pour des électrons en énergie. Si l'on veut modifier cette énergie de référence, il faut mécaniquement changer les distances entre les pôles à l'aide de câbles calibrés en épaisseur. Il faudra ensuite cartographier le champ dans l'ensemble des quadrupôles pour contrôler que les modifications sont conformes aux attentes. Le système que je présente dans cette partie est plus compact et accordable en énergie. Je détaille son fonctionnement dans ce qui suit. La ligne magnétique que je présente ici a



été entièrement conçue par le LLR et nous avons participé aux tests de mise au point du dispositif, fournissant la source d'électrons générée dans notre cellule de gaz. L'ensemble magnétique est composé de quadrupôles permanents non solidaires et dont le cercle de gorge de 6 mm est bien plus faible que pour l'étude présentée précédemment (40 mm pour rappel). La nature même du dispositif rend ce diagnostic très différent de celui présenté dans la partie précédente. Il est tel que :

- constitué de quadrupôles indépendants permettant de varier leur position relative et de modifier l'énergie pour laquelle l'ensemble est stigmatique
- Le diamètre interne des éléments est très faible, conduisant à des gradients de champ plus importants, jusqu'à 300 T/m. Ceci permet une longueur focale du système bien plus faible.
- La longueur focale réduite entraîne une élongation moindre du faisceau d'électrons lors du transport comparé à la précédente ligne présentée (voir la figure 4.6).
- Ce type de système permet, en variant la position des quadrupôles, de déterminer les propriétés d'emittance du faisceau [112]

Une représentation schématique de l'ensemble expérimental est reportée sur la figure 4.23. Les trois quadrupôles constituant la ligne sont regroupés en deux ensembles indépendants. L'atout majeur de ce dispositif est sa compacité, en même temps que sa grande précision à une énergie donnée. En revanche, son inconvénient principal est sa grande sensibilité à l'alignement.

La base de notre méthode d'alignement est un axe défini par le laser focalisé dans la cellule de gaz et suivant une direction donnée ensuite. Or le faisceau d'électrons ne suit pas exactement la même direction que l'axe laser, ce qui se traduit par une erreur systématique d'alignement du dispositif magnétique. En effet, comme il est décrit dans la référence [183], le faisceau d'électrons et le faisceau laser ne sont pas parfaitement alignés, mais décalés de quelques mrad l'un par rapport à l'autre. Si les électrons ne sont pas injectés exactement à l'arrière de la bulle, si celle-ci se déforme par exemple, les faisceaux laser et d'électrons ne seront pas confondus. Ceci signifie qu'en alignant le système de quadrupôles sur le faisceau laser, le faisceau d'électrons ne sera pas complètement aligné sur l'axe magnétique de la ligne. Étant donnés les gradients de champs importants associés à ces quadrupôles compacts, un effet de dispersion, analogue à celui exercé par un dipôle, sera exercé sur les faisceaux d'électrons traversant l'ensemble de quadrupôles. C'est pour cette raison qu'aucun effet d'imagerie du faisceau n'a pu être observé avec l'ensemble de quadrupôles seul. Nous ne présenterons donc aucune image de faisceau transporté par cette ligne, puisque dans le temps imparti pour les tests expérimentaux, nous n'avons pas résolu nos problèmes d'alignement.

### 4.2.2.3 Simulation du transport d'électrons

Comme pour la précédente ligne de transport, des cartes de champ ont été mesurées pour les quadrupôles et le dipôle puis ont été implémentées dans un code de transport afin de simuler les trajectoires des électrons.

Pour réaliser ces simulations, les conditions expérimentales ont été reproduites, et les résultats sont présentés en figure 4.21. Cette figure reporte la position sur l'écran de détection suivant l'axe horizontal (a) et (c) ou vertical (b) et (d) des électrons en fonction de leur énergie pour différentes divergences initiales. L'avantage principal de cette ligne de transport est son accordabilité à l'énergie de la source d'électrons. C'est pourquoi la figure 4.21 présente les caractéristiques du faisceau dans le cas où la ligne de transport est réglée pour être astigmatique autour de 110 MeV (a) et (b) et autour de 130 MeV (c) et (d). Pour ces deux configurations, le caractère astigmatique de l'ensemble est très

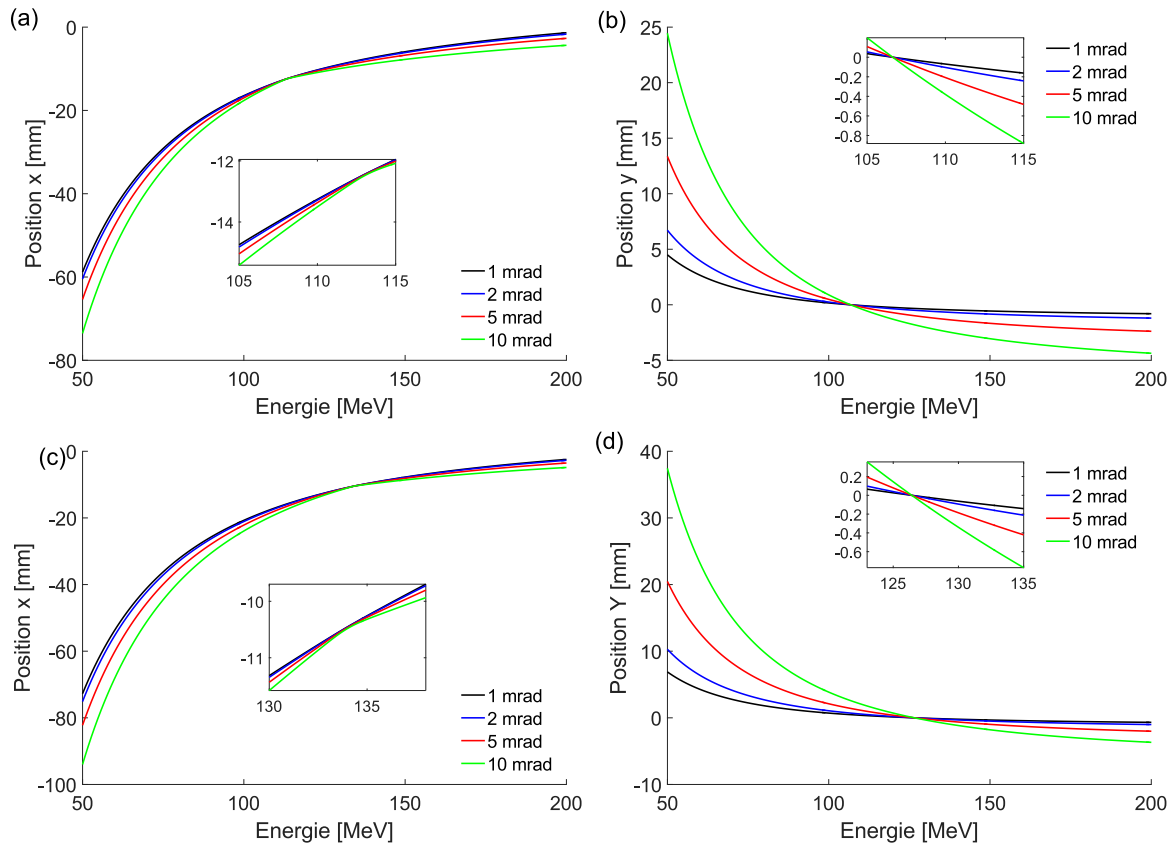


Figure 4.21 – (a) et (c) position sur l’axe horizontal, (b) et (d) vertical des électrons en fonction de leur énergie pour plusieurs divergences initiales. Les graphiques (a) et (b) correspondent à une configuration astigmatique autour de 110 MeV tandis que (c) et (d) autour de 130 MeV.

clairement visible ici. En effet dans la configuration de (a) et (b), la focalisation suivant l’axe horizontal se fait pour une énergie de 113 MeV tandis que dans l’autre direction, la focalisation se trouve à 106 MeV. Pour la seconde configuration, la focalisation dans le plan horizontal est pour 134 MeV tandis que dans le plan vertical vertical, elle a lieu pour 126 MeV. Dans ces configurations, nous ne sommes pas dans des conditions stigmatiques. En effet, les positions réelles des éléments de la ligne et celles utilisées pour reproduire le montage expérimental et simuler la propagation des électrons étaient différentes. Ce qui a entraîné cet effet d’astigmatisme.

Comme cela a été fait avec la première ligne magnétique, on peut aussi déterminer l’erreur systématique sur la détermination en énergie associée à cette ligne en fonction de l’énergie et ce pour plusieurs divergences initiales. C’est ce que je reporte sur la figure 4.22, sur laquelle on voit clairement que le changement de configuration entraîne un décalage de la position pour laquelle la résolution en énergie est optimale. Cette position varie de 113 MeV en (a) à 134 MeV en (b) comme attendu. Le dipôle disperse les électrons dans le plan horizontal, c’est-à-dire suivant la direction x. Les figures 4.21 (a), (b), et 4.22 (a), (b) respectivement, sont cohérentes, puisque l’erreur sur l’énergie est liée à la différence entre l’énergie évaluée et l’énergie réelle des électrons. Or, la focalisation ayant lieu à 113 MeV, 134 MeV respectivement, c’est pour ces deux valeurs que l’erreur sur l’énergie est la plus faible. On notera que l’erreur sur l’estimation de l’énergie est extrêmement faible puisque de moins de 1% à 113 et 134 MeV selon le cas considéré, pour un faisceau divergence 10 mrad.

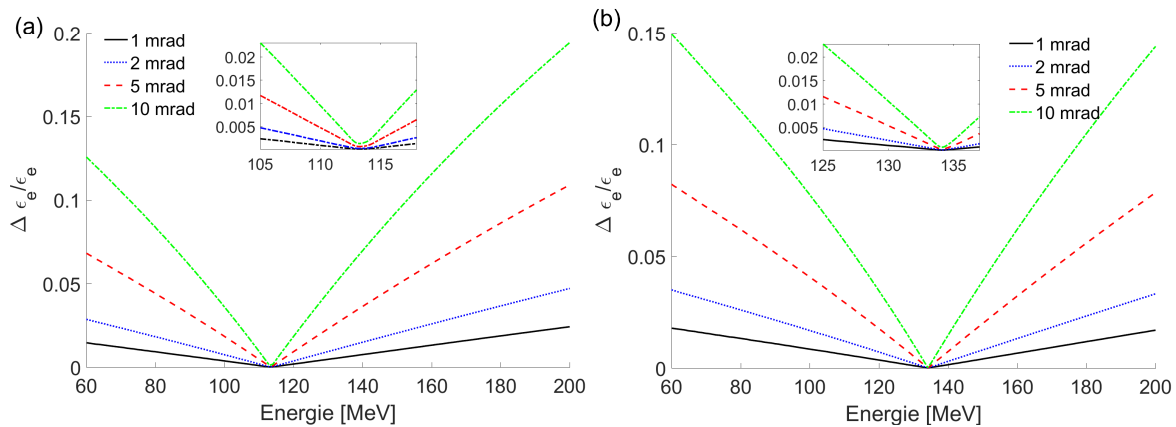


Figure 4.22 – Rapport entre l'erreur sur l'énergie évaluée et l'énergie, autrement dit barre d'erreur, en fonction de l'énergie des électrons pour plusieurs divergences initiales dans une configuration où le système est astigmatique pour des électrons dont l'énergie est autour de (a) 110 MeV ou (b) 130 MeV.

#### 4.2.2.4 Utilisation de la ligne de transport comme diagnostic des propriétés spectrales du faisceau d'électrons.

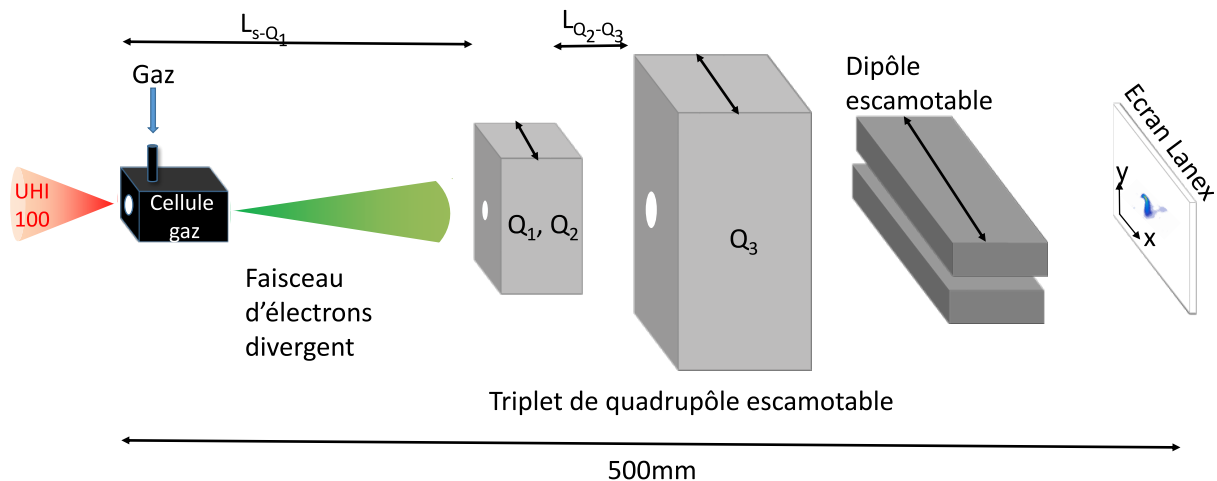


Figure 4.23 – Représentation schématique du montage expérimental (a) : la source d'électrons peut être diagnostiquée avec un écran Lanex imagé sur un caméra 16 bits. Pour les propriétés spectrales le dipôle décrit lors de la section 2 peut être inséré dans le trajet du faisceau. La source peut aussi être imagée grâce à la ligne de transport magnétique compacte : le triplet de quadrupôles escamotable et diagnostiqué avec un écran Lanex similaire au premier imagé sur la même caméra 16bits et pour obtenir des informations spectrales, le même dipôle peut être inséré sur le trajet des électrons.

Dans la suite du manuscrit, la distance entre la source et le premier ensemble constitué de deux quadrupôles sera notée  $L_{s-Q_1}$ . Celle entre le premier et le second ensemble constitué du dernier quadrupôle sera notée  $L_{Q_1-Q_2}$ . Une représentation schématique du montage expérimental est reportée en figure 4.23. Ce montage permet d'avoir accès au faisceau ainsi qu'au spectre avec ou sans transport par la ligne magnétique compacte. En variant les distances  $L_{s-Q_1}$  et  $L_{Q_1-Q_2}$ , l'énergie de référence de la ligne de transport peut être modifiée à partir de 110 MeV. En deçà les électrons seront sur focalisés.

Pour  $L_{s-Q_1} = 49.4$  mm et  $L_{Q_2-Q_3} = 8.4$  mm, le système est astigmatique pour des

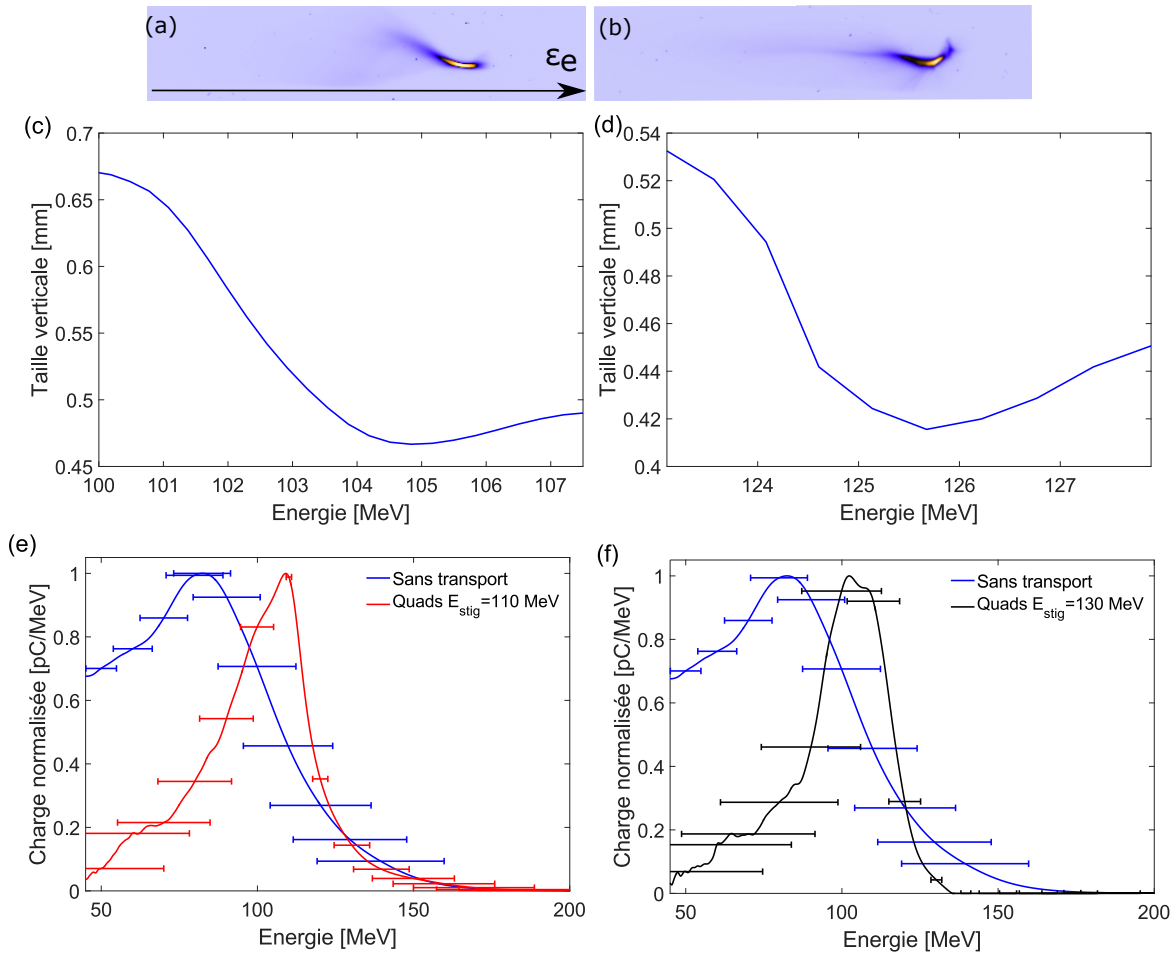


Figure 4.24 – (a) image enregistrée d’un spectre dans la configuration astigmatique autour de 110 MeV, (c) la dimension verticale de ce spectre en fonction de l’énergie et (e) un spectre moyen accompagné des incertitudes sur l’estimation de l’énergie sous forme de barre d’erreur horizontale dans le cas des spectres obtenus sans la ligne de transport en bleu, ou bien avec en rouge. Les mêmes figures sont présentées dans le cas de la configuration astigmatique autour de 130 MeV en (b), (d) et (f) respectivement. Sur la figure (f), le spectre moyen obtenu après transport est reporté en noir. Ici  $I_0 = 2.6 \times 10^{18}$  W/cm<sup>2</sup>,  $\tau_0 = 25.2$  fs,  $z_F = -0.6$  mm,  $L_{cell} = 1$  mm dans un mélange de 99%H<sub>2</sub> + 1%N<sub>2</sub> à  $n_e = 1.5 \times 10^{19}$  e<sup>-</sup>/cm<sup>3</sup>.

électrons autour de 110 MeV tandis que pour  $L_{s-Q_1} = 60.5$  mm et  $L_{Q_2-Q_3} = 19.4$  mm, l’astigmatisme est obtenu pour environ 130 MeV.

Les résultats expérimentaux obtenus dans les configurations d’astigmatisme à 110 et à 130 MeV sont reportés sur la figure 4.24. Cette figure présente une image enregistrée d’un spectre dans la configuration astigmatique autour de 110 MeV (a), la dimension verticale de ce spectre en fonction de l’énergie en (c) et un spectre moyen accompagné des incertitudes sur l’estimation de l’énergie sous forme de barre d’erreur horizontale dans le cas des spectres obtenus sans la ligne de transport en bleu, ou bien avec en rouge (e). Les mêmes figures sont présentées dans le cas de la configuration astigmatique autour de 130 MeV en (b), (d) et (f) respectivement. Sur la figure (f), le spectre moyen obtenu après transport est reporté en noir.

Les figures 4.24 (c) et (d) montrent clairement qu’un simple changement de configuration expérimentale, c’est-à-dire une variation de la position des éléments magnétiques, permet de modifier la position du pincement obtenu. De plus ce pincement est observé très

proche de l'énergie attendue dans ces deux cas : à 104.8 MeV dans le premier cas (pour 106 MeV attendu), et 125.5 MeV dans le second (pour 126 MeV attendu). Les résultats expérimentaux reproduisent donc bien ce que prédisent les simulations.

Les figures 4.24 (e) et (f) mettent en évidence que le transport ne modifie pas les caractéristiques spectrales du faisceau, si l'on considère la partie haute énergie du spectre  $\epsilon_e > 90$  MeV. De plus, comme le montrent les barres d'erreur horizontales, on réduit considérablement l'erreur commise sur l'estimation de l'énergie autour de l'énergie de focalisation de la ligne. Néanmoins la partie basse énergie du spectre n'est pas transportée car, comme dans le cas de la ligne DACTOMUS, les électrons de basse énergie, dont l'énergie est inférieure à 70 MeV ici, sont surfocalisés et ne contribuent pas au signal.

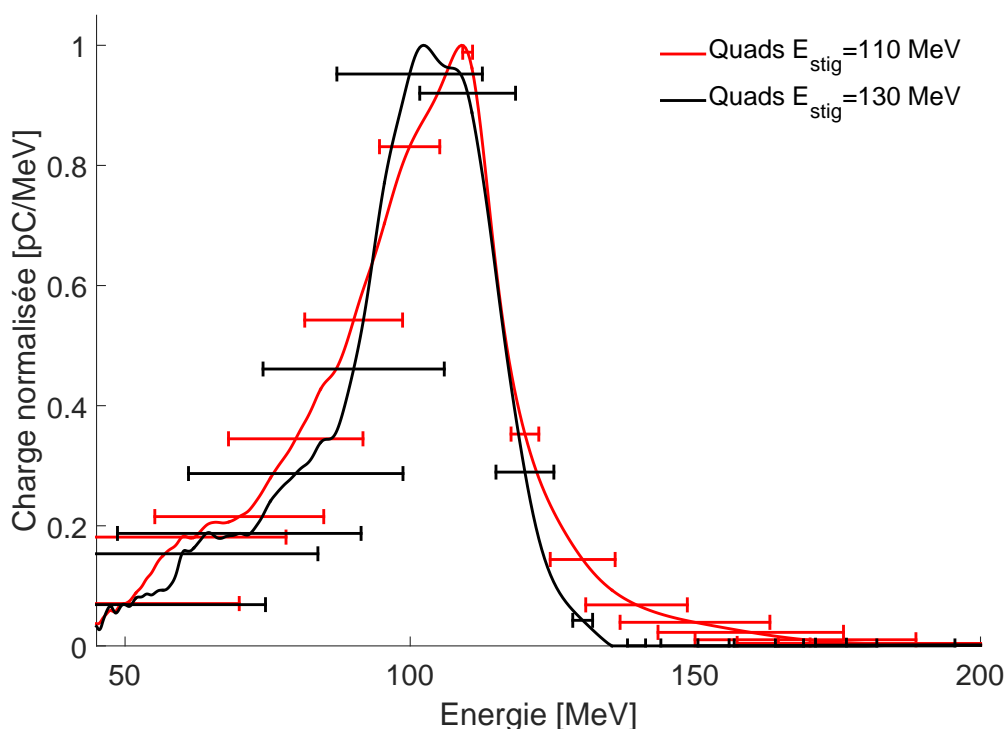


Figure 4.25 – Spectre moyen accompagné des incertitudes sur l'estimation de l'énergie sous forme de barres d'erreur horizontales dans le cas des spectres obtenus avec la ligne de transport en configuration astigmatique autour de 110 MeV en rouge, ou bien 130 MeV en noir. Les conditions expérimentales sont les mêmes que celles correspondant aux résultats reportés sur la figure 4.24.

Enfin pour comparer les spectres obtenus avec la ligne de transport dans les deux configurations étudiées, la figure 4.25 est présentée. On remarque un très bon accord entre les deux configurations. Ce spectromètre a été conçu pour une source d'électrons de plus haute énergie que celle que nous générons sur l'installation. La partie basse énergie des spectres présentés sur la figure 4.25 est donc sous estimée par rapport à la distribution réelle.

Finalement cette ligne compacte semble complémentaire par rapport à la première présentée. Elle est accordable très simplement à l'énergie des électrons produits par la source étudiée, ce qui peut être un atout important pour étudier différents régimes sur des installations telles qu'APOLLON. En plus d'être très simplement accordable, la détermination de l'énergie est grandement améliorée autour de l'énergie de référence. De plus

avec ce type de ligne de transport, une évaluation de l'émission du faisceau, qui n'a pas été réalisée ici, peut être faite [112]. Cependant, les gradients de champ importants associés à cet instrument le rendent très sensible à l'alignement avec le faisceau d'électrons, ce qui a été problématique dans cette expérience.

### 4.3 Détermination de la dose déposée dans un milieu biologique

Comme cela a été mentionné auparavant, la ligne de transport utilisée dans le projet DACTOMUS nous permet de transporter le faisceau à 1 m de la source d'électrons, permettant d'obtenir une source plus stable en position et diminuant sa taille tout en préservant ses propriétés spectrales ainsi qu'une transmission importante. Des tests ont donc été réalisés pour utiliser cette source dans des applications de dosimétrie à haut débit de dose dans des milieux aqueux, tels que ceux de la biologie.

En effet la dosimétrie est habituellement étudiée sur des accélérateurs conventionnels pour lesquels le courant associé au faisceau d'électrons est modéré. Les paquets issus de l'accélération laser plasma présentent des très forts courants crêtes à l'origine de débits de dose élevés dont les effets ont été étudiés uniquement via des simulations Monte Carlo [203] ou bien sans résolution temporelle via des films radio chromiques [204, 205, 206]. Tout récemment le développement d'expériences d'irradiations flash [207], montrant que

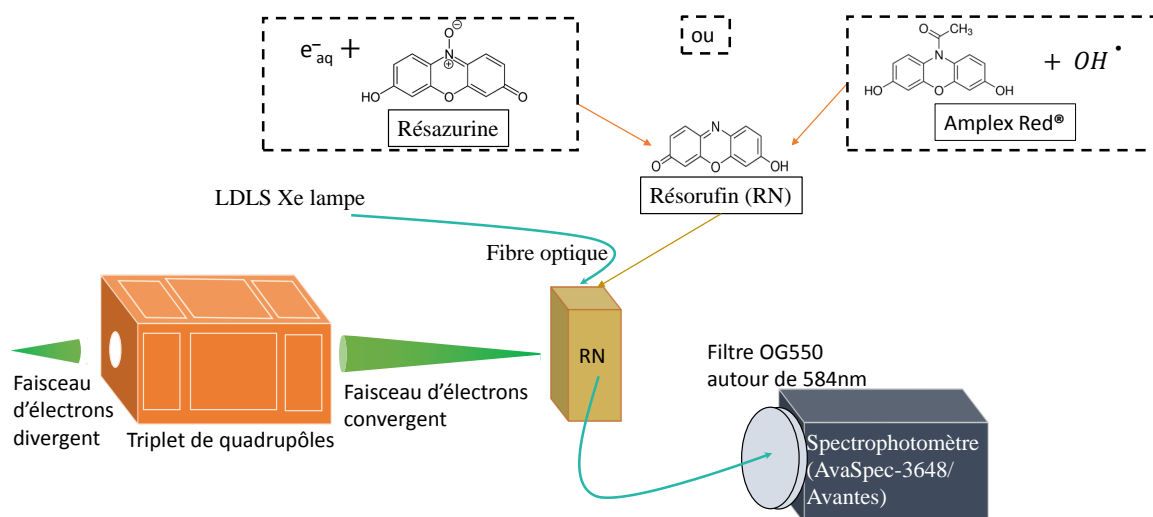


Figure 4.26 – Représentation schématique du montage expérimental : le faisceau d'électrons est focalisé grâce à la ligne de transport magnétique (DACTOMUS) sur une cellule contenant soit de la Résazurine soit de l'ADHP. Via les 2 réactions chimiques présentées sur la figure, du Résorufin est produit. Sa présence est diagnostiquée grâce à sa fluorescence à 584 nm enregistré par un spectrophotomètre après excitation lumineuse à 532 nm.

les irradiations à hauts débits de dose semblent préserver les zones saines entourant les zones tumorales, laisse penser que ce type de source ultra brève pourrait être d'intérêt en thérapie dans les années à venir. Bien évidemment, les doses délivrées sur les échantillons, puis sur les patients si les méthodes sont avérées efficaces, doivent être parfaitement

connues. Finalement toutes les expériences actuelles fournissent des données intégrées, il y a donc un besoin pour de nouvelles méthodes de dosimétrie en temps réel. Dans tous ces travaux, le débit de dose est estimé au minimum à  $5 \times 10^{11}$  Gy/s, une valeur qui ouvre la voie à de nouveaux diagnostics de dosimétrie [208].

Une cellule contenant une solution aqueuse avec un soluté réagissant avec les radicaux libres produits sous rayonnement, Résazurine [209] et ADHP ou Amplex Red<sup>®</sup>, a été placée sous vide, dans le plan focal du triplet de quadrupôles. À travers plusieurs réactions chimiques mettant en jeu les radicaux ( $\text{OH}^\bullet$ ) ou bien des électrons aqueux produits au passage des électrons relativistes, l'ADHP et la Résazurine (RNO) forment une nouvelle molécule, le Résorufin (RN), qui est une molécule stable. Cette espèce est fluorescente autour de 584 nm lorsqu'elle subit une excitation lumineuse à 532 nm. Une représentation schématique du montage utilisé ainsi que les réactions chimiques mises en jeu sont présentées sur la figure 4.26.

### 4.3.1 Dose intégrée sur plusieurs tirs avec la Résazurine

Un premier test a été conduit avec la Résazurine placée dans la cellule sans diagnostic en temps réel, c'est-à-dire sans détection en ligne de la fluorescence. Dans ce cas c'est la production d'électrons hydratés qui est indirectement analysée (hors ligne, au laboratoire de chimie), comme le montre la première réaction sur la figure 4.26. Les résultats de cette première expérience sont présentés en figure 4.27 où sont reportés un spectre électronique moyenné sur 5 tirs, représentatif des électrons utilisés pour l'irradiation de l'échantillon (a) ainsi qu'un spectre de fluorescence du contenu de la cellule obtenu avant irradiation (spectre de référence en rouge) et un spectre obtenu après 35 tirs en bleu (b).

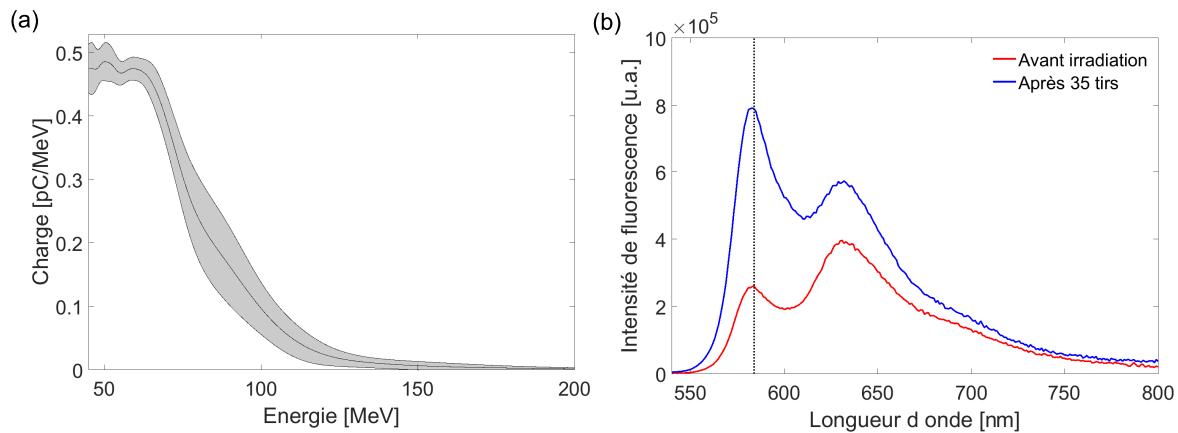


Figure 4.27 – (a) spectre moyenné sur 5 tirs et déviation standard (zone grisée) avant transport utilisé pour l'irradiation de la cellule. Ici  $I_0 = 5.1 \times 10^{18}$  W/cm<sup>2</sup>,  $\tau_0 = 25.2$  fs,  $z_F = -0.5$  mm,  $L_{cell} = 0.5$  mm dans un mélange de 95% $\text{H}_2 + 5\%\text{N}_2$  à  $n_e = 1.2 \times 10^{19}$  e<sup>-</sup>/cm<sup>3</sup>. (b) spectres de fluorescence obtenus avant et après irradiation par 35 tirs. La ligne pointillée noire représente la longueur d'onde de fluorescence du Résorufin.

Le spectre de fluorescence est constitué de 2 pics dont l'un autour de 584 nm, qui est associé au Résorufin et le second, autour de 632 nm, qui est, lui, de la Résazurine. Le pic du Résorufin est présent avant l'irradiation car cette espèce est présente en impuretés dans la solution. Néanmoins, une nette progression du signal associé à la croissance du Résorufin est observée après un nombre modeste de tirs : 35. Cette observation valide que ce type de mesure est suffisamment sensible pour détecter une dose produite sur l'installation.

### 4.3.2 Intégration lors de 96 tirs avec l'ADHP

Une seconde expérience similaire à la première a ensuite été mise en place pour tester une autre molécule : l'ADHP ou Amplex Red®. Cette seconde molécule a été choisie afin de sonder une autre espèce chimique : le radical hydroxyle ( $\text{OH}^\bullet$ ) généré via l'interaction du faisceau d'électrons avec l'eau de la solution. Dans ce cas, les résultats sont présentés en figure 4.28 où sont reportés un spectre électronique moyen, sur 5 tirs, utilisé lors de l'irradiation en (a) enregistré avant transport ainsi qu'un spectre de fluorescence du contenu de la cellule obtenu avant irradiation (en rouge) et un spectre obtenu après 96 tirs en noir (b).

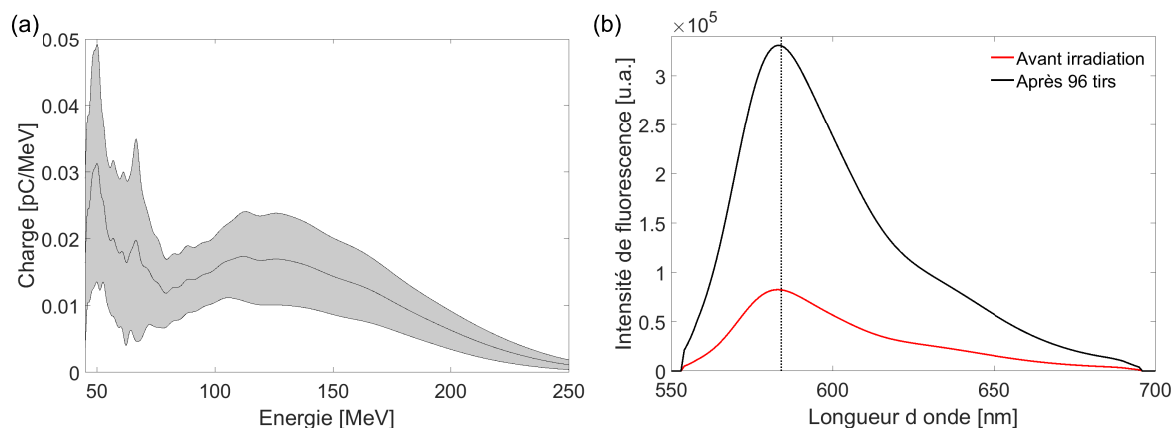


Figure 4.28 – (a) spectre moyenné sur 5 tirs et déviation standard (zone grisée) avant transport utilisé pour l'irradiation de la cellule. Ici  $I_0 = 2.9 \times 10^{18} \text{ W/cm}^2$ ,  $\tau_0 = 25.7 \text{ fs}$ ,  $z_F = 0.35 \text{ mm}$ ,  $L_{cell} = 1.02 \text{ mm}$  dans un mélange de 99.5% $\text{H}_2 + 0.5\%\text{N}_2$  à  $n_e = 1.5 \times 10^{19} \text{ e}^-/\text{cm}^3$ . (b) spectres de fluorescence obtenus avant et après irradiation par 96 tirs. La ligne pointillée noire représente la longueur d'onde de fluorescence du Résorufin.

Dans ce cas, la littérature permet d'associer un rendement au signal recueilli afin de déduire la dose obtenue [210]. Ce rendement vient d'études réalisées avec des accélérateurs conventionnels et ne permet donc pas de rendre compte de l'effet du débit de dose. Grâce à ces données, l'estimation de la dose délivrée est de 0.44 Gy. Afin de valider cette estimation, nous avons déterminé la dose délivrée par notre source d'électrons dans la cellule d'irradiation, en nous basant sur les estimations reportées dans la référence [203]. Glinec et al. avancent des valeurs de doses déposée en fonction de la charge du paquet qu'ils obtiennent par des simulations Monte Carlo avec le code GEANT 4 [211] pour un faisceau de  $170 \pm 20 \text{ MeV}$  dans 40 cm d'eau. La valeur de dose associée est alors de 20 Gy/nC. En appliquant une relation de proportionnalité, la dose délivrée est alors de 0.38 Gy dans notre cas, ce qui est très proche des 0.44 Gy, mesure déduite de la croissance du signal de fluorescence enregistré et reporté sur la figure 4.28 (b). Néanmoins, pour trouver cette dernière valeur de fortes hypothèses ont été faites pour considérer les résultats avancés dans cette publication comme valides dans notre cas (considérer la même valeur de dose par unité de charge pour un faisceau moins énergétique...).

### 4.3.3 Évaluation de la dose en temps réel

Finalement, dans le but de mesurer la dose délivrée en ligne ainsi que de minimiser les erreurs associées aux manipulations de la solution, une troisième expérience a été réalisée. Le montage expérimental complet utilisé est reporté sur la figure 4.26. Pour suivre la formation d'ADHP, on a ajouté aux expérience décrites précédemment un signal



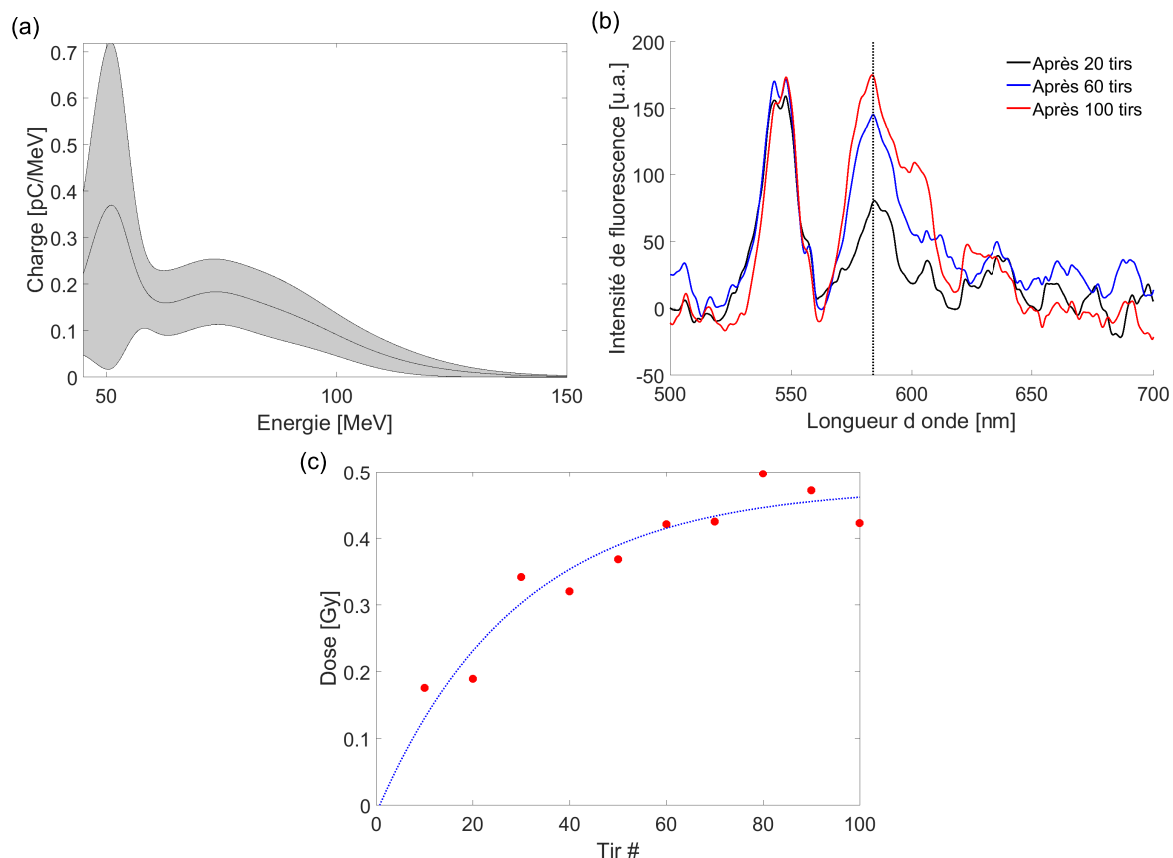


Figure 4.29 – (a) spectre moyenné sur 9 tirs et déviation standard (zone grisée) avant transport utilisé pour l’irradiation de la cellule. Ici  $I_0 = 2.4 \times 10^{18} \text{ W/cm}^2$ ,  $\tau_0 = 25.3 \text{ fs}$ ,  $z_F = 0.8 \text{ mm}$ ,  $L_{cell} = 0.73 \text{ mm}$  dans un mélange de 99% $\text{H}_2 + 1\%\text{N}_2$  à  $n_e = 1.6 \times 10^{19} \text{ e}^-/\text{cm}^3$ . (b) spectres de fluorescence obtenus après 20 en noir, 60 en bleu et 100 tirs en rouge. La ligne pointillée noire représente la longueur d’onde de fluorescence du Résorufin. (c) Évolution de la dose évaluée en fonction du nombre de tirs (points rouges). La courbe bleue en pointillés est une fonction exponentielle permettant guider l’œil du lecteur.

d’excitation in situ et l’enregistrement du signal de fluorescence correspondant à chaque tir. Les résultats de cette expérience sont résumés sur la figure 4.29 qui présente un spectre moyenné sur 9 tirs et la déviation standard associée, avant transport utilisé pour l’irradiation de la cellule en (a), plusieurs spectres de fluorescence au cours de l’irradiation en (b) ainsi que la dose associée en fonction du nombre de tirs effectués en (c).

Sur la figure 4.29 (b), il y a de nouveau deux pics présents. Ici le premier autour de 550 nm est dû au filtre placé devant la source de lumière servant à l’excitation de l’ADHP qui ne coupe pas la partie bleue du spectre. On observe nettement une évolution de la dose lorsque le nombre de tirs augmente sur la figure 4.29 (c). La dose estimée à la fin de cette expérience est de 4.5 mGy/tir, ce qui est en accord avec la précédente valeur obtenue et du même ordre de grandeur que celle reportée dans la référence [206]. La dose délivrée devrait, en première approximation, être proportionnelle aux nombres de tirs réalisés dans l’hypothèse où le faisceau d’électrons est reproductible tir à tir. Or, sa croissance semble plutôt suivre une loi exponentielle. Une explication semble être une concentration trop faible de réactifs qui ne permettrait pas de recombinaison tous les radicaux ( $\text{OH}^\bullet$ ). Ces résultats sont toujours en cours d’analyse, c’est pourquoi la cause de la saturation observée n’est pas encore identifiée.

Ces expériences sont prometteuses. Les molécules identifiées pour le moment, par notre collègue G. Baldacchino (CEA-LIDYL) qui collabore sur ces expériences, semblent

répondre aux irradiations engendrées par notre source d'électrons. Des investigations sont entamées pour tenter de trouver des molécules encore plus sensibles, et/ou améliorer la détection pour développer des techniques de mesure de dosimétrie en tir unique. On montre ici, que notre source d'électrons transportée à 1 m du point d'interaction peut être utilisée pour des expériences d'applications.

## 4.4 Conclusions

Dans cette partie, il a été montré qu'un faisceau d'électrons relativistes peut être imagé via différentes méthodes. L'imagerie par transport magnétique a été testée sur l'installation grâce à deux lignes de capacités, de conceptions et aux objectifs différents. Les propriétés spatiales et spectrales des faisceaux ont été présentées et comparées à celles observées avec un simple dipôle derrière la source. Nous avons constaté une bien meilleure résolution spectrale ainsi qu'une forte réduction de la fluctuation tir à tir tout en conservant les propriétés spectrales du faisceau et une transmission conformes aux prévisions.

En effet pour ce qui est de la ligne Dactomus, l'imagerie permet d'obtenir après la ligne un faisceau d'électrons dont les fluctuations de position sont réduites d'un facteur 4 minimum, de même que la divergence réduite, elle, d'environ un ordre de grandeur. Dans ce cas, nous avons aussi montré que la ligne pouvait être utilisée comme un diagnostic spectral dont la résolution est inférieure au % dans la gamme d'énergie de référence (autour de 70 MeV dans notre cas). Finalement, cette ligne peut aussi être utilisée pour sélectionner spectralement et concentrer spatialement les électrons jusqu'à 3.4 pC/mm<sup>2</sup> autour de 70 MeV, ce qui est très prometteur pour de futures expériences d'applications.

Les premiers résultats obtenus avec la ligne d'imagerie compacte soulignent son accordabilité remarquable : nous avons utilisé cet instrument pour diagnostiquer précisément les caractéristiques spectrales des spectres obtenus autour de 110 et 130 MeV. Cela dit nous avons aussi mis en évidence la grande sensibilité de cette ligne à l'alignement avec le faisceau d'électrons ainsi que l'impossibilité de diagnostiquer des faisceaux d'électrons dont l'énergie est inférieure à 100 MeV.

Des tests préliminaires encourageants ont d'ailleurs été menés autour de la dosimétrie à haut débit de dose dans des milieux liquides aqueux. Ils donnent des résultats prometteurs quant à la détermination de la dose délivrée, dans un milieu représentatif d'un milieu biologique, par le faisceau d'électrons sur notre installation.



# Conclusions et perspectives

Mon travail de thèse a abouti à la mise au point d'une nouvelle cible pour le laboratoire : une cellule de gaz à longueur variable. Même si nous ne sommes pas parvenus à atteindre les objectifs initiaux, produire une source d'électrons mono-cinétique dans un milieu très court grâce à l'injection assistée par ionisation, nous avons réussi à produire une source d'électrons stable, reproductible, utilisable après une mise en forme magnétique. Le développement de cette cible est le fruit de la collaboration de notre équipe et de celle de l'ITFIP au LPGP. Sa caractérisation hors ligne ainsi que les simulations pour déterminer l'écoulement du gaz dans cette cible ont été faites par T. Audet de ce dernier laboratoire. Cette cible a été développée dans le cadre d'expériences préliminaires à celles qui auront lieu sur la plateforme CILEX du laser APOLLON concernant l'accélération laser plasma double-étage. Après avoir caractérisé cette cible, nous avons pu mettre en forme le faisceau d'électrons associé par différents mécanismes puis utiliser cette source pour une expérience de mesure de dose déposée dans un milieu biologique. Les caractéristiques de la source sont résumées dans le paragraphe suivant.

## La source d'électrons

Une recherche des conditions d'interaction optimales a été présentée. Les paramètres que nous avons variés pour contrôler les propriétés du faisceau d'électrons sont : le pourcentage d'impuretés, la durée ainsi que l'énergie de l'impulsion laser, la densité électronique, la position du foyer dans le profil de densité et finalement la longueur de la cellule. La recherche des conditions optimales, en utilisant le mécanisme d'injection induite par ionisation, conduit à l'obtention de faisceaux aux propriétés suivantes :

- une fluctuation de pointé de  $1.2 \times 3.1$  mrad
- une divergence de  $8.4 \times 4.1$  mrad
- une charge totale de 37 pC

Et les spectres associés ont pour caractéristiques :

- une divergence dans le plan vertical de 4.7 mrad
- une charge pour  $\epsilon_e > 30$  MeV de 33 pC
- une énergie crête autour de 88 MeV
- une énergie maximale de l'ordre de 200 MeV

Ces valeurs sont tout à fait comparables aux caractéristiques de paquets d'électrons obtenus sur d'autres installations laser.

## La mise en forme optique de la source

La mise en forme de ces faisceaux d'électrons par une méthode optique a ensuite été présentée. Elle repose sur la mise en forme du faisceau laser grâce à une lame de phase. Cette dernière permet de passer d'un faisceau au profil d'intensité super-gaussien à un profil annulaire via un mode de Laguerre Gauss. La combinaison d'inhomogénéités de phase et d'amplitude ainsi que les défauts d'alignement de la lame permettent d'expliquer la forme de la tache focale obtenue expérimentalement. En effet, au lieu d'un anneau, deux sur-intensités ont été obtenues. On a cependant pu montrer que le piégeage et l'accélération d'électrons dans deux structures distinctes générées par ce faisceau est possible. Ce qui constitue en soi une mise en forme optique du faisceau d'électrons.

### **La modification des propriétés de la source à la traversée d'une feuille perturbée par l'impulsion laser**

Nous avons mené une étude d'intérêt pour la géométrie particulière, en ligne, du schéma d'accélération à deux étages (cf figure 3.21). En effet, ce schéma prévoit l'utilisation de feuilles minces comme miroir plasma pour permettre la focalisation de la deuxième impulsion dans l'étage accélérateur. Le faisceau d'électrons devra donc traverser cette feuille partiellement ionisée avant d'atteindre le deuxième étage. Nous avons montré que la divergence du faisceau d'électrons à la traversée d'une feuille d'aluminium partiellement ionisée était réduite par rapport aux prédictions théoriques associées à la traversée d'une cible solide. Cet effet est particulièrement visible pour les électrons d'énergie inférieure à 100 MeV, une feuille d'aluminium de plusieurs centaines de  $\mu\text{m}$  positionnée à environ 10 cm de la source. Dans ce cas, la divergence du faisceau est réduite. Les résultats, en cours d'analyse, permettent de penser qu'il y a un effet physique réel auquel pourrait être associé une sous-estimation de la divergence liée au faible rapport signal/bruit des images à traiter, dans cette gamme d'énergie. De plus l'angle de la feuille avec le faisceau d'électrons ne semble pas avoir une influence sur la divergence finale de celui-ci. Ceci tend à montrer que le champ magnétique généré à la surface du plasma est suffisamment faible dans ce mécanisme, pour ne pas modifier la propagation des électrons. Finalement, ces premiers tests servent à valider l'utilisation d'une feuille mince comme miroir plasma pour le schéma d'ALP à deux étages pour des électrons d'énergie supérieure à 100 MeV.

### **La mise en forme magnétique de la source**

Finalement, notre source d'électrons a été mise en forme par deux lignes magnétiques aux propriétés différentes mais complémentaires. Les objectifs étaient multiples :

- transporter la source d'électrons plusieurs dizaines de cm après le plan focal
- diagnostiquer précisément la source d'électrons
- mettre en forme le faisceau d'électrons pour des applications

La première ligne magnétique, composée d'un triplet de quadrupôles (associé à un dipôle pour les mesures résolues en énergie) a été conçue, réalisée et testée dans le cadre d'une collaboration de plusieurs laboratoires (LPGP, IRFU, LAL, LLR). Avec cette ligne nous avons montré qu'il était possible de disposer d'un diagnostic de grande précision pour déterminer les caractéristiques spectrales des paquets d'électrons, ceci en ajoutant un collimateur pour éliminer les électrons de divergence supérieure à  $\pm 5$  mrad. La résolution en énergie est alors inférieure au % autour de 70 MeV. En plus de cela, l'utilisation de

cette ligne magnétique permet de focaliser le faisceau en réduisant sa fluctuation de pointé d'un facteur 4 au minimum autour de l'énergie de référence de la ligne, soit 70 MeV. On a montré que la taille du faisceau d'électrons est réduite d'environ un ordre de grandeur tout en conservant une charge de l'ordre de 5 pC dans le plan de focalisation de la ligne de transport. Il a finalement été montré que cette ligne permet la concentration d'une charge importante sur une zone restreinte pour atteindre une densité de  $2.4 \text{ pC/mm}^2$  à  $70 \text{ MeV} \pm 0.6 \text{ MeV}$ .

La seconde ligne de transport, utilisée dans le cadre d'une collaboration avec le LLR, est bien plus compacte et modulable que la première. Ce dispositif est très résolvant, de l'ordre du % à l'énergie de référence choisie. Les tests effectués sur l'installation ont montré que cet ensemble est particulièrement adapté aux faisceaux d'électrons d'énergie supérieure à environ 100 MeV. La compacité et la flexibilité sont des caractéristiques d'un grand intérêt pour une installation telle que CILEX où plusieurs régimes d'interaction pourront être testés et des électrons pourront être générés dans des gammes d'énergie variées.

Pour finir, la première ligne magnétique, couplée à notre source d'électrons, nous a permis de réaliser les premières expériences de dosimétrie en ligne pour mesurer la dose déposée dans un milieu biologique. Les résultats préliminaires obtenus sont très encourageants puisqu'en accord avec de précédents travaux.

## Perspectives

Les propriétés des faisceaux d'électrons vont continuer à évoluer dans le futur notamment grâce aux avancées technologiques effectuées sur les lasers. La principale limite au taux de répétition dans la majorité des expériences est le pompage du gaz qui fuit dans l'enceinte. Un pompage différentiel permet, en plus de mieux contrôler les gradients en entrée et sortie de la cible, de limiter ce problème. Se pose ensuite la contrainte du taux de répétition du laser lui même, lié cette fois-ci à la thermique des cristaux d'amplification du laser. L'emploi de lasers fibrés pourrait alors être une alternative [212] aux chaînes Ti :Sa actuellement utilisées.

Dans le cas où la cadence de tir serait augmentée, il faudrait alors utiliser de nouveaux diagnostics, qui soient non destructifs et qui présentent des constantes de temps faibles. Par exemple le Lanex dont le temps caractéristique d'émission est de  $660 \mu\text{s}$  [153] ne pourrait pas être utilisé au delà d'une cadence de l'ordre du kHz. Des diagnostics tels que le Smith Purcell [142] ou le rayonnement de transition cohérent [107] pourraient alors lui être préférés.

Des cibles de conception innovante, permettant de délivrer des profils de densité complexes pourraient aussi permettre d'optimiser les propriétés des faisceaux d'électrons. Des travaux sur un profil longitudinal de densité complexe [213] ont montré qu'un contrôle de ce profil permet d'influencer les caractéristiques des paquets d'électrons accélérés. La mise en forme de ce profil peut aussi se faire optiquement [214, 215, 216]. Le gradient de face arrière peut lui aussi influencer les propriétés du faisceau accéléré, notamment son émittance [217] et sa dispersion en énergie [127].

Des travaux sur le mécanisme d'injection des électrons ont aussi été menés depuis les premières expériences utilisant le mécanisme d'auto injection [16] jusqu'à aujourd'hui où plusieurs méthodes sont utilisées telles que l'injection induite par ionisation [82] ou

bien l'injection par collision de faisceaux contre-propagatifs [96] par exemple. Des études continuent d'être menées dans ce sens [81] afin d'améliorer ainsi que stabiliser le processus d'injection des électrons dans l'onde plasma, aspect fondamental pour l'accélération laser plasma. Actuellement, se placer au seuil d'injection des électrons dans l'onde plasma, en jouant sur la densité électronique ou sur l'intensité laser, permet d'améliorer les caractéristiques des faisceaux accélérés.

Aujourd'hui, il semble néanmoins inévitable de mettre en forme le faisceau une fois celui-ci généré afin de l'exploiter pour les applications énoncées jusqu'ici. Plusieurs méthodes existent pour y parvenir, celles étudiées dans ce manuscrit ne sont pas les seules. L'utilisation de lentilles plasma [189, 195] représente aussi une manière d'imager le faisceau d'électrons. Un solénoïde peut aussi conduire à la mise en forme du faisceau [218], mais sa grande sensibilité à l'énergie des électrons rend son utilisation délicate [195].

L'amélioration des propriétés du faisceau d'électrons permettra de rendre encore plus accessibles des applications qui, pour certaines, ont déjà été testées. Les applications typiques sont l'utilisation de ce faisceau d'électrons :

- comme d'une source de rayonnement secondaire via la génération de rayonnement de freinage des électrons dans un convertisseur [219], l'émission bêta-tron lors de l'oscillation du paquet d'électrons dans l'onde plasma [185, 220]. L'émission Compton lors de l'interaction avec un faisceau laser contre propagatif [221] peut aussi être intéressante ainsi que le rayonnement THz ou le rayonnement cohérent de transition à l'interface entre deux milieux [222] ou l'émission lors de l'oscillation du faisceau dans un champ magnétique externe [5]. Toutes ces sources peuvent conduire à de nouvelles applications telles que la production de radio-isotopes [223], la radiographie X [224] et bien d'autres encore qui sont détaillées notamment dans la référence [225].
- dans des expériences de radiolyse femtoseconde [226] ou de biophysique [227]
- comme source pour la radiothérapie [2, 3, 4] ou avec des électrons de basses énergies dans le cadre de la thérapie par radiation intra opérative (*IORT* en anglais) [6, 228].
- dans des études de structure dynamique de la matière [1, 218]
- dans le cadre d'expériences de dépôt de dose à haut débit [207, 208]
- pour des études sur le schéma d'accélération double-étage pour atteindre de plus hautes énergies [24, 25, 27, 28]

Même si de nombreux progrès restent à faire, le coût ainsi que la compacité de ces sources d'électrons pourraient faire d'elles de réelles alternatives aux accélérateurs conventionnels.

# Annexe A

## Émittance

L'émittance permet donc de caractériser le volume en six dimensions dans l'espace des phases occupé par le faisceau d'électrons. Le terme faisceau est utilisé lorsque le moment longitudinal  $p_z$  de chaque électron le composant est bien supérieur aux moments transverses  $p_x$  et  $p_y$ . Pour en avoir une représentation simplifiée, ce volume est généralement projeté sur les plans orthogonaux  $(x, p_x)$ ,  $(y, p_y)$  et  $(z, p_z)$  où  $x$  et  $y$  sont les coordonnées transverses et  $z$  est la coordonnée suivant l'axe de propagation du faisceau. Il est plus pratique d'utiliser les quantités  $x' = p_x/p_z$  et  $y' = p_y/p_z$  comme mesure de la déviation angulaire du mouvement rectiligne, autrement dit de la divergence, dans l'approximation paraxiale où  $p_x, p_y \ll p_z$  vérifiée pour les faisceaux relativistes. On peut montrer que l'émittance, qui est l'ellipse qui encadre au mieux les particules dans un plan de phase, suivant l'axe  $x$  et notée  $\epsilon_x$  peut s'écrire sous la forme :

$$\epsilon_x = \gamma x^2 + 2\alpha x x' + \beta x'^2 \quad (\text{A.1})$$

où  $\alpha$ ,  $\beta$  et  $\gamma$  sont les paramètres de Twiss. Ces paramètres sont liés par :

$$\beta\gamma - \alpha^2 = 1$$

$\beta$  et  $\gamma$  sont les projections des taille et divergence du faisceau tandis qu' $\alpha$  indique si le faisceau converge,  $\alpha > 0$ , ou diverge,  $\alpha < 0$ . Lorsque le faisceau se propage, les paramètres de Twiss varient et l'ellipse dans l'espace  $(x, x')$  change de forme et d'orientation. La taille du faisceau est donnée par  $X_0 = \sqrt{\beta\epsilon_x}$  et la divergence est donnée par  $X'_0 = \sqrt{\gamma\epsilon_x}$ . On voit donc que  $\beta$  (respectivement  $\gamma$ ) a la dimension d'une longueur (respectivement l'inverse d'une longueur).

L'émittance dans l'espace  $(x, x')$  est calculée grâce à la formule :

$$\epsilon_x = \frac{1}{\pi} \int_{\text{ellipse}} dx dx' \quad (\text{A.2})$$

La matrice de transfert décrivant l'évolution des paramètres de Twiss lors de la propagation du faisceau dans le vide sur une distance  $L$  est donnée par :

$$\begin{bmatrix} \alpha_1 \\ \beta_1 \\ \gamma_1 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 1 & 0 & -L \\ -2L & 1 & L^2 \\ 0 & 0 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \alpha \\ \beta \\ \gamma \end{bmatrix}$$

où les paramètres  $\alpha_1$ ,  $\beta_1$  et  $\gamma_1$  sont les quantités  $\alpha$ ,  $\beta$  et  $\gamma$  transportées. Après une propagation sur une distance  $L$ , la divergence  $X'_1 = \sqrt{\gamma_1\epsilon_x} = \sqrt{\gamma\epsilon_x} = X'_0$  reste constante, alors que la taille du faisceau évolue.



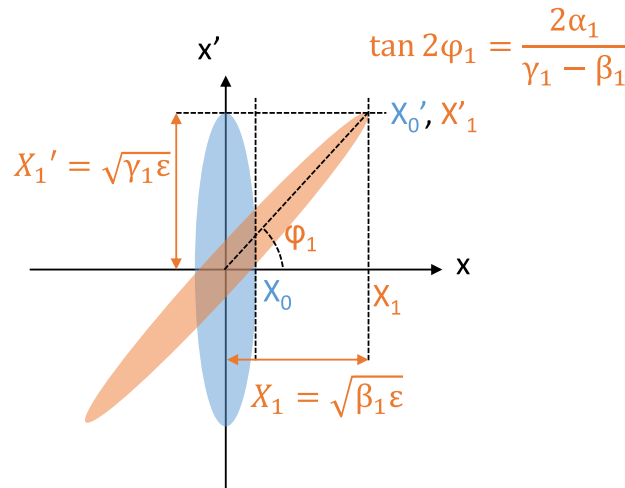


Figure A.1 – Représentation de la distribution d'électrons dans l'espace des phases transverse  $(x, x')$ . L'ellipse bleue correspond au faisceau au niveau du waist et l'ellipse orange au faisceau divergent.

La figure A.1 représente une vision schématique de ce qu'est l'émittance au waist du faisceau, c'est à dire pour  $\alpha = 0$  et lorsqu'il diverge.

En réalité les faisceaux d'électrons n'ont pas une forme si bien définie et il est alors difficile de la représenter par une ellipse. L'émittance peut aussi être définie comme la moyenne quadratique (rms) pour les moments de premier et second ordre de la distribution. Les premiers moments  $\langle x \rangle$  et  $\langle x' \rangle$  représentent la taille et divergence moyenne de la distribution d'électrons tandis que les moments de second ordre  $\langle x^2 \rangle$  et  $\langle x'^2 \rangle$  sont les déviations de la moyenne. L'émittance rms est définie comme :

$$\epsilon_{rms} = \sqrt{\langle x^2 \rangle \langle x'^2 \rangle - \langle xx' \rangle^2} \quad (\text{A.3})$$

avec  $\langle xx' \rangle^2$  la dépendance entre la taille du faisceau et sa divergence. Cette définition de l'émittance représente la qualité transverse du faisceau de manière statistique. Au cours de l'accélération, le moment longitudinal des électrons augmente alors que le moment transverse reste constant, conduisant à une réduction de la divergence et donc de l'émittance rms. C'est pourquoi l'émittance rms normalisée qui, elle, est constante au cours de l'accélération, est introduite et définie telle que :

$$\epsilon_n = \gamma_0 \epsilon_{rms} \quad (\text{A.4})$$

avec  $\gamma_0$  le facteur de Lorentz du faisceau. Cette quantité invariante présente finalement toutes les propriétés transverses du faisceau pendant l'accélération dans l'onde de sillage et ensuite lorsque le faisceau diverge.

Les émittances faibles impliquent une focalisation importante et un potentiel élevé pour des sources de radiation de bonne qualité. De plus l'émittance étant conservée lors du transport linéaire du faisceau, c'est une grandeur intéressante pour décrire le faisceau tout au long de son évolution dans le système (accélération, transport...). En effet, le transport du faisceau d'électrons va modifier sa divergence ainsi que sa taille et sa durée, c'est pourquoi l'utilisation d'une variable telle que l'émittance est très pertinente dans ce cas. Cependant l'hypothèse du transport linéaire n'est plus valide si des aberrations chromatiques sont présentes sur la ligne ou bien si la ligne de transport n'est pas correctement alignée.

# Annexe B

## Polynômes de Zernike

Le faisceau laser utilisé dans nos expériences est imparfait à cause des optiques qui permettent son transport mais aussi car sa propagation dans l'air entraîne des défauts sur le profil de phase de l'impulsion. Pour corriger ces défauts, un senseur de front d'onde couplé à un miroir déformable est utilisé. L'analyseur de front d'onde le décompose sur la base des polynômes de Zernike ( $Z_n^m$ ) qui sont orthogonaux entre eux et définis sur le disque unité  $(r, \phi) \in [0; 1] \times [0; 2\pi]$  par :

$$Z_n^m(r, \phi) = R_n^m(r) \cos m\phi \quad (\text{B.1})$$

$$Z_n^{-m}(r, \phi) = R_n^m(r) \sin m\phi \quad (\text{B.2})$$

où  $n$  et  $m \in \mathbb{N}$  et  $n \geq m$  et  $R_n^m = 0$  si  $n - m$  est impair, sinon :

$$R_n^m = \sum_{k=0}^{(n-m)/2} \frac{(-1)^k (n-k)!}{k! [(n+m)/2 - k]! [(n-m)/2 - k]!} r^{n-2k} \quad (\text{B.3})$$

Les aberrations optiques les plus fréquentes sont données par :

- $Z_0^0$  : piston, déplacement du plan focal sans changement du front d'onde
- $Z_1^{\pm 1}$  : Inclinaison sur les abscisses ou ordonnées correspondant à un tilt sur la tache focale (respectivement horizontal ou vertical)
- $Z_2^{\pm 2}$  : Astigmatisme
- $Z_2^0$  : Erreur de mise au point
- $Z_3^{\pm 3}$  : Astigmatisme triangulaire ou trèfle
- $Z_3^{\pm 1}$  : Coma
- Le quatrième ( $n = 4$ ) ordre correspond aux aberrations sphériques.

À partir de la mesure du front d'onde, les aberrations présentes sur le faisceau sont déterminées. Ensuite la modification de la surface du miroir déformable permet la correction de ces aberrations. Il est possible d'annuler les polynômes d'ordre  $n \geq 1$  et d'obtenir un front d'onde plan au foyer de l'impulsion laser. La figure B.1 présente ces premiers polynômes de Zernike sur le disque unité.

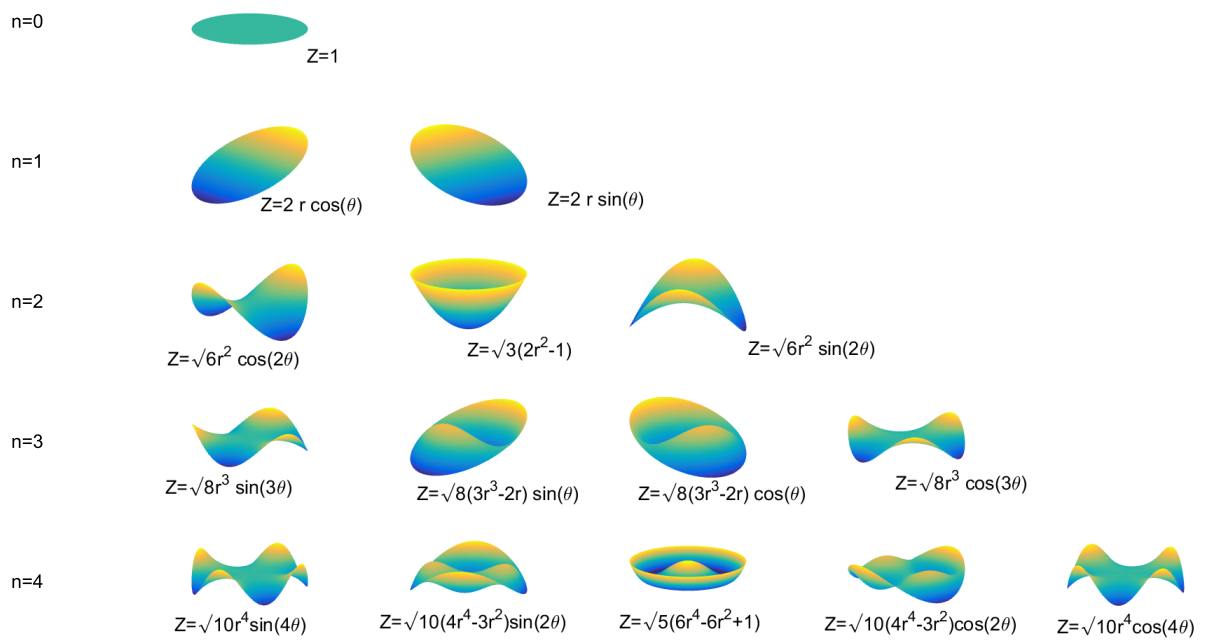


Figure B.1 – Représentation des premiers polynômes de Zernike sur le cercle unité.

# Annexe C

## Liste des notations

$\vec{A}$	: potentiel vecteur
$\vec{a}, a_0, a_{01}$	: potentiel vecteur normalisé
$a_1, a_2, b_1, b_2, c_1, c_2, d_1$ et $d_2$	: constante
$\alpha_L$	: énergie dans la tâche focale
$\alpha$	: angle entre le faisceau d'électrons et la feuille
$\vec{B}, \vec{B}_1$	: champ magnétique
$\beta_p$	: vitesse de phase normalisée de l'onde plasma
$\beta_e$	: vitesse de phase normalisée des électrons
$c$	: vitesse de la lumière dans le vide
$C_m$	: constante dépendante du modèle utilisé
$\gamma_p$	: facteur de Lorentz de l'onde plasma
$\gamma_e$	: facteur de Lorentz des électrons
$\gamma_{e,\perp}$	: facteur de Lorentz transverse des électrons
$\langle \gamma \rangle$	: facteur de Lorentz moyen des électrons
$\gamma_k$	: paramètre de Keldysh
$\Gamma$	: déphasage
$D$	: distance entre le spectromètre et l'écran
$D_{A,B}$	: distance entre deux matrices A et B
$D_{sf}$	: distance entre la source et la feuille
$D_{fL}$	: distance entre la feuille et le Lanex
$dl_i$	: instant d'arrivée
$\Delta$	: épaisseur de la couche d'électrons formant la bulle
$\Delta E$	: gain d'énergie
$\Delta_t$	: délai acquis par les électrons lors de leur propagation dans le vide
$\Delta\eta$	: variation d'indice de réfraction
$\Delta\epsilon/\epsilon$	: dispersion en énergie
$\Delta T_x, \Delta T_{x,th}$	: grandeur caractérisant l'effet de la traversée d'une feuille de x [ $\mu\text{m}$ ] sur la dimension (grandeur théorique)
$\Delta D_x, \Delta D_{x,th}$	: grandeur caractérisant l'effet de la traversée d'une feuille de x [ $\mu\text{m}$ ] sur la divergence (grandeur théorique)
$\Delta_{\epsilon_{ed}}$	: erreur sur la détermination de l'énergie due à la divergence
$\Delta_{\epsilon_{ep}}$	: erreur sur la détermination de l'énergie due à la fluctuation de position
$\delta n/n_0$	: perturbation de densité électronique
$\delta\theta_e$	: variation de la divergence du faisceau d'électrons

$\delta_i$	: différence relative d'impulsion longitudinale
$e$	: charge fondamentale
$e_f$	: épaisseur de la feuille
$\vec{E}, \vec{E}_1, \vec{E}_L$	: champ électrique
$E_0$	: norme du champ électrique
$E_z$	: champ électrique longitudinal
$E_r$	: champ électrique radial
$E_p$	: champ électrique de déferlement non relativiste pour les plasmas froids
$E_{def}$	: champ électrique de déferlement en régime relativiste
$E_{ion}$	: champ électrique de liaison
$E_{acc}$	: champ accélérateur
$E_{pic}$	: énergie pic
$E_{in}, E_{out}$	: énergie avant, après le diagnostic
$f_e$	: fonction de distribution des électrons
$F$	: distance focale de la l'optique de focalisation utilisée
$F_L$	: force de Lorentz
$\vec{e}_x, \vec{e}_y$	: vecteurs unitaires
$\epsilon_0$	: permittivité du vide
$\epsilon_l$	: énergie laser
$\epsilon_{ion}$	: énergie de liaison
$\epsilon_{eff}$	: efficacité
$\epsilon_e$	: énergie cinétique des électrons
$\epsilon$	: emittance du faisceau d'électrons
$F$	: force pondéromotrice
$f$	: fonction de distribution 6 dimensions des électrons
$F_R$	: fonction de transfert
$\eta$	: indice de réfraction du milieu
$\theta$	: divergence du faisceau laser
$\theta_e, \theta_{e,i}, \theta_{e,f}$	: divergence du faisceau d'électrons (initiale, finale)
$H$	: hamiltonien
$H_s$	: hamiltonien minimum
$\hbar$	: constante de Planck réduite
$I$	: intensité
$I_0$	: intensité maximale
$I_{ion}$	: intensité de suppression de barrière de potentiel
$I_{ex}$	: potentiel d'excitation moyen
$\vec{J}$	: densité de courant
$k$	: nombre d'onde
$k_0$	: nombre d'onde laser
$k_p$	: nombre d'onde de l'onde plasma
$\lambda_0$	: longueur d'onde laser
$\lambda_p$	: longueur d'onde de l'onde plasma
$l$	: ordre du faisceau de Laguerre Gauss
$l_a$	: longueur du spectromètre
$L_{sa}$	: distance source d'électrons spectromètre
$L_{acc}$	: longueur d'accélération
$L_{diff}$	: longueur de diffraction
$L_{s-Q_1}$	: distance entre la source et le premier quadrupôle
$L_{Q_2-Q_3}$	: distance entre le second et le troisième quadrupôle
$L_L$	: extension longitudinale de l'impulsion laser en $(1/e^2)$
$L_{El}$	: longueur d'épuisement laser

---

$L_{deph}$	: longueur de déphasage
$L_{cell}$	: longueur de cellule
$L_p^l$	: polynôme Laguerre Gauss généralisé
$L_e$	: épaisseur du milieu
$L$	: distance entre la source et le plan du Lanex
$m_e$	: masse de l'électron
$\mu_0$	: conductivité du vide
$n_e$	: densité électronique
$n_{e,eff}$	: densité électronique effective
$n_c$	: densité critique
$n_0$	: densité ionique
$\xi_{e,x}$	: taille verticale du spectre électronique traversant une feuille d'épaisseur x [ $\mu\text{m}$ ]
$\xi_{e,0}$	: taille verticale du spectre électronique ne traversant pas de feuille
$\vec{\nabla}$	: gradient
$\vec{\nabla}_v$	: gradient de vitesse
$\omega$	: pulsation de l'onde
$\omega_0, \omega_1, \omega_2$	: pulsations laser
$\omega_p$	: pulsation électronique
$P_e$	: pression fluide électronique
$P_{in}$	: distribution de densité de charge avant le diagnostic
$P_{out}$	: distribution de densité de charge après le diagnostic
$P_L$	: puissance seuil pour l'auto-injection
$P_c$	: puissance critique
$p_e$	: moment de l'électron
$\phi$	: potentiel normalisé
$\phi_{min}$	: potentiel normalisé minimal de piégeage
$\phi_m$	: potentiel normalisé extrêmemum
$\Phi_f$	: pupille du faisceau
$\Phi_g$	: phase de Gouy
$\Phi$	: potentiel du champ électrique
$Q_{tot}$	: charge totale du faisceau
$Q(\epsilon_e > X \text{ MeV})$	: charge du faisceau pour les électrons dont l'énergie est supérieure à X MeV
$R$	: matrice de transfert
$R_{ij}$	: élément (i,j) de la matrice de transfert
$r_b$	: rayon de la bulle
$R_b$	: rayon maximum de la bulle
$R_L$	: rayon de Larmor relativiste
$R$	: rayon de courbure de l'enveloppe laser
$\rho_e$	: densité de charge électrique
$S_{faisc}$	: surface du faisceau d'électrons
$S_{coll}$	: surface du collimateur
$\sigma_x$	: fluctuation de pointé du faisceau d'électrons
$T_e$	: température électronique
$T$	: durée moyenne pour atteindre la feuille
$T_d$	: transmission de la ligne de transport
$\tau_0$	: durée d'impulsion laser
$\tau_e$	: durée du paquet d'électrons
$u$	: moment longitudinal de l'électron
$\vec{u}_e$	: vitesse de l'électron
$u_{min}$	: valeur minimale de la vitesse des électrons injectés dans la bulle

$U_{pond}$	: énergie associée à la force pondéromotrice
$\vec{u}_{pol}$	: vecteur de polarisation du laser
$X_d$	: déviation due au spectromètre
$x'_2$	: erreur sur la position d'entrée dans l'aimant
$v_p$	: vitesse de phase de l'onde plasma
$v_g$	: vitesse de groupe du laser
$V_e$	: vitesse fluide électronique
$w$	: rayon du laser ( $1/e^2$ )
$Z$	: charge de l'atome
$z_R$	: longueur de Rayleigh
$z_F$	: position du foyer dans la cellule

# Liste des figures

1.1	Faisceau gaussien autour du plan focal. . . . .	7
1.2	Représentation schématique de l'ionisation par effet tunnel pour $\epsilon_{ion,x-1}$ pour $\gamma_k \approx 1$ et par suppression de barrière $\epsilon_{ion,x}$ pour $\gamma_k \ll 1$ . . . . .	9
1.3	Représentation schématique de l'action de la force pondéromotrice sur les électrons. . . . .	13
1.4	Résultats d'une simulation réalisée avec le code OSIRIS présentant la variation au cours de la propagation de (a) l'intensité normalisée $a_0$ , (b) la fréquence moyenne normalisée à la fréquence centrale, (c) la taille transverse normalisée à la taille initiale et (d) la durée de l'impulsion laser normalisée à la durée d'impulsion initiale considérant les paramètres laser initiaux : $\tau_0 = 18$ fs (FWHM), $a_0=2.6$ se propageant dans un plasma d'hydrogène avec $n_e = 9.3 \times 10^{18} \text{ e}^-/\text{cm}^3$ et présentant un gradient de densité linéaire d'environ $175 \mu\text{m}$ avant d'atteindre le plateau. . . . .	15
1.5	Évolution spatiale des champs (a) radial et (b) longitudinal calculés dans le cas linéaire pour $\tau_0 = 19$ fs pour $w_0 = 17 \mu\text{m}$ , $a_0 = 0.1$ et $n_e = 5 \times 10^{18} \text{ e}^-/\text{cm}^3$ . Le laser se propage de gauche à droite. . . . .	19
1.6	Champ longitudinal normalisé calculé dans le cas linéaire pour $a_0 = 0.1$ et $n_e = 5 \times 10^{18} \text{ e}^-/\text{cm}^3$ et pour plusieurs valeurs de $r/w_0$ . La ligne pointillée correspond à la valeur $\omega_p \tau_0 = \sqrt{8 \ln 2}$ . . . . .	19
1.7	Réponse du plasma à une impulsion laser dans (a) le régime linéaire : $a_0 = 0.1$ et (b) non linéaire : $a_0 = 2$ . Sont présentés l'impulsion en rouge, se déplaçant de gauche à droite, le potentiel en pointillés noirs, le champ électrique généré par l'onde en bleu et la perturbation de densité électronique en vert, associés au passage de l'impulsion dans le plasma. Ici $\tau_0 = 16$ fs et $n_e = 6.8 \times 10^{18} \text{ e}^-/\text{cm}^3$ . . . . .	20
1.8	(a) Carte de densité électronique et (b) le champ longitudinal associés au passage de l'impulsion laser dans le plasma. Ce sont les résultats d'une simulation PIC 2D avec les paramètres suivants : $\tau_0 = 18$ fs, $a_0 = 2.6$ se propageant dans un plasma d'hydrogène pour $n_e = 10^{19} \text{ e}^-/\text{cm}^3$ et présentant un gradient de densité linéaire d'environ $175 \mu\text{m}$ . Sur la figure (a), $r_b$ est le rayon de la bulle et $R_b$ est sa valeur maximale. Son épaisseur est $\Delta$ . La courbe bleue sur (b) correspond à la valeur du champ $E_z$ sur l'axe de propagation laser. . . . .	22



1.9	Orbite des électrons dans l'espace de phase d'un électron dans l'onde plasma dont le potentiel est décrit en figure 1.7 (b) pour une impulsion de $\tau_0 = 16$ fs et $n_e = 6.8 \times 10^{18} \text{ e}^-/\text{cm}^3$ . Les trajectoires sont normalisées à la trajectoire d'un électron initialement au repos, soit $H=1$ , représentée par les courbes noires. Les orbites des électrons se trouvant piégés dans l'onde plasma sont fermées en pointillés bleu. Finalement l'orbite qui sépare ces 2 types de trajectoire est en rouge : c'est la séparatrice. Les points A et B représentent des positions particulières de la trajectoire d'un électron. . . . .	24
1.10	Représentation de la densité seuil à partir de laquelle il y aura auto injection dans le régime de la bulle en fonction de la puissance laser définie à partie de l'inégalité 1.45. La courbe bleue est tirée de [79] tandis que les courbes rouges sont extraites de [80] pour différentes valeurs du paramètre $\alpha_L$ , défini comme la proportion d'énergie laser contenue dans un cercle de diamètre égal à la largeur à mi-hauteur de la tache focale. La zone grisée correspond à la zone explorée lors de ma thèse. . . . .	27
1.11	Valeur de l'intensité seuil pour l'ionisation par suppression de barrière dans le cas de l'azote d'après l'équation (1.11) pour les différents états d'ionisation.	28
1.12	Longueur de déphasage $L_{deph}$ en noir, d'épuisement laser $L_{El}$ en rouge et gain en énergie en bleu prédits par [23] (a) dans le régime linéaire et (b) non linéaire en fonction de la densité électronique. Pour comparaison la longueur de diffraction est ajoutée en vert mais ne prend pas en compte le phénomène d'auto focalisation, important dans le régime non linéaire. . . .	31
1.13	Schéma de principe d'un accélérateur laser plasma double-étage sur l'installation APOLLON. . . . .	33
2.1	Vue des équipements de la salle expérimentale. . . . .	36
2.2	Vue d'ensemble du montage typique utilisé dans la chambre expérimentale.	36
2.3	(a) Schéma de principe de la technique d'amplification à dérive de fréquence, les couleurs symbolisant les différentes composantes spectrales de l'impulsion, synchronisées avant l'étireur et après la compression. (b) Spectre du laser UHI100 à la sortie des étages d'amplification. . . . .	37
2.4	(a) schéma de principe du senseur de front d'onde de Shack-Hartmann pour un front d'onde plan et (b) un front d'onde non plan. . . . .	38
2.5	Tache focale (a) avant correction et (b) après correction par le miroir déformable. . . . .	39
2.6	Distribution d'énergie pour différents plans autour du plan focal correspondant à $z=0$ . . . . .	40
2.7	Variation des dimensions transverses du faisceau laser (horizontale en bleue, verticale en rouge) en fonction de la position longitudinale autour du plan focal, $z=0$ . Sont ajoutées des images du faisceau dans les différents plans. .	41
2.8	(a) Vision schématique de la cellule à longueur variable (vue 3D) sur son support avec l'arrivée de gaz où VR est la vanne de régulation et VP est la vanne pulsée, (b) coupe verticale de la cellule. . . . .	43

2.9	(a) Dynamique de remplissage de la cellule, où $t=0$ s correspond à l'ouverture de la vanne pulsée, pour un temps d'ouverture de 40 ms et une pression de réservoir de 300 mbar, (b) moyenne temporelle (de $t=40$ à 220 ms) et spatiale (le long de $z$ ) de la densité électronique dans la cellule pour une durée d'ouverture de 40 ms et une pression de $H_2$ dans le réservoir entre 50 et 500 mbar. (c) Pression dans la cellule en fonction de la pression dans le réservoir de 100 à 500 mbar pour des longueurs de cellules de 1 à 10 mm. . . . .	44
2.10	Profil longitudinal de densité électronique normalisé à la densité électronique maximale ( $n_{e0}$ ) dans la cellule de longueur interne ( $L_{cell}$ ) 1 mm pour des trous d'entrée et de sortie de diamètre 200 $\mu\text{m}$ (en bleu) ou de 600 $\mu\text{m}$ (en rouge). Les zones grisées représentent les faces d'entrée et de sortie de la cellule . . . . .	46
2.11	Image d'ombroscopie (a) sans et (b) avec le laser 100 TW créant un plasma dans son sillage, plasma qui se détend au cours du temps . . . . .	47
2.12	Montage typique permettant l'acquisition des images du scintillateur. . . . .	49
2.13	(a) géométrie 2 typique utilisée dans nos expériences et trajectoires simulées par le logiciel SIMION pour un faisceau d'électrons d'énergies comprises entre 20 et 440 MeV, (b) carte de champ mesurée du dipôle et (c) courbe de dispersion obtenue par différentes méthodes de calcul : en bleu la carte de champ mesurée et intégrée à SIMION, en rouge un champ constant ( $B=0.82\text{T}$ ) dans SIMION et en jaune le calcul analytique d'une trajectoire d'électrons dans le champ du dipôle considéré constant. . . . .	51
2.14	Simulation de trajectoires réalisée avec SIMION, permettant d'illustrer l'erreur commise sur l'énergie due à la divergence du faisceau ( $\Delta\epsilon_{ed}$ ) et à sa fluctuation de pointé ( $\Delta\epsilon_{ep}$ ). . . . .	52
2.15	Schéma représentant la trajectoire d'un électron entrant dans le spectromètre avec un angle d'incidence $i$ par rapport à l'axe ( $Oz$ ). . . . .	53
2.16	Erreur commise sur l'évaluation de l'énergie des électrons pour un montage représentatif de ceux utilisés pendant ma thèse en fonction de leur énergie réelle. Les paramètres pris en compte sont : $L_{sa} = 240$ mm, $l_a = 55$ mm, $\Delta l_a = 0.5$ mm, $B=0.82$ T, $\Delta B = 0.05$ T, $D = 120$ mm, $\Delta D = 0.5$ mm, une calibration spatiale de l'imagerie du Lanex de 0.185 mm/pix, $\sigma_x = 1$ mm et une divergence de 10 mrad . . . . .	54
2.17	(a) photographie du montage expérimental avec en insert une image du faisceau d'électrons sur le Lanex. (b) évolution temporelle de la tension enregistrée par la cavité de Faraday. . . . .	55
2.18	(a) image de référence puis illustration des 2 étapes de traitement du bruit (b) filtre médian appliqué puis (c) soustraction du bruit. (d) profils vertical et horizontal avec la taille FWHM. (e) spectre en énergie, densité de charge (courbe bleue) et (f) dimension transverse du spectre résolue en énergie (courbe rouge). . . . .	56
3.1	Charge des faisceaux d'électrons obtenus avec du dihydrogène pur ou un mélange $H_2+1\%N_2$ . Les ronds bleus représentent les résultats obtenus avec l'hydrogène pur tandis que les carrés rouges ont été obtenus avec le mélange. Ici $I_0 = 3.1 \times 10^{18}$ W/cm <sup>2</sup> , $\tau_0 = 31.6$ fs, $z_F = 1.25$ mm, $L_{cell} = 1.5$ mm et $n_e = 1.3 \times 10^{19}$ e <sup>-</sup> /cm <sup>3</sup> . . . . .	60

- 3.2 (a) position, dimensions transverses (proportionnelles aux dimensions des ellipses) et charge des faisceaux d'électrons obtenus avec du dihydrogène pur ou un mélange  $\text{H}_2 + 1\% \text{N}_2$ . (b) spectres associés. Les conditions expérimentales sont les mêmes que celles qui ont permis d'obtenir les résultats reportés sur la figure 3.1. . . . . . 61
- 3.3 Moyenne et déviation standard (barres d'erreur verticales) de (a) la position, (b) la divergence et (c) la charge des faisceaux d'électrons obtenus en fonction de  $n_e$ . (d) images associées obtenues sur le Lanex pour ces densités (correspondant à un tir). Ici  $I_0 = 2.3 \times 10^{18} \text{ W/cm}^2$ ,  $\tau_0 = 39 \text{ fs}$ ,  $z_F = 1.25 \text{ mm}$ ,  $L_{cell} = 2.9 \text{ mm}$ , dans un mélange de  $95\% \text{H}_2 + 5\% \text{N}_2$ . . . . . 63
- 3.4 Moyenne et déviation standard (partie grisée) de spectres obtenus pour  $n_e =$  (a) 5.6, (b) 7.5, (c) 9.5, (d)  $12 \times 10^{18} \text{ e}^-/\text{cm}^3$ . Ici  $I_0 = 3.9 \times 10^{18} \text{ W/cm}^2$ ,  $\tau_0 = 24 \text{ fs}$ ,  $z_F = -0.5 \text{ mm}$ ,  $L_{cell} = 0.5 \text{ mm}$ , dans un mélange de  $99\% \text{H}_2 + 1\% \text{N}_2$ . Sur la figure (c) est superposé à la courbe expérimentale un spectre obtenu (en noir) grâce à une simulation 2D PIC réalisée avec le code WARP par P. Lee du LPGP avec paramètres suivants :  $I_0 = 4.8 \times 10^{18} \text{ W/cm}^2$ ,  $\tau_0 = 24 \text{ fs}$ ,  $z_F = 0.25 \text{ mm}$ ,  $L_{cell} = 0.5 \text{ mm}$ ,  $w_0 = 17 \text{ }\mu\text{m}$ , dans un mélange de  $99\% \text{H}_2 + 1\% \text{N}_2$  à  $n_e = 7 \times 10^{18} \text{ e}^-/\text{cm}^3$ . La contribution des électrons provenant des différentes espèces ionisées est reportée à l'aide de spectres de différentes couleurs (rouge pour  $\text{H}^+$ , bleu pour  $\text{N}^{6+}$  vert pour  $\text{N}^{7+}$ ). Le profil de densité longitudinal utilisé est celui déterminé expérimentalement et représenté sur la figure 2.10. La charge des spectres obtenus par la simulation est normalisée à celle obtenue expérimentalement. . . . . 64
- 3.5 Moyenne et déviation standard (barres d'erreur verticales) de (a) la position, (b) la divergence et (c) la charge des faisceaux d'électrons en fonction de l'éclairement laser. Ici  $\tau_0 = 27 \text{ fs}$ ,  $z_F = 0 \text{ mm}$  (foyer laser à l'entrée de la cellule de gaz),  $L_{cell} = 1.4 \text{ mm}$  et un mélange de  $99\% \text{H}_2 + 1\% \text{N}_2$  pour  $n_e = 1.2 \times 10^{19} \text{ e}^-/\text{cm}^3$ . . . . . 65
- 3.6 (a) et (b) images de spectres obtenus sur le Lanex pour des éclaircements de  $5.7$  et  $7.1 \times 10^{18} \text{ W/cm}^2$  respectivement. (c) et (d) spectres correspondant à (a) et (b) obtenus dans les mêmes conditions. Ici  $\tau_0 = 27 \text{ fs}$ ,  $z_F = -0.5 \text{ mm}$ ,  $L_{cell} = 1.4 \text{ mm}$  et un mélange de  $99\% \text{H}_2 + 1\% \text{N}_2$  pour  $n_e = 9.5 \times 10^{18} \text{ e}^-/\text{cm}^3$  66
- 3.7 Variations des moyennes (et déviation standard sous la forme de barres d'erreur verticales) des (a) position, (b) divergence et (c) charge des faisceaux d'électrons obtenus en fonction de la durée d'impulsion. Ici la fluence est de  $7.4 \times 10^4 \text{ J/cm}^2$ ,  $z_F = 1.7 \text{ mm}$ ,  $L_{cell} = 1.4 \text{ mm}$ , un mélange de  $99\% \text{H}_2 + 1\% \text{N}_2$  et  $n_e = 1.2 \times 10^{19} \text{ e}^-/\text{cm}^3$ . . . . . 67
- 3.8 Spectres électroniques pour différentes positions  $z_F$  du plan focal (a)  $z_F = -0.35 \text{ mm}$ , (b)  $z_F = 0.15 \text{ mm}$ , (c)  $z_F = 0.65 \text{ mm}$  et (d)  $z_F = 0.9 \text{ mm}$ . Les courbes en trait plein sont les spectres expérimentaux moyennés sur deux tirs. Les zones grisées correspondent à l'incertitude sur l'estimation de l'énergie. Ici  $I_0 = 3.1 \times 10^{18} \text{ W/cm}^2$ ,  $\tau_0 = 37 \text{ fs}$ ,  $L_{cell} = 0.5 \text{ mm}$ , un mélange de  $99\% \text{H}_2 + 1\% \text{N}_2$  et  $n_e = 7.8 \times 10^{18} \text{ e}^-/\text{cm}^3$ . Les lignes en pointillés sont les résultats de simulations WARP. Les spectres issus des simulations sont normalisés au maximum du spectre expérimental pour la position  $z_F = -0.35 \text{ mm}$ . Pour cette longueur de cellule, il faut considérer des gradients similaires à ceux obtenus sur la figure 2.10 et ajuster la longueur du plateau. Ces figures sont extraites de la référence [128]. . . . . 68

- 3.9 (a) représentation schématique de la cellule pour indiquer où se trouve la position du foyer laser dans chaque cas présenté sur la partie droite. (b) moyenne et déviation standard (partie colorée) de spectres obtenus lors d'une variation de la position du foyer laser dans la cellule. Ici  $I_0 = 5.7 \times 10^{18}$  W/cm<sup>2</sup>,  $\tau_0 = 27$  fs,  $L_{cell} = 1.4$  mm, un mélange de 99%H<sub>2</sub> + 1%N<sub>2</sub> et  $n_e = 1.2 \times 10^{19}$  e<sup>-</sup>/cm<sup>3</sup>. . . . . 69
- 3.10 (a) moyenne et déviation standard (partie colorée) de spectres obtenus lors d'une variation de longueur de la cellule. (b) charge associée aux spectres en fonction de la longueur de cellule. Ici  $I_0 = 5.7 \times 10^{18}$  W/cm<sup>2</sup>,  $\tau_0 = 27$  fs,  $z_F = 0$  mm (à l'entrée de la cellule de gaz) dans un mélange de 99%H<sub>2</sub> + 1%N<sub>2</sub> et  $n_e = 1.2 \times 10^{19}$  e<sup>-</sup>/cm<sup>3</sup>. . . . . 70
- 3.11 Variation de (a) position (b) divergence et (c) charge (les moyennes et déviations standards représentées par les barres d'erreur verticales sont indiquées lorsque plusieurs tirs ont été obtenus dans les mêmes conditions) des faisceaux d'électrons lors d'une variation de la longueur de la cellule. Ici  $I_0 = 1.5 \times 10^{19}$  W/cm<sup>2</sup>,  $\tau_0 = 24$  fs,  $z_F = 0.25$  mm, un mélange de 99%H<sub>2</sub> + 1%N<sub>2</sub> et  $n_e = 1.7 \times 10^{19}$  e<sup>-</sup>/cm<sup>3</sup>. . . . . 71
- 3.12 (a) position, dimensions (proportionnelle à la taille des ellipses) et charge (en échelle de couleur) de 11 faisceaux obtenus dans les mêmes conditions expérimentales. (b) spectre et (c) divergence moyens et déviation standard (zones grisées) associés à ces faisceaux. (d) images obtenues sur le scintillateur pour ces paquets d'électrons déviés. Les paramètres expérimentaux sont rappelés en figure 3.2. . . . . 72
- 3.13 (a) résultat d'une simulation avec le code Osiris pour un faisceau d'électrons en anneau auto injecté dans une onde de sillage en forme d'anneau créée par une impulsion portant un moment angulaire orbital  $l = 1$ . La flèche bleue indique la direction de propagation du laser. Des isosurfaces de densité sont indiquées en vert/bleu et en bleu/blanc, certains électrons auto injectés en fonction de leur énergie (le blanc correspond aux énergies plus élevées). Les projections montrent la densité plasma en gris et les champs de l'impulsion laser en orange/rouge. (b) tranche transverse de la boîte de simulation superposée à un profil transverse des champs focalisants dans l'onde de plasma (en bleu) et déterminée par la théorie analytique de la bulle (en rouge). Le faisceau auto injecté en forme d'anneau est aussi visible dans la bulle en forme d'anneau dont le rayon est noté  $r_b$ . (c) coupe transverse de la boîte de simulation. Un profil du gradient accélérateur pris au centre de la bulle est présenté en bleu et la prédiction de la théorie de la bulle en rouge. La ligne noire montre un profil de la densité plasma à  $z = 110c/\omega_p$ . (d) l'espace des phases du plasma, où les électrons gagnent jusqu'à 35MeV est finalement reporté. Figure extraite de [170]. . . . . 74
- 3.14 (a) représentation schématique d'une lame introduisant un délai de phase en fonction de l'angle azimutal et permettant de produire des faisceaux de type Laguerre Gauss, (b) phase induite associée et (c) représentation schématique du montage expérimental. . . . . 76
- 3.15 (a) tache focale du laser sans lame de phase, (b) avec la lame OAM. Les cercles concentriques en pointillés sont uniquement là pour guider l'œil. . . . . 77

3.16	Taches focales et profils obtenus (en noir dans les deux directions) pour (a) un faisceau monochromatique à 800 nm, aligné et sans défaut de phase ni d'amplitude, (b) un faisceau dont le spectre est donné en figure 2.3, aligné et sans défaut de phase ni d'amplitude, (c) un faisceau dont le spectre est donné en figure 2.3, décalé sur la lame de 1 mm suivant l'axe x et sans défaut de phase ni d'amplitude respectivement. Le trait pointillé vertical en (c) sert simplement d'aide à la lecture. (d) front d'amplitude et (e) de phase après passage au travers de la lame de phase (avec défauts aléatoires) et (f) tache focale (et profils) associée. . . . .	78
3.17	Tache focale simulée pour un faisceau ayant un défaut de phase maximum de $\lambda_0/8$ , un défaut d'amplitude de 18% du maximum et un décalage de la lame par rapport au faisceau de 1 mm dans les deux directions. . . . .	79
3.18	(a) variation de la différence entre la tache focale de référence et les taches focales obtenues en fonction du décalage de la lame de phase par rapport au faisceau, (b) de la valeur maximale du défaut de phase aléatoire ajoutée et (c) de la valeur maximale du défaut d'amplitude aléatoire ajoutée. . . . .	80
3.19	Deux images du Lanex obtenues dans les mêmes conditions expérimentales avec la lame de phase dans le trajet du faisceau laser. . . . .	81
3.20	Pourcentage de tirs présentant deux paquets d'électrons accélérés en fonction (a) de la densité électronique du plasma et (b) en fonction de l'homogénéité des deux sur-intensités de la tache focale. (c) comparaison de la divergence entre les deux faisceaux d'électrons accélérés pour plusieurs distances source-Lanex avec celle du faisceau laser et (d) schéma du montage mis en place pour obtenir la figure (c). . . . .	81
3.21	Schéma de principe de l'accélération laser plasma double-étage dans une géométrie linéaire. . . . .	83
3.22	(a) perte moyenne d'énergie par unité de longueur en fonction de l'énergie des électrons pour l'aluminium donnée par l'équation (3.3). (b) dimension dans le plan vertical du faisceau estimée à partir de l'équation (3.4) 510 mm après la source en fonction de l'énergie pour différentes épaisseurs de feuille d'aluminium pour nos conditions expérimentales : $D_{sf} = 240$ mm, $D_{fL} = 270$ mm (définies sur la figure 3.23) et une divergence initiale du faisceau de 2 mrad. . . . .	85
3.23	Représentation schématique du montage utilisé. Sur ce schéma $D_{sf}$ est la distance de la source à la feuille d'épaisseur $e_f$ , $D_{fL}$ celle de la feuille au Lanex et $\alpha$ est l'angle entre le plan transverse au faisceau d'électrons et le plan de la feuille. . . . .	86
3.24	Évolution de l'intensité normalisée associée à l'impulsion laser en fonction de la position longitudinale lorsque le laser se propage dans le vide (en noir) ou bien dans un plasma (en bleu) présentant le même profil longitudinal de densité que notre cellule de gaz pour $n_e = 1 \times 10^{19}$ e <sup>-</sup> /cm <sup>3</sup> (en rouge). L'impulsion est caractérisée par $a_0 = 1.6$ , $w_0 = 14.1$ $\mu$ m et $\tau_0 = 24.5$ fs. La position $z=0$ correspond à la position de focalisation du faisceau à l'intérieur de la cellule de gaz. . . . .	87
3.25	Position relative moyenne et déviation standard associée du faisceau en fonction de l'épaisseur de feuille traversée. (a) lorsque $D_{sf} = 240$ mm et $\alpha = 90^\circ$ , (b) $D_{sf} = 80$ mm et $\alpha = 90^\circ$ et (c) $D_{sf} = 100$ mm et $\alpha = 135^\circ$ . . . . .	88
3.26	Images de spectres enregistrées, obtenues sur quatre tirs consécutifs. Ici $I_0 = 3.8 \times 10^{18}$ W/cm <sup>2</sup> , $\tau_0 = 28.8$ fs, $z_F = 0.62$ mm, $L_{cell} = 0.8$ mm dans un mélange de 99%H <sub>2</sub> + 1%N <sub>2</sub> pour $n_e = 1.1 \times 10^{19}$ e <sup>-</sup> /cm <sup>3</sup> . . . . .	89

3.27	Moyennes et déviations standards (zones colorées) (a) de spectres et (b) dimension verticale résolue spectralement des paquets sur le Lanex obtenus sans obstacle (noir), quand ils traversent une feuille de 100 $\mu\text{m}$ (bleu) ou de 300 $\mu\text{m}$ (rouge) située à 24 cm de la source d'électrons. (c) $\Delta T_{100}$ en bleu et déviations standards en zone grisée pour $D_{sf} = 24$ cm et $\alpha = 90^\circ$ et la prédiction théorique pour cette configuration en rouge. (d) même graphique pour une feuille de 300 $\mu\text{m}$ . Ici $I_0 = 3.8 \times 10^{18}$ W/cm <sup>2</sup> , $\tau_0 = 28.8$ fs, $z_F = 0.62$ mm, $L_{cell} = 0.8$ mm dans un mélange de 99% $\text{H}_2 + 1\%\text{N}_2$ pour $n_e = 1.1 \times 10^{19}$ e <sup>-</sup> /cm <sup>3</sup> . . . . .	90
3.28	(a) $\Delta T_{45}$ en bleu et déviation standard en zone grisée pour $D_{sf} = 8$ cm et $\alpha = 90^\circ$ et la prédiction théorique pour cette configuration (en rouge). (b) même graphique pour une feuille de 100 $\mu\text{m}$ . Ici $I_0 = 3.5 \times 10^{18}$ W/cm <sup>2</sup> , $\tau_0 = 30.5$ fs, $z_F = 0.55$ mm, $L_{cell} = 0.86$ mm dans un mélange de 99% $\text{H}_2 + 1\%\text{N}_2$ et $n_e = 1.1 \times 10^{19}$ e <sup>-</sup> /cm <sup>3</sup> . . . . .	91
3.29	(a) $\Delta T_{141}$ en bleu et déviations standard en zone grisée pour $D_{sf} = 10$ cm et $\alpha = 135^\circ$ et la prédiction théorique pour cette configuration (en rouge). (b) même graphique pour une feuille de 424 $\mu\text{m}$ . Ici $I_0 = 4.6 \times 10^{18}$ W/cm <sup>2</sup> , $\tau_0 = 28.8$ fs, $z_F = 0.05$ mm, $L_{cell} = 0.76$ mm dans un mélange de 99% $\text{H}_2 + 1\%\text{N}_2$ et $n_e = 1.1 \times 10^{19}$ e <sup>-</sup> /cm <sup>3</sup> . . . . .	92
3.30	(a) $\Delta D_{100}$ en ligne pleine et déviation standard en zones colorées pour $D_{sf} = 9$ cm de la source et faisant un angle de $90^\circ$ par rapport à l'axe faisceau en bleu et $D_{sf} = 10$ cm faisant un angle de $135^\circ$ par rapport à l'axe faisceau en rouge ( $e_f = 141$ $\mu\text{m}$ dans ce cas, à cause de l'inclinaison de la feuille de $135^\circ$ ). Les résultats des calculs théoriques sont indiqués par des lignes pointillées bleue et rouge respectivement. (b) mêmes données expérimentales qu'en (a) avec un facteur géométrique appliqué équivalent à considérer une feuille de 141 $\mu\text{m}$ , la même épaisseur de matière traversée effectivement, quand la feuille de 100 $\mu\text{m}$ est dans le cas où $D_{sf} = 9$ cm et $\alpha = 90^\circ$ . . . . .	93
4.1	Schéma de principe de l'accélérateur laser plasma double-étage qui pourrait être développé sur CILEX avec le laser APOLLON. . . . .	96
4.2	Schéma représentant les champs magnétiques (en vert) et les forces associées (en bleu) dans un quadrupôle pour un électron. . . . .	98
4.3	Représentation schématique 2D, vue du dessus, de l'implémentation de la ligne magnétique dans l'enceinte. Sur cette figure les longueurs sont en mm, QP1 signifie quadrupôle 1 et DIP signifie dipôle. . . . .	99
4.4	(a) champ magnétique transverse mesuré le long de l'axe de propagation du laser pour différentes positions transverses. (b) représentation schématique du principe d'aberration chromatique. . . . .	99
4.5	Variation de (a) la position sur l'axe vertical et (b) l'angle final des électrons sur le Lanex dans le plan focal de la ligne en fonction de leur énergie pour plusieurs valeurs de divergence initiale. . . . .	100
4.6	Variation du délai entre le temps de référence ( $t_0$ , une constante d'ajustement) et d'arrivée ( $t$ ) des électrons sur le Lanex dans le plan focal de la ligne en fonction de leur énergie pour (a) une divergence initiale nulle, (b) pour plusieurs valeurs de divergence initiale dans le plan vertical. Sur la figure (a) est aussi reporté un tracé de la courbe décrite par l'équation (4.1). (b) est ajouté un zoom autour de 70 MeV. . . . .	101

- 4.7 Image simulée par le code Tracewin sur le Lanex obtenue après passage dans l'ensemble triplet et dipôle (soit le spectromètre DACTOMUS) pour un faisceau dont le diamètre (FWHM) à la source est de  $1.5 \mu\text{m}$ , la divergence de  $20 \times 10 \text{ mrad}$  (limitée à  $\pm 5 \text{ mrad}$ ) et avec une distribution énergétique telle que celles représentées sur les spectres de la partie 3.1.7 (énergie comprise entre 30 et 150 MeV). . . . . 102
- 4.8 (a) fonction de transfert du spectromètre ELISA (pour une divergence de 15 mrad) et (b) du spectromètre DACTOMUS, en considérant une distribution uniforme sur le collimateur, dans les plans d'énergie avant et après le diagnostic. . . . . 104
- 4.9 Rapport entre l'erreur sur l'énergie évaluée et l'énergie (barre d'erreur) en fonction de l'énergie des électrons pour plusieurs divergences initiales. Un zoom autour de 70 MeV est présenté dans l'encart. . . . . 104
- 4.10 (a) représentation schématique du montage expérimental. La source d'électrons est caractérisée avec un écran Lanex imagé sur un caméra 16 bits. Pour les propriétés spectrales, le spectromètre ELISA (décrit lors de la section 2) peut être inséré dans le trajet du faisceau. (b) la source est imagée grâce à la ligne de transport magnétique (le triplet de quadrupôles) et caractérisée avec un écran Lanex similaire au premier (4.10 (a)) imagé sur la même caméra 16bits et pour obtenir des informations spectrales, un autre dipôle peut être inséré sur le trajet des électrons (spectromètre DACTOMUS). . . . . 105
- 4.11 Spectres obtenus avec le spectromètre DACTOMUS, sans collimateur, lors d'une variation de la densité électronique entre  $n_e = 1.6$  et  $2.6 \times 10^{19} \text{ e}^-/\text{cm}^3$ . Ici  $I_0 = 3.3 \times 10^{18} \text{ W}/\text{cm}^2$ ,  $\tau_0 = 29 \text{ fs}$ ,  $z_F = -0.25 \text{ mm}$ ,  $L_{cell} = 2 \text{ mm}$  dans un mélange de  $95\% \text{H}_2 + 5\% \text{N}_2$ . . . . . 106
- 4.12 Moyenne et déviation standard (zones colorées) de série de spectres obtenus avec le spectromètre ELISA (en noir) et DACTOMUS (en bleu) lors d'une variation de la densité électronique : (a) 1.0, (b) 1.5, (c) 1.8 et (d)  $2.1 \times 10^{19} \text{ e}^-/\text{cm}^3$ . Ici  $I_0 = 2.3 \times 10^{18} \text{ W}/\text{cm}^2$ ,  $\tau_0 = 39 \text{ fs}$ ,  $z_F = -0.43 \text{ mm}$ ,  $L_{cell} = 2.8 \text{ mm}$  dans un mélange de  $95\% \text{H}_2 + 5\% \text{N}_2$ . . . . . 107
- 4.13 Résultats de simulations du transport à travers la ligne magnétique de faisceaux d'électrons. (a) distribution angulaire (dans le plan horizontal en bleu et vertical en orange ( $x \times y$ )) et (b) énergie initiale du faisceau d'électrons. Les spectres évalués après transport pour les faisceaux centrés en (c) 50 MeV et (d) 110 MeV pour plusieurs divergences initiales :  $\pm 30 \text{ mrad}$  (simulant l'absence de collimateur devant la ligne) en bleu,  $\pm 10 \text{ mrad}$  en orange et  $\pm 5 \text{ mrad}$  en jaune. Sur (c) et (d) sont aussi représentées les distributions initiales (en trait plein violet). . . . . 108
- 4.14 (a) image de la distribution transverse du faisceau d'électrons sur le Lanex 416mm après l'interaction, sans la ligne de transport, (b) après la ligne de transport magnétique dans le plan focal du triplet à 70 MeV. Les croix rouges correspondent aux barycentres de chaque faisceau. Série de 8 tirs pour (a) et 9 tirs pour (b). Ici  $I_0 = 3.9 \times 10^{18} \text{ W}/\text{cm}^2$ ,  $\tau_0 = 24 \text{ fs}$ ,  $z_F = -0.5 \text{ mm}$ ,  $L_{cell} = 0.5 \text{ mm}$  dans un mélange de  $99\% \text{H}_2 + 1\% \text{N}_2$  à  $n_e = 7.5 \times 10^{18} \text{ e}^-/\text{cm}^3$ . . . . . 109

- 4.15 Image des spectres obtenus (a) avec le spectromètre ELISA sur le Lanex derrière la cellule et (b) avec le spectromètre DACTOMUS dans le plan focal du triplet pour des électrons de 70MeV. (c) comparaison entre les spectres (normalisés à leur valeur maximale) obtenus avant (bleu, normalisé à 2.02pC/MeV) et après transport (en rouge, normalisé à 0.13pC/MeV). Les barres d'erreurs représentent l'incertitude en énergie. Ici  $I_0 = 3.8 \times 10^{18}$  W/cm<sup>2</sup>,  $\tau_0 = 24$  fs,  $z_F = -0.5$  mm,  $L_{cell} = 0.5$  mm dans un mélange de 99%H<sub>2</sub> + 1%N<sub>2</sub> à  $n_e = 1.1 \times 10^{19}$  e<sup>-</sup>/cm<sup>3</sup>. . . . . 111
- 4.16 (a) et (b) spectres expérimentaux (diamants noirs) et ajustement associé en utilisant l'équation 4.3 (en rouge). (c) et (d) ce même ajustement (en rouge) et le spectre reconstruit (en noir) grâce à la fonction de transfert. Les figures (a) et (c) concernent le dipôle seul derrière la cellule tandis que les figures (b) et (d) concernent l'ensemble triplet et dipôle. . . . . 113
- 4.17 Taille moyenne verticale des faisceaux déviés en fonction de l'énergie ainsi que la déviation standard associée sur une série de cinq tirs obtenus dans les mêmes conditions expérimentales. Ici  $I_0 = 3.8 \times 10^{18}$  W/cm<sup>2</sup>,  $\tau_0 = 25.2$  fs,  $z_F = -0.9$  mm,  $L_{cell} = 0.36$  mm dans un mélange de 95%H<sub>2</sub> + 5%N<sub>2</sub> à  $n_e = 1.1 \times 10^{19}$  e<sup>-</sup>/cm<sup>3</sup>. . . . . 114
- 4.18 (a) dimension verticale résolue en énergie pour 2 tirs obtenus dans les mêmes conditions expérimentales. (b) densité de charge associée. Les barres d'erreurs verticales représentent l'indétermination sur l'évaluation de l'énergie (b). Ici  $I_0 = 3.8 \times 10^{18}$  W/cm<sup>2</sup>,  $\tau_0 = 25.2$  fs,  $z_F = -0.9$  mm,  $L_{cell} = 0.36$  mm dans un mélange de 95%H<sub>2</sub> + 5%N<sub>2</sub> à  $n_e = 1.1 \times 10^{19}$  e<sup>-</sup>/cm<sup>3</sup>. . . 115
- 4.19 Moyenne et déviation standard (zone colorée) de spectres obtenus sans (en bleu) et avec (en rouge) transport via la ligne magnétique lors d'une variation de la densité électronique : (a) 5.6, (b) 7.5, (c) 9.5 et (d) 12  $\times 10^{18}$  e<sup>-</sup>/cm<sup>3</sup>. Ici  $I_0 = 3.9 \times 10^{18}$  W/cm<sup>2</sup>,  $\tau_0 = 24$  fs,  $z_F = -0.5$  mm,  $L_{cell} = 0.5$  mm dans un mélange de 99%H<sub>2</sub> + 1%N<sub>2</sub>. . . . . 115
- 4.20 Dimension moyenne dans le plan vertical des faisceaux déviés en fonction de l'énergie ainsi que la déviation standard associée sur une série de cinq tirs obtenus dans les mêmes conditions expérimentales pour deux positions du Lanex : en rouge, dans le plan de focalisation de la ligne à 70 MeV et en bleu, 16 mm plus loin. Ici  $I_0 = 3.8 \times 10^{18}$  W/cm<sup>2</sup>,  $\tau_0 = 25.2$  fs,  $z_F = -0.9$  mm,  $L_{cell} = 0.36$  mm dans un mélange de 95%H<sub>2</sub> + 5%N<sub>2</sub> à  $n_e = 1.1 \times 10^{19}$  e<sup>-</sup>/cm<sup>3</sup>. . . . . 116
- 4.21 (a) et (c) position sur l'axe horizontal, (b) et (d) vertical des électrons en fonction de leur énergie pour plusieurs divergences initiales. Les graphiques (a) et (b) correspondent à une configuration astigmatique autour de 110 MeV tandis que (c) et (d) autour de 130 MeV. . . . . 119
- 4.22 Rapport entre l'erreur sur l'énergie évaluée et l'énergie, autrement dit barre d'erreur, en fonction de l'énergie des électrons pour plusieurs divergences initiales dans une configuration où le système est astigmatique pour des électrons dont l'énergie est autour de (a) 110 MeV ou (b) 130 MeV. . . . . 120



- 4.23 Représentation schématique du montage expérimental (a) : la source d'électrons peut être diagnostiquée avec un écran Lanex imagé sur un caméra 16 bits. Pour les propriétés spectrales le dipôle décrit lors de la section 2 peut être inséré dans le trajet du faisceau. La source peut aussi être imagée grâce à la ligne de transport magnétique compacte : le triplet de quadrupôles escamotable et diagnostiqué avec un écran Lanex similaire au premier imagé sur la même caméra 16bits et pour obtenir des informations spectrales, le même dipôle peut être inséré sur le trajet des électrons. . . . . 120
- 4.24 (a) image enregistrée d'un spectre dans la configuration astigmatique autour de 110 MeV, (c) la dimension verticale de ce spectre en fonction de l'énergie et (e) un spectre moyen accompagné des incertitudes sur l'estimation de l'énergie sous forme de barre d'erreur horizontale dans le cas des spectres obtenus sans la ligne de transport en bleu, ou bien avec en rouge. Les mêmes figures sont présentées dans le cas de la configuration astigmatique autour de 130 MeV en (b), (d) et (f) respectivement. Sur la figure (f), le spectre moyen obtenu après transport est reporté en noir. Ici  $I_0 = 2.6 \times 10^{18}$  W/cm<sup>2</sup>,  $\tau_0 = 25.2$  fs,  $z_F = -0.6$  mm,  $L_{cell} = 1$  mm dans un mélange de 99% $H_2 + 1\%N_2$  à  $n_e = 1.5 \times 10^{19}$  e<sup>-</sup>/cm<sup>3</sup>. . . . . 121
- 4.25 Spectre moyen accompagné des incertitudes sur l'estimation de l'énergie sous forme de barres d'erreur horizontales dans le cas des spectres obtenus avec la ligne de transport en configuration astigmatique autour de 110 MeV en rouge, ou bien 130 MeV en noir. Les conditions expérimentales sont les mêmes que celles correspondant aux résultats reportés sur la figure 4.24. . . . . 122
- 4.26 Représentation schématique du montage expérimental : le faisceau d'électrons est focalisé grâce à la ligne de transport magnétique (DACTOMUS) sur une cellule contenant soit de la Résazurine soit de l'ADHP. Via les 2 réactions chimiques présentées sur la figure, du Résorufin est produit. Sa présence est diagnostiquée grâce à sa fluorescence à 584 nm enregistré par un spectrophotomètre après excitation lumineuse à 532 nm. . . . . 123
- 4.27 (a) spectre moyenné sur 5 tirs et déviation standard (zone grisée) avant transport utilisé pour l'irradiation de la cellule. Ici  $I_0 = 5.1 \times 10^{18}$  W/cm<sup>2</sup>,  $\tau_0 = 25.2$  fs,  $z_F = -0.5$  mm,  $L_{cell} = 0.5$  mm dans un mélange de 95% $H_2 + 5\%N_2$  à  $n_e = 1.2 \times 10^{19}$  e<sup>-</sup>/cm<sup>3</sup>. (b) spectres de fluorescence obtenus avant et après irradiation par 35 tirs. La ligne pointillée noire représente la longueur d'onde de fluorescence du Résorufin. . . . . 124
- 4.28 (a) spectre moyenné sur 5 tirs et déviation standard (zone grisée) avant transport utilisé pour l'irradiation de la cellule. Ici  $I_0 = 2.9 \times 10^{18}$  W/cm<sup>2</sup>,  $\tau_0 = 25.7$  fs,  $z_F = 0.35$  mm,  $L_{cell} = 1.02$  mm dans un mélange de 99.5% $H_2 + 0.5\%N_2$  à  $n_e = 1.5 \times 10^{19}$  e<sup>-</sup>/cm<sup>3</sup>. (b) spectres de fluorescence obtenus avant et après irradiation par 96 tirs. La ligne pointillée noire représente la longueur d'onde de fluorescence du Résorufin. . . . . 125
- 4.29 (a) spectre moyenné sur 9 tirs et déviation standard (zone grisée) avant transport utilisé pour l'irradiation de la cellule. Ici  $I_0 = 2.4 \times 10^{18}$  W/cm<sup>2</sup>,  $\tau_0 = 25.3$  fs,  $z_F = 0.8$  mm,  $L_{cell} = 0.73$  mm dans un mélange de 99% $H_2 + 1\%N_2$  à  $n_e = 1.6 \times 10^{19}$  e<sup>-</sup>/cm<sup>3</sup>. (b) spectres de fluorescence obtenus après 20 en noir, 60 en bleu et 100 tirs en rouge. La ligne pointillée noire représente la longueur d'onde de fluorescence du Résorufin. (c) Évolution de la dose évaluée en fonction du nombre de tirs (points rouges). La courbe bleue en pointillés est une fonction exponentielle permettant guider l'œil du lecteur. 126

A.1	Représentation de la distribution d'électrons dans l'espace des phases transverse $(x, x')$ . L'ellipse bleue correspond au faisceau au niveau du waist et l'ellipse orange au faisceau divergent. . . . .	134
B.1	Représentation des premiers polynômes de Zernike sur le cercle unité. . . . .	136



# Liste des tableaux

1.1	Tableau présentant les intensités de surpression de barrière de potentiel calculées grâce à la formule (1.11) pour les espèces qui nous intéressent dans ce manuscrit : $H_2$ et $N_2$ . . . . .	10
1.2	Tableau présentant pour le régime linéaire ( $a_0 < 1$ ) et non linéaire ( $a_0 > 2$ ) la taille de waist résonante au plan focal $w_0$ , le champ accélérateur typiquement atteint dans l'onde plasma $E_z$ , la longueur de déphasage $L_{deph}$ , d'épuisement laser $L_{El}$ , le facteur de Lorentz de l'onde plasma $\gamma_p$ ainsi que le gain maximal en énergie des électrons $\Delta E$ . . . . .	31
1.3	Tableau comparatif des propriétés des faisceaux d'électrons issus d'accélération laser plasma et conventionnelle. . . . .	33
3.1	Tableau présentant les propriétés des faisceaux obtenus pour de l'hydrogène pur et pour un mélange $H_2 + 1\%N_2$ . Les conditions expérimentales sont les mêmes que celles qui ont permis d'obtenir les résultats reportés sur la figure 3.1. . . . .	60
3.2	Caractéristiques (moyenne et déviations standards) de faisceaux et spectres obtenus sur l'installation. Ici $I_0 = 4.9 \times 10^{18} \text{ W/cm}^2$ , $\tau_0 = 29 \text{ fs}$ , $z_F = 0.2 \text{ mm}$ , $L_{cell} = 0.64 \text{ mm}$ dans un mélange de $99\%H_2 + 1\%N_2$ et $n_e = 1.1 \times 10^{19} \text{ e}^-/\text{cm}^3$ . . . . .	71
3.3	Caractéristiques moyennes des faisceaux d'électrons obtenus dans les références [108] et [110] qui utilisent un jet de gaz. Dans la seconde référence [110], le système laser présente une stabilisation de l'énergie délivrée. Hansson et al. [109] utilisent un système laser stabilisé en pointé et en énergie avec un capillaire. Osterhoff et al. [105] utilisent une cellule de gaz. Finalement dans la référence [164], c'est l'injection par collision de faisceaux qui est utilisée. Les résultats de [125] sont obtenus sur une installation laser où le pointé ainsi que l'énergie sont stabilisés avec la cellule de gaz décrite dans la partie 2.3. NC signifie non communiqué. . . . .	73
4.1	Tableau présentant les propriétés des faisceaux obtenus avec et sans transport du faisceau d'électrons, dans le plan de focalisation de la ligne magnétique à 70 MeV. . . . .	106
4.2	Tableau présentant les propriétés des distributions transverses des faisceaux d'électrons après la source (linéairement propagés jusqu'au plan de focalisation du triplet) et après la ligne de transport dans les mêmes conditions expérimentales que celles correspondant aux résultats présentés sur la figure 4.14. . . . .	110

4.3	Tableau présentant les propriétés des spectres électroniques : énergie pic moyenne et la fluctuation sur une série de tirs, charge (pour $\epsilon_e > 45$ MeV), moyenne de la taille verticale sur l'ensemble du spectre et taille verticale ainsi que la fluctuation de position autour de 70 MeV à 981 mm de la source avec et sans transport dans les mêmes conditions expérimentales rappelées en figure 4.15. . . . .	112
-----	---	-----

# Références bibliographiques

- [1] Z.-H. He, B. Beaurepaire, J. A. Nees, G. Gallé, S. A. Scott, J. R. S. Pérez, M. G. Lagally, K. Krushelnick, A. G. R. Thomas, and J. Faure, “**Capturing structural dynamics in crystalline silicon using chirped electrons from a laser wakefield accelerator**,” *Scientific Reports*, vol. 6, no. 100, p. 36224, Nov. 2016. (document), 4.4
- [2] T. Fuchs, H. Szymanowski, U. Oelfke, Y. Glinec, C. Rechatin, J. Faure, and V. Malka, “**Treatment planning for laser-accelerated very-high energy electrons**,” *Physics in Medicine and Biology*, vol. 54, no. 11, p. 3315, 2009. (document), 4.1, 4.4
- [3] C. DesRosiers, V. Moskvina, A. F. Bielajew, and L. Papiez, “**150-250 MeV electron beams in radiation therapy**,” *Physics in Medicine and Biology*, vol. 45, no. 7, pp. 1781–1805, Jul. 2000. (document), 4.1, 4.4
- [4] C. Yeboah, G. A. Sandison, and V. Moskvina, “**Optimization of intensity-modulated very high energy 50 250MeV electron therapy**,” *Physics in Medicine and Biology*, vol. 47, no. 8, p. 1285, 2002. (document), 4.1, 4.4
- [5] M. Fuchs, R. Weingartner, A. Popp, Z. Major, S. Becker, J. Osterhoff, I. Cortie, B. Zeitler, R. Hörlein, G. D. Tsakiris, U. Schramm, T. P. Rowlands-Rees, S. M. Hooker, D. Habs, F. Krausz, S. Karsch, and F. Grüner, “**Laser-driven soft-X-ray undulator source**,” *Nature Physics*, vol. 5, no. 11, pp. 826–829, Nov. 2009. (document), 4.1, 4.2, 4.4
- [6] A. Giulietti, N. Bourgeois, T. Ceccotti, X. Davoine, S. Dobosz, P. D Oliveira, M. Gallimberti, J. Galy, A. Gamucci, D. Giulietti, L. A. Gizzi, D. J. Hamilton, E. Lefebvre, L. Labate, J. R. Marquès, P. Monot, H. Popescu, F. Réau, G. Sarri, P. Tomassini, and P. Martin, “**Intense  $\gamma$  Ray Source in the Giant Dipole Resonance Range Driven by 10 TW Laser Pulses**,” *Physical Review Letters*, vol. 101, no. 10, p. 105002, Sep. 2008. (document), 4.1, 4.4
- [7] G. Sarri, K. Poder, J. M. Cole, W. Schumaker, A. D. Piazza, B. Reville, T. Dzelzainis, D. Doria, L. A. Gizzi, G. Grittani, S. Kar, C. H. Keitel, K. Krushelnick, S. Kuschel, S. P. D. Mangles, Z. Najmudin, N. Shukla, L. O. Silva, D. Symes, A. G. R. Thomas, M. Vargas, J. Vieira, and M. Zepf, “**Generation of neutral and high-density electron positron pair plasmas in the laboratory**,” *Nature Communications*, vol. 6, p. 6747, Apr. 2015. (document)
- [8] J. D. Cockcroft and E. T. S. Walton, “Experiments with High Velocity Positive Ions,” *Proceedings of the Royal Society of London. Series A, Containing Papers of a Mathematical and Physical Character*, vol. 129, no. 811, pp. 477–489, 1930, **Lien**. (document)

- [9] R. Wideröe, “Über ein neues Prinzip zur Herstellung hoher Spannungen,” *Archiv für Elektrotechnik*, vol. 21, no. 4, pp. 387–406, Jul. 1928. (document)
- [10] B. J. Holzer, “Introduction to Particle Accelerators and their Limitations,” *CERN Yellow Reports*, vol. 1, no. 0, p. 29, Feb. 2016, [Lien](#). (document)
- [11] M. J. Hogan, T. O. Raubenheimer, A. Seryi, P. Muggli, T. Katsouleas, C. Huang, W. Lu, W. An, K. A. Marsh, W. B. Mori, C. E. Clayton, and C. Joshi, “[Plasma wakefield acceleration experiments at FACET](#),” *New Journal of Physics*, vol. 12, no. 5, p. 055030, 2010. (document)
- [12] T. Behnke, J. E. Brau, B. Foster, J. Fuster, M. Harrison, J. M. Paterson, M. Peskin, M. Stanitzki, N. Walker, and H. Yamamoto, “The international linear collider technical design report-volume 1 : Executive summary,” *arXiv preprint arXiv :1306.6327*, 2013, [Lien](#). (document)
- [13] T. Tajima and J. M. Dawson, “[Laser Electron Accelerator](#),” *Physical Review Letters*, vol. 43, no. 4, pp. 267–270, 1979. (document)
- [14] C. E. Clayton, K. A. Marsh, A. Dyson, M. Everett, A. Lal, W. P. Leemans, R. Williams, and C. Joshi, “[Ultrahigh-gradient acceleration of injected electrons by laser-excited relativistic electron plasma waves](#),” *Physical Review Letters*, vol. 70, no. 1, pp. 37–40, Jan. 1993. (document), 1.5.1
- [15] D. Strickland and G. Mourou, “[Compression of amplified chirped optical pulses](#),” *Optics Communications*, vol. 56, no. 3, pp. 219–221, 1985. (document), 1.4.1, 2.1
- [16] A. Modena, Z. Najmudin, A. E. Dangor, C. E. Clayton, K. A. Marsh, C. Joshi, V. Malka, C. B. Darrow, C. Danson, D. Neely, and F. N. Walsh, “[Electron acceleration from the breaking of relativistic plasma waves](#),” *Nature*, vol. 377, no. 6550, pp. 606–608, Oct. 1995. (document), 1.4.1, 1.5.2.1, 4.4
- [17] J. Faure, Y. Glinec, A. Pukhov, S. Kiselev, S. Gordienko, E. Lefebvre, J.-P. Rousseau, F. Burgy, and V. Malka, “[A laser plasma accelerator producing monoenergetic electron beams](#),” *Nature*, vol. 431, no. 7008, pp. 541–544, Sep. 2004. (document), 1.4.2, 1.5.2.1, 2.3.1
- [18] S. P. D. Mangles, C. D. Murphy, Z. Najmudin, A. G. R. Thomas, J. L. Collier, A. E. Dangor, E. J. Divall, P. S. Foster, J. G. Gallacher, C. J. Hooker, D. A. Jaroszynski, A. J. Langley, W. B. Mori, P. A. Norreys, F. S. Tsung, R. Viskup, B. R. Walton, and K. Krushelnick, “[Monoenergetic beams of relativistic electrons from intense laser plasma interactions](#),” *Nature*, vol. 431, no. 7008, pp. 535–538, Sep. 2004. (document), 1.4.2, 1.5.2.1, 2.3.1
- [19] C. G. R. Geddes, C. Toth, J. van Tilborg, E. Esarey, C. B. Schroeder, D. Bruhwiler, C. Nieter, J. Cary, and W. P. Leemans, “[High-quality electron beams from a laser wakefield accelerator using plasma-channel guiding](#),” *Nature*, vol. 431, no. 7008, pp. 538–541, Sep. 2004. (document), 1.4.2, 1.5.2.1, 2.4.2
- [20] A. Pukhov and J. Meyer-ter Vehn, “[Laser wake field acceleration: the highly non linear broken wave regime](#),” *Applied Physics B*, vol. 74, no. 4-5, pp. 355–361, Apr. 2002. (document), 1.4.2
- [21] A. P. Mancuso, N. Reimers, G. Borchers, A. Aquila, and K. Giewekemeyer, “[Technical Design Report: Scientific Instrument Single Particles, Clusters, and Biomolecules \(SPB\)](#),” European XFEL, Tech. Rep. DESY-2013-00708, XFEL.EU TR-2013-004, 2013. (document)
- [22] Y. Glinec, J. Faure, L. L. Dain, S. Darbon, T. Hosokai, J. J. Santos, E. Lefebvre, J. P. Rousseau, F. Burgy, B. Mercier, and V. Malka, “[High-Resolution](#)

- $\gamma$ -Ray Radiography Produced by a Laser-Plasma Driven Electron Source,” *Physical Review Letters*, vol. 94, no. 2, p. 025003, Jan. 2005. (document)
- [23] W. Lu, M. Tzoufras, C. Joshi, F. S. Tsung, W. B. Mori, J. Vieira, R. A. Fonseca, and L. O. Silva, “Generating multi-GeV electron bunches using single stage laser wakefield acceleration in a 3d nonlinear regime,” *Physical Review Special Topics - Accelerators and Beams*, vol. 10, no. 6, p. 061301, 2007. (document), 1.4.2, 1.6.4, 1.12, 1.6.4, 3.3.2.1, C
- [24] V. Malka, A. Lifschitz, J. Faure, and Y. Glinec, “Staged concept of laser-plasma acceleration toward multi-GeV electron beams,” *Physical Review Special Topics - Accelerators and Beams*, vol. 9, no. 9, p. 091301, Sep. 2006. (document), 1.6.5, 3.3.1, 4.1, 4.4
- [25] A. J. W. Reitsma, W. P. Leemans, E. Esarey, C. B. Schroeder, L. P. J. Kamp, and T. J. Schep, “Simulation of electron postacceleration in a two-stage laser wakefield accelerator,” *Physical Review Special Topics - Accelerators and Beams*, vol. 5, no. 5, p. 051301, 2002. (document), 1.6.5, 3.3.1, 4.1, 4.4
- [26] W. Leemans and E. Esarey, “Laser-driven plasma-wave electron accelerators,” *Physics Today*, vol. 62, no. 3, pp. 44–49, Mar. 2009. (document), 1.6.5
- [27] B. Cros, B. S. Paradkar, X. Davoine, A. Chancé, F. G. Desforges, S. Dobosz-Dufrénoy, N. Delerue, J. Ju, T. L. Audet, G. Maynard, M. Lobet, L. Gremillet, P. Mora, J. Schwindling, O. Delferrière, C. Bruni, C. Rimbault, T. Vinatier, A. Di Piazza, M. Grech, C. Riconda, J. R. Marquès, A. Beck, A. Specka, P. Martin, P. Monot, D. Normand, F. Mathieu, P. Audebert, and F. Amiranoff, “Laser plasma acceleration of electrons with multi-PW laser beams in the frame of CILEX,” *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, vol. 740, pp. 27–33, Mar. 2014. (document), 1.6.5, 3.3.1, 4.1, 4.4
- [28] S. Steinke, J. van Tilborg, C. Benedetti, C. G. R. Geddes, C. B. Schroeder, J. Daniels, K. K. Swanson, A. J. Gonsalves, K. Nakamura, N. H. Matlis, B. H. Shaw, E. Esarey, and W. P. Leemans, “Multistage coupling of independent laser-plasma accelerators,” *Nature*, vol. 530, no. 7589, pp. 190–193, Feb. 2016. (document), 1.6.5, 3.3.1, 4.1, 4.4
- [29] M. Göppert-Mayer, “Über Elementarakte mit zwei Quantensprüngen,” *Annalen der Physik*, vol. 401, no. 3, pp. 273–294, Jan. 1931. 1.2.1
- [30] W. Kaiser and C. G. B. Garrett, “Two-Photon Excitation in  $\text{CaF}_2 \text{Eu}^{2+}$ ,” *Physical Review Letters*, vol. 7, no. 6, pp. 229–231, Sep. 1961. 1.2.1
- [31] G. Gamow, “On quantum theory of atomic nuclei,” *Z. Phys.*, vol. 51, p. 204, 1928, **Lien**. 1.2.1
- [32] L. D. Landau & E.M. Lifshitz, *Quantum Mechanics*, 1965. 1.2.1
- [33] L. V. Keldysh, “Ionization in the field of a strong electromagnetic wave,” *Sov. Phys. JETP*, vol. 20, p. 1307, May 1965, **Lien**. 1.2.1
- [34] R. R. Freeman and P. H. Bucksbaum, “Investigations of above-threshold ionization using subpicosecond laser pulses,” *Journal of Physics B : Atomic, Molecular and Optical Physics*, vol. 24, no. 2, p. 325, 1991. 1.2.1
- [35] S. Augst, D. D. Meyerhofer, D. Strickland, and S. L. Chin, “Laser ionization of noble gases by Coulomb-barrier suppression,” *JOSA B*, vol. 8, no. 4, pp. 858–867, Apr. 1991. 1.2.1



- [36] L. Tonks and I. Langmuir, “**Oscillations in Ionized Gases,**” *Physical Review*, vol. 33, no. 2, pp. 195–210, 1929. 1.2.2.1
- [37] P. Sprangle, C. M. Tang, and E. Esarey, “**Relativistic Self-Focusing of Short-Pulse Radiation Beams in Plasmas,**” *IEEE Transactions on Plasma Science*, vol. 15, no. 2, pp. 145–153, Apr. 1987. 1.2.2.2, 1.2.2.2, 1.6.1
- [38] W. B. Mori, “**The physics of the nonlinear optics of plasmas at relativistic intensities for short-pulse lasers,**” *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 33, no. 11, pp. 1942–1953, Nov. 1997. 1.2.2.2
- [39] D. J. Spence and S. M. Hooker, “**Investigation of a hydrogen plasma waveguide,**” *Physical Review E*, vol. 63, no. 1, p. 015401, 2000. 1.2.2.2
- [40] A. Butler, D. J. Spence, and S. M. Hooker, “**Guiding of High-Intensity Laser Pulses with a Hydrogen-Filled Capillary Discharge Waveguide,**” *Physical Review Letters*, vol. 89, no. 18, p. 185003, Oct. 2002. 1.2.2.2
- [41] G. Sun, E. Ott, Y. C. Lee, and P. Guzdar, “**Self focusing of short intense pulses in plasmas,**” *The Physics of Fluids*, vol. 30, no. 2, pp. 526–532, 1987. 1.2.2.2
- [42] D. F. Gordon, B. Hafizi, R. F. Hubbard, J. R. Peñano, P. Sprangle, and A. Ting, “**Asymmetric Self-Phase Modulation and Compression of Short Laser Pulses in Plasma Channels,**” *Physical Review Letters*, vol. 90, no. 21, p. 215001, 2003. 1.2.2.2
- [43] C. Ren, B. J. Duda, R. G. Hemker, W. B. Mori, T. Katsouleas, T. M. Antonsen, and P. Mora, “**Compressing and focusing a short laser pulse by a thin plasma lens,**” *Physical Review E*, vol. 63, no. 2, p. 026411, Jan. 2001. 1.2.2.2
- [44] O. Shorokhov, A. Pukhov, and I. Kostyukov, “**Self-Compression of Laser Pulses in Plasma,**” *Physical Review Letters*, vol. 91, no. 26, p. 265002, 2003. 1.2.2.2
- [45] J. Faure, Y. Glinec, J. J. Santos, F. Ewald, J. P. Rousseau, S. Kiselev, A. Pukhov, T. Hosokai, and V. Malka, “**Observation of Laser Pulse Shortening in Nonlinear Plasma Waves,**” *Physical Review Letters*, vol. 95, no. 20, p. 205003, Nov. 2005. 1.2.2.2, 3.1.4, 3.3.2.1
- [46] S. V. Bulanov, N. M. Naumova, T. Z. Esirkepov, and F. Pegoraro, “**Evolution of the frequency spectrum of a relativistically strong laser pulse in a plasma,**” *Physica Scripta*, vol. 1996, no. T63, p. 258, 1996. 1.2.2.2
- [47] S. Shiraishi, C. Benedetti, A. J. Gonsalves, K. Nakamura, B. H. Shaw, T. Sokollik, J. van Tilborg, C. G. R. Geddes, C. B. Schroeder, C. Tóth, E. Esarey, and W. P. Leemans, “**Laser red shifting based characterization of wakefield excitation in a laser-plasma accelerator,**” *Physics of Plasmas*, vol. 20, no. 6, p. 063103, 2013. 1.2.2.2
- [48] A. Giulietti, A. André, S. Dobosz Dufrénoy, D. Giulietti, T. Hosokai, P. Koester, H. Kotaki, L. Labate, T. Levato, R. Nuter, N. C. Pathak, P. Monot, and L. A. Gizzi, “**Space- and time-resolved observation of extreme laser frequency upshifting during ultrafast-ionization,**” *Physics of Plasmas*, vol. 20, no. 8, p. 082307, Aug. 2013. 1.2.2.2
- [49] C. D. Murphy, R. Trines, J. Vieira, A. J. W. Reitsma, R. Bingham, J. L. Collier, E. J. Divall, P. S. Foster, C. J. Hooker, A. J. Langley, P. A. Norreys, R. A. Fonseca, F. Fiuza, L. O. Silva, J. T. Mendonça, W. B. Mori, J. G. Gallacher, R. Viskup, D. A. Jaroszynski, S. P. D. Mangles, A. G. R. Thomas, K. Krushelnick, and Z. Najmudin, “**Evidence of photon acceleration by laser wake fields,**” *Physics of Plasmas*, vol. 13, no. 3, p. 033108, Mar. 2006. 1.2.2.2
- [50] R. A. Fonseca, L. O. Silva, F. S. Tsung, V. K. Decyk, W. Lu, C. Ren, W. B. Mori, S. Deng, S. Lee, T. Katsouleas, and J. C. Adam, “**OSIRIS: A Three-Dimensional,**

- Fully Relativistic Particle in Cell Code for Modeling Plasma Based Accelerators,” in *Computational Science ICCS 2002*, ser. Lecture Notes in Computer Science, P. M. A. Sloot, A. G. Hoekstra, C. J. K. Tan, and J. J. Dongarra, Eds. Springer Berlin Heidelberg, Apr. 2002, no. 2331, pp. 342–351. 1.2.2.2, 1.4.1
- [51] R. A. Fonseca, S. F. Martins, L. O. Silva, J. W. Tonge, F. S. Tsung, and W. B. Mori, “One-to-one direct modeling of experiments and astrophysical scenarios: pushing the envelope on kinetic plasma simulations,” *Plasma Physics and Controlled Fusion*, vol. 50, no. 12, p. 124034, Dec. 2008. 1.2.2.2
- [52] B. Hidding, M. Geissler, G. Pretzler, K.-U. Amthor, H. Schwoerer, S. Karsch, L. Veisz, K. Schmid, and R. Sauerbrey, “Quasimonoeenergetic electron acceleration in the self-modulated laser wakefield regime,” *Physics of Plasmas*, vol. 16, no. 4, p. 043105, 2009. 1.2.2.2, 3.1.2
- [53] S. Wilks, T. Katsouleas, J. M. Dawson, P. Chen, and J. J. Su, “Beam loading in plasma waves,” *IEEE Transactions on Plasma Science*, vol. 15, no. 2, pp. 210–217, April 1987. 1.3
- [54] C. Rechatin, J. Faure, X. Davoine, O. Lundh, J. Lim, A. Ben-Ismaïl, F. Burgy, A. Tafzi, A. Lifschitz, E. Lefebvre, and V. Malka, “Characterization of the beam loading effects in a laser plasma accelerator,” *New Journal of Physics*, vol. 12, no. 4, p. 045023, 2010. 1.3, 1.5.2.4, 1.6.5, 3.1.7
- [55] L. M. Gorbunov and V. I. Kirsanov, “Excitation of plasma waves by an electromagnetic wave packet,” *Zh. Eksp. Teor. Fiz.*, vol. 93, p. 509, 1987. 1.3, 1.4.1
- [56] J. M. Dawson, “Nonlinear Electron Oscillations in a Cold Plasma,” *Physical Review*, vol. 113, no. 2, pp. 383–387, Jan. 1959. 1.3, 1.4.1
- [57] A. I. Akhiezer and R. V. Polovin, “Theory of wave motion of an electron plasma,” *Sov. Phys. JETP*, vol. 3, p. 696, 1956, Lien. 1.4.1
- [58] V. I. Berezhiani and I. G. Murusidze, “Relativistic wake-field generation by an intense laser pulse in a plasma,” *Physics Letters A*, vol. 148, no. 6, pp. 338–340, 1990. 1.4.1
- [59] J.-L. Vay, D. P. Grote, R. H. Cohen, and A. Friedman, “Novel methods in the Particle-In-Cell accelerator Code-Framework Warp,” *Computational Science & Discovery*, vol. 5, no. 1, p. 014019, 2012. 1.4.1, 3.1.2.2
- [60] E. Lefebvre, N. Cochet, S. Fritzler, V. Malka, M. M. Aléonard, J.-F. Chemin, S. Darbon, L. Disdier, J. Faure, A. Fedotoff, O. Landoas, G. Malka, V. Méot, P. Morel, M. R. L. Gloahec, A. Rouyer, Ch. Rubbelynck, V. Tikhonchuk, R. Wrobel, P. Audebert, and C. Rousseaux, “Electron and photon production from relativistic laser plasma interactions,” *Nuclear Fusion*, vol. 43, no. 7, p. 629, 2003. 1.4.1
- [61] P. Mora and J. Thomas M. Antonsen, “Kinetic modeling of intense, short laser pulses propagating in tenuous plasmas,” *Physics of Plasmas (1994-present)*, vol. 4, no. 1, pp. 217–229, Jan. 1997. 1.4.1, 3.3.2.1
- [62] M. N. Rosenbluth and C. S. Liu, “Excitation of Plasma Waves by Two Laser Beams,” *Physical Review Letters*, vol. 29, no. 11, pp. 701–705, Sep. 1972. 1.4.1
- [63] N. A. Ebrahim, P. Lavigne, and S. Aithal, “Experiments on the Plasma Beat-Wave Accelerator,” *IEEE Transactions on Nuclear Science*, vol. 32, no. 5, pp. 3539–3541, Oct. 1985. 1.4.1
- [64] T. M. Antonsen and P. Mora, “Self-focusing and Raman scattering of laser pulses in tenuous plasmas,” *Physical Review Letters*, vol. 69, no. 15, pp. 2204–2207, Oct. 1992. 1.4.1, 1.5.2.1

- [65] F. Albert, N. Lemos, J. Shaw, B. Pollock, C. Goyon, W. Schumaker, A. Saunders, K. Marsh, A. Pak, J. Ralph, J. Martins, L. Amorim, R. Falcone, S. Glenzer, J. Moody, and C. Joshi, “**Observation of Betatron X-Ray Radiation in a Self-Modulated Laser Wakefield Accelerator Driven with Picosecond Laser Pulses**,” *Physical Review Letters*, vol. 118, no. 13, p. 134801, Mar. 2017. 1.4.1
- [66] P. Sprangle, E. Esarey, A. Ting, and G. Joyce, “**Laser wakefield acceleration and relativistic optical guiding**,” *Applied Physics Letters*, vol. 53, no. 22, pp. 2146–2148, 1988. 1.4.1
- [67] J. R. Marquès, J. P. Geindre, F. Amiranoff, P. Audebert, J. C. Gauthier, A. Antonetti, and G. Grillon, “**Temporal and Spatial Measurements of the Electron Density Perturbation Produced in the Wake of an Ultrashort Laser Pulse**,” *Physical Review Letters*, vol. 76, no. 19, pp. 3566–3569, 1996. 1.4.1
- [68] C. W. Siders, S. P. Le Blanc, D. Fisher, T. Tajima, M. C. Downer, A. Babine, A. Stepanov, and A. Sergeev, “**Laser Wakefield Excitation and Measurement by Femtosecond Longitudinal Interferometry**,” *Physical Review Letters*, vol. 76, no. 19, pp. 3570–3573, 1996. 1.4.1
- [69] I. Kostyukov, A. Pukhov, and S. Kiselev, “**Phenomenological theory of laser plasma interaction in "bubble" regime**,” *Physics of Plasmas*, vol. 11, no. 11, pp. 5256–5264, 2004. 1.4.2
- [70] W. Lu, C. Huang, M. Zhou, M. Tzoufras, F. S. Tsung, W. B. Mori, and T. Katsouleas, “**A nonlinear theory for multidimensional relativistic plasma wave wakefields**,” *Physics of Plasmas*, vol. 13, no. 5, p. 056709, 2006. 1.4.2
- [71] A. Caldwell, E. Gschwendtner, K. Lotov, P. Muggli, and M. Wing, “AWAKE Design Report : A Proton-Driven Plasma Wakefield Acceleration Experiment at CERN,” Apr. 2013, [Lien](#). 1.5.1
- [72] P. Mora and F. Amiranoff, “**Electron acceleration in a relativistic electron plasma wave**,” *Journal of Applied Physics*, vol. 66, no. 8, pp. 3476–3481, Oct. 1989. 1.5.1
- [73] E. Esarey and M. Pilloff, “**Trapping and acceleration in nonlinear plasma waves**,” *Physics of Plasmas*, vol. 2, no. 5, pp. 1432–1436, 1995. 1.5.1, 1.5.2.1
- [74] C. B. Schroeder, E. Esarey, B. A. Shadwick, and W. P. Leemans, “**Trapping, dark current, and wave breaking in nonlinear plasma waves**,” *Physics of Plasmas*, vol. 13, no. 3, p. 033103, 2006. 1.5.1
- [75] T. Katsouleas and W. B. Mori, “**Wave-Breaking Amplitude of Relativistic Oscillations in a Thermal Plasma**,” *Physical Review Letters*, vol. 61, no. 1, pp. 90–93, 1988. 1.5.2.1
- [76] P. Sprangle, E. Esarey, J. Krall, and G. Joyce, “**Propagation and guiding of intense laser pulses in plasmas**,” *Physical Review Letters*, vol. 69, no. 15, pp. 2200–2203, Oct. 1992. 1.5.2.1
- [77] V. Malka, J. Faure, J. R. Marquès, F. Amiranoff, J. P. Rousseau, S. Ranc, J. P. Chambaret, Z. Najmudin, B. Walton, P. Mora, and A. Solodov, “**Characterization of electron beams produced by ultrashort (30 fs) laser pulses**,” *Physics of Plasmas*, vol. 8, no. 6, pp. 2605–2608, 2001. 1.5.2.1
- [78] I. Kostyukov, E. Nerush, A. Pukhov, and V. Seredov, “**Electron Self-Injection in Multidimensional Relativistic-Plasma Wake Fields**,” *Physical Review Letters*, vol. 103, no. 17, p. 175003, Oct. 2009. 1.5.2.1
- [79] D. H. Froula, C. E. Clayton, T. Döppner, K. A. Marsh, C. P. J. Barty, L. Divol, R. A. Fonseca, S. H. Glenzer, C. Joshi, W. Lu, S. F. Martins, P. Michel, W. B.

- Mori, J. P. Palastro, B. B. Pollock, A. Pak, J. E. Ralph, J. S. Ross, C. W. Siders, L. O. Silva, and T. Wang, “**Measurements of the Critical Power for Self-Injection of Electrons in a Laser Wakefield Accelerator**,” *Physical Review Letters*, vol. 103, no. 21, p. 215006, Nov. 2009. 1.5.2.1, 1.10, C
- [80] S. P. D. Mangles, G. Genoud, M. S. Bloom, M. Burza, Z. Najmudin, A. Persson, K. Svensson, A. G. R. Thomas, and C.-G. Wahlström, “**Self-injection threshold in self-guided laser wakefield accelerators**,” *Physical Review Special Topics - Accelerators and Beams*, vol. 15, no. 1, p. 011302, Jan. 2012. 1.5.2.1, 1.10, C
- [81] S. Corde, C. Thaury, A. Lifschitz, G. Lambert, K. Ta Phuoc, X. Davoine, R. Lehe, D. Douillet, A. Rousse, and V. Malka, “**Observation of longitudinal and transverse self-injections in laser-plasma accelerators**,” *Nature Communications*, vol. 4, p. 1501, Feb. 2013. 1.5.2.1, 4.4
- [82] M. Chen, E. Esarey, C. B. Schroeder, C. G. R. Geddes, and W. P. Leemans, “**Theory of ionization-induced trapping in laser-plasma accelerators**,” *Physics of Plasmas (1994-present)*, vol. 19, no. 3, p. 033101, Mar. 2012. 1.5.2.2, 1.5.2.2, 3.1.1.2, 4.4
- [83] C. McGuffey, A. G. R. Thomas, W. Schumaker, T. Matsuoka, V. Chvykov, F. J. Dollar, G. Kalintchenko, V. Yanovsky, A. Maksimchuk, K. Krushelnick, V. Y. Bychenkov, I. V. Glazyrin, and A. V. Karpeev, “**Ionization induced trapping in a laser wakefield accelerator**,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 104, p. 025004, Jan 2010. 1.5.2.2, 3.1.1.1
- [84] A. Pak, K. A. Marsh, S. F. Martins, W. Lu, W. B. Mori, and C. Joshi, “**Injection and Trapping of Tunnel-Ionized Electrons into Laser-Produced Wakes**,” *Physical Review Letters*, vol. 104, no. 2, p. 025003, Jan. 2010. 1.5.2.2, 2.3.1, 3.1.1.1, 3.1.1.2, 3.1.3.1, 3.1.3.2
- [85] B. B. Pollock, C. E. Clayton, J. E. Ralph, F. Albert, A. Davidson, L. Divol, C. Filip, S. H. Glenzer, K. Herpoldt, W. Lu, K. A. Marsh, J. Meinecke, W. B. Mori, A. Pak, T. C. Rensink, J. S. Ross, J. Shaw, G. R. Tynan, C. Joshi, and D. H. Froula, “**Demonstration of a Narrow Energy Spread, 0.5 GeV Electron Beam from a Two-Stage Laser Wakefield Accelerator**,” *Physical Review Letters*, vol. 107, no. 4, p. 045001, Jul. 2011. 1.5.2.2, 1.6.5, 1.6.5, 2.3.1, 4.1
- [86] S. P. D. Mangles, A. G. R. Thomas, C. Bellei, A. E. Dangor, C. Kamperidis, S. Kneip, S. R. Nagel, L. Willingale, and Z. Najmudin, “**Self-Guided Wakefield Experiments Driven by Petawatt-Class Ultrashort Laser Pulses**,” *IEEE Transactions on Plasma Science*, vol. 36, no. 4, pp. 1715–1721, Aug. 2008. 1.5.2.2, 3.1.1.2
- [87] S. Bulanov, N. Naumova, F. Pegoraro, and J. Sakai, “**Particle injection into the wave acceleration phase due to nonlinear wake wave breaking**,” *Physical Review E*, vol. 58, no. 5, pp. R5257–R5260, Nov. 1998. 1.5.2.3
- [88] E. Esarey, C. B. Schroeder, and W. P. Leemans, “**Physics of laser-driven plasma-based electron accelerators**,” *Reviews of Modern Physics*, vol. 81, no. 3, pp. 1229–1285, Aug. 2009. 1.5.2.3
- [89] T. L. Audet, F. G. Desforges, A. Maitrallain, S. D. Dufrénoy, M. Bougeard, G. Maynard, P. Lee, M. Hansson, B. Aurand, A. Persson, I. G. González, P. Monot, C. G. Wahlström, O. Lundh, and B. Cros, “**Electron injector for compact staged high energy accelerator**,” *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, vol. 829, pp. 304–308, Sep. 2016. 1.5.2.3, 2.3.2
- [90] A. J. Gonsalves, K. Nakamura, C. Lin, D. Panasencko, S. Shiraishi, T. Sokollik, C. Benedetti, C. B. Schroeder, C. G. R. Geddes, J. van Tilborg, J. Osterhoff, E. Esarey,

- C. Toth, and W. P. Leemans, “**Tunable laser plasma accelerator based on longitudinal density tailoring**,” *Nature Physics*, vol. 7, no. 11, pp. 862–866, Nov. 2011. 1.5.2.3
- [91] T.-Y. Chien, C.-L. Chang, C.-H. Lee, J.-Y. Lin, J. Wang, and S.-Y. Chen, “**Spatially Localized Self-Injection of Electrons in a Self-Modulated Laser-Wakefield Accelerator by Using a Laser-Induced Transient Density Ramp**,” *Physical Review Letters*, vol. 94, no. 11, p. 115003, Mar. 2005. 1.5.2.3
- [92] K. Schmid, A. Buck, C. M. S. Sears, J. M. Mikhailova, R. Tautz, D. Herrmann, M. Geissler, F. Krausz, and L. Veisz, “**Density-transition based electron injector for laser driven wakefield accelerators**,” *Physical Review Special Topics - Accelerators and Beams*, vol. 13, no. 9, p. 091301, Sep. 2010. 1.5.2.3, 2.4.2
- [93] K. Swanson, H.-E. Tsai, S. Barber, R. Lehe, H.-S. Mao, S. Steinke, J. van Tilborg, K. Nakamura, C. Geddes, C. Schroeder, E. Esarey, and W. Leemans, “**Control of tunable, monoenergetic laser-plasma-accelerated electron beams using a shock-induced density downramp injector**,” *Physical Review Accelerators and Beams*, vol. 20, no. 5, p. 051301, May 2017. 1.5.2.3
- [94] D. Umstadter, J. K. Kim, and E. Dodd, “**Laser Injection of Ultrashort Electron Pulses into Wakefield Plasma Waves**,” *Physical Review Letters*, vol. 76, no. 12, pp. 2073–2076, Mar. 1996. 1.5.2.4
- [95] E. Esarey, R. F. Hubbard, W. P. Leemans, A. Ting, and P. Sprangle, “**Electron Injection into Plasma Wakefields by Colliding Laser Pulses**,” *Physical Review Letters*, vol. 79, no. 14, pp. 2682–2685, Oct. 1997. 1.5.2.4
- [96] J. Faure, C. Rechatin, A. Norlin, A. Lifschitz, Y. Glinec, and V. Malka, “**Controlled injection and acceleration of electrons in plasma wakefields by colliding laser pulses**,” *Nature*, vol. 444, no. 7120, pp. 737–739, 2006. 1.5.2.4, 1.6.5, 4.4
- [97] T. P. Rowlands-Rees, C. Kamperidis, S. Kneip, A. J. Gonsalves, S. P. D. Mangles, J. G. Gallacher, E. Brunetti, T. Ibbotson, C. D. Murphy, P. S. Foster, M. J. V. Streeter, F. Budde, P. A. Norreys, D. A. Jaroszynski, K. Krushelnick, Z. Najmudin, and S. M. Hooker, “**Laser-Driven Acceleration of Electrons in a Partially Ionized Plasma Channel**,” *Physical Review Letters*, vol. 100, no. 10, p. 105005, Mar. 2008. 1.6.1, 2.3.1
- [98] F. G. Desforges, M. Hansson, J. Ju, L. Senje, T. L. Audet, S. Dobosz-Dufrénoy, A. Persson, O. Lundh, C. G. Wahlström, and B. Cros, “**Reproducibility of electron beams from laser wakefield acceleration in capillary tubes**,” *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, vol. 740, pp. 54–59, Mar. 2014. 1.6.1, 2.3.1
- [99] W. P. Leemans, B. Nagler, A. J. Gonsalves, C. Tóth, K. Nakamura, C. G. R. Geddes, E. Esarey, C. B. Schroeder, and S. M. Hooker, “**GeV electron beams from a centimetre-scale accelerator**,” *Nature Physics*, vol. 2, no. 10, pp. 696–699, Oct. 2006. 1.6.1, 2.3.1
- [100] S. V. Bulanov, I. N. Inovenkov, V. I. Kirsanov, N. M. Naumova, and A. S. Sakharov, “**Nonlinear depletion of ultrashort and relativistically strong laser pulses in an underdense plasma**,” *Physics of Fluids B : Plasma Physics*, vol. 4, no. 7, pp. 1935–1942, 1992. 1.6.2
- [101] S. Gordienko and A. Pukhov, “**Scalings for ultrarelativistic laser plasmas and quasi-monoenergetic electrons**,” *Physics of Plasmas*, vol. 12, no. 4, p. 043109, 2005. 1.6.4
- [102] W. Leemans, A. Gonsalves, H.-S. Mao, K. Nakamura, C. Benedetti, C. Schroeder, C. Tóth, J. Daniels, D. Mittelberger, S. Bulanov, J.-L. Vay, C. Geddes, and

- E. Esarey, “Multi GeV Electron Beams from Capillary Discharge Guided Subpetawatt Laser Pulses in the Self Trapping Regime,” *Physical Review Letters*, vol. 113, no. 24, p. 245002, 2014. 1.6.4, 1.6.5, 1.6.5, 2.4.2
- [103] S. M. Wiggins, R. C. Issac, G. H. Welsh, E. Brunetti, R. P. Shanks, M. P. Anania, S. Cipiccia, G. G. Manahan, C. Aniculaesei, B. Ersfeld, M. R. Islam, R. T. L. Burgess, G. Vieux, W. A. Gillespie, A. M. MacLeod, S. B. v. d. Geer, M. J. d. Loos, and D. A. Jaroszynski, “High quality electron beams from a laser wakefield accelerator,” *Plasma Physics and Controlled Fusion*, vol. 52, no. 12, p. 124032, 2010. 1.6.5, 4.2
- [104] G. R. Plateau, C. G. R. Geddes, D. B. Thorn, M. Chen, C. Benedetti, E. Esarey, A. J. Gonsalves, N. H. Matlis, K. Nakamura, C. B. Schroeder, S. Shiraishi, T. Sokollik, J. van Tilborg, C. Toth, S. Trotsenko, T. S. Kim, M. Battaglia, T. Stöhlker, and W. P. Leemans, “Low-Emittance Electron Bunches from a Laser-Plasma Accelerator Measured using Single-Shot X-Ray Spectroscopy,” *Physical Review Letters*, vol. 109, no. 6, p. 064802, 2012. 1.6.5, 2.4.2
- [105] J. Osterhoff, A. Popp, Z. Major, B. Marx, T. P. Rowlands-Rees, M. Fuchs, M. Geissler, R. Hörlein, B. Hidding, S. Becker, E. A. Peralta, U. Schramm, F. Grüner, D. Habs, F. Krausz, S. M. Hooker, and S. Karsch, “Generation of Stable, Low-Divergence Electron Beams by Laser-Wakefield Acceleration in a Steady-State-Flow Gas Cell,” *Physical Review Letters*, vol. 101, no. 8, p. 085002, Aug. 2008. 1.6.5, 2.3.1, 2.3.1, 3.1.7, 3.1.7, 3.3, C
- [106] A. Buck, M. Nicolai, K. Schmid, C. M. S. Sears, A. Sävert, J. M. Mikhailova, F. Krausz, M. C. Kaluza, and L. Veisz, “Real time observation of laser driven electron acceleration,” *Nature Physics*, vol. 7, no. 7, pp. 543–548, 2011. 1.6.5, 2.4.2
- [107] O. Lundh, J. Lim, C. Rechatin, L. Ammoura, A. Ben-Ismaïl, X. Davoine, G. Gallot, J.-P. Goddet, E. Lefebvre, V. Malka, and J. Faure, “Few femtosecond, few kiloampere electron bunch produced by a laser-plasma accelerator,” *Nature Physics*, vol. 7, no. 3, pp. 219–222, Mar. 2011. 1.6.5, 2.4.2, 4.4
- [108] S. Banerjee, S. Y. Kalmykov, N. D. Powers, G. Golovin, V. Ramanathan, N. J. Cunningham, K. J. Brown, S. Chen, I. Ghebregziabher, B. A. Shadwick, and others, “Stable, tunable, quasimonoenergetic electron beams produced in a laser wakefield near the threshold for self-injection,” *Physical Review Special Topics-Accelerators and Beams*, vol. 16, no. 3, p. 031302, 2013. 1.6.5, 3.1.2, 3.1.7, 3.1.7, 3.3, C
- [109] M. Hansson, L. Senje, A. Persson, O. Lundh, C.-G. Wahlström, F. G. Desforges, J. Ju, T. L. Audet, B. Cros, S. D. Dufrénoy, and others, “Enhanced stability of laser wakefield acceleration using dielectric capillary tubes,” *Physical Review Special Topics-Accelerators and Beams*, vol. 17, no. 3, p. 031303, 2014. 1.6.5, 3.1.7, 3.1.7, 3.3, C
- [110] N. A. Hafz, T. M. Jeong, I. W. Choi, S. K. Lee, K. H. Pae, V. V. Kulagin, J. H. Sung, T. J. Yu, K.-H. Hong, T. Hosokai, and others, “Stable generation of GeV-class electron beams from self guided laser plasma channels,” *Nature Photonics*, vol. 2, no. 9, pp. 571–577, 2008. 1.6.5, 2.2.3, 3.1.7, 3.1.7, 3.3, C
- [111] F. Loehl, I. Bazarov, S. Belomestnykh, M. Billing, E. Chojnacki, Z. Conway, J. Dobbins, B. Dunham, R. Ehrlich, M. Forster, S. Gruner, C. Gulliford, G. Hoffstaetter, M. L. V. Kostroun, Y. Li, X. Liu, H. Padamsee, V. S. D. Rice, E. Smith, K. Smolenski, M. Tigner, V. Veshcherevich, and Z. Zhao, “High current and high brightness electron sources,” *Proceedings IPAC 10*, pp. 45–49, 2010, [Lien](#). 1.6.5
- [112] R. Weingartner, S. Raith, A. Popp, S. Chou, J. Wenz, K. Khrennikov, M. Heigoldt, A. R. Maier, N. Kajumba, M. Fuchs, B. Zeitler, F. Krausz, S. Karsch, and F. Grüner,

- “**Ultralow emittance electron beams from a laser-wakefield accelerator**,” *Physical Review Special Topics - Accelerators and Beams*, vol. 15, no. 11, p. 111302, Nov. 2012. 1.6.5, 2.4.2, 4.2.1.2, 4.2.1.2, 4.2.2.2, 4.2.2.4
- [113] D. Kaganovich, A. Ting, D. F. Gordon, R. F. Hubbard, T. G. Jones, A. Zigler, and P. Sprangle, “**First demonstration of a staged all-optical laser wakefield acceleration**,” *Physics of Plasmas (1994-present)*, vol. 12, no. 10, p. 100702, Oct. 2005. 1.6.5
- [114] W. Wang, W. Li, J. Liu, C. Wang, Q. Chen, Z. Zhang, R. Qi, Y. Leng, X. Liang, Y. Liu, X. Lu, C. Wang, R. Li, and Z. Xu, “**Control of seeding phase for a cascaded laser wakefield accelerator with gradient injection**,” *Applied Physics Letters*, vol. 103, no. 24, p. 243501, Dec. 2013. 1.6.5, 2.3.1, 4.1
- [115] J. S. Liu, C. Q. Xia, W. T. Wang, H. Y. Lu, C. Wang, A. H. Deng, W. T. Li, H. Zhang, X. Y. Liang, Y. X. Leng, X. M. Lu, C. Wang, J. Z. Wang, K. Nakajima, R. X. Li, and Z. Z. Xu, “**All-Optical Cascaded Laser Wakefield Accelerator Using Ionization-Induced Injection**,” *Physical Review Letters*, vol. 107, no. 3, p. 035001, 2011. 1.6.5, 2.3.1, 4.1
- [116] “FASTLITE - Wizzler,” **Wizzler**. 2.2.1
- [117] “FASTLITE - Dazzler,” **Dazzler**. 2.2.1
- [118] S. P. D. Mangles, A. G. R. Thomas, M. C. Kaluza, O. Lundh, F. Lindau, A. Persson, Z. Najmudin, C.-G. Wahlström, C. D. Murphy, C. Kamperidis, K. L. Lancaster, E. Divall, and K. Krushelnick, “**Effect of laser contrast ratio on electron beam stability in laser wakefield acceleration experiments**,” *Plasma Physics and Controlled Fusion*, vol. 48, no. 12B, p. B83, 2006. 2.2.1
- [119] “ILAO Star - Deformable mirror for ultra intense lasers,” **ILAO**. 2.2.2
- [120] N. Lefaudeux, X. Levecq, G. Dovillaire, S. Theis, and L. Escolano, “**New deformable mirror technology and associated control strategies for ultrahigh intensity laser beam corrections and optimizations**,” vol. 8236, 2012, pp. 82360K–82360K–6. 2.2.2
- [121] N. Lefaudeux, E. Lavergne, S. Monchoce, and X. Levecq, “**Diffraction limited focal spot in the interaction chamber using phase retrieval adaptive optics**,” vol. 8960, 2014, pp. 89601R–89601R–6. 2.2.2
- [122] B. Beaurepaire, A. Vernier, M. Bocoum, F. Böhle, A. Jullien, J.-P. Rousseau, T. Lefrou, D. Douillet, G. Iaquaniello, R. Lopez-Martens, A. Lifschitz, and J. Faure, “**Effect of the Laser Wave Front in a Laser-Plasma Accelerator**,” *Physical Review X*, vol. 5, no. 3, p. 031012, Jul. 2015. 2.2.2
- [123] Z.-H. He, B. Hou, V. Lebailly, J. A. Nees, K. Krushelnick, and A. G. R. Thomas, “**Coherent control of plasma dynamics**,” *Nature Communications*, vol. 6, p. ncomms8156, May 2015. 2.2.2
- [124] C. E. Clayton, J. E. Ralph, F. Albert, R. A. Fonseca, S. H. Glenzer, C. Joshi, W. Lu, K. A. Marsh, S. F. Martins, W. B. Mori, A. Pak, F. S. Tsung, B. B. Pollock, J. S. Ross, L. O. Silva, and D. H. Froula, “**Self-Guided Laser Wakefield Acceleration beyond 1 GeV Using Ionization-Induced Injection**,” *Physical Review Letters*, vol. 105, no. 10, p. 105003, Sep. 2010. 2.3.1, 2.3.1
- [125] T. Audet, *Développement d’un injecteur pour l’accélération laser plasma multi-étages*. Paris Saclay, Nov. 2016, **Lien**. 2.3.2, 3.1.7, 3.3, C
- [126] OpenCFD, “OpenFOAM - Official home of The Open Source Computational Fluid Dynamics (CFD) Toolbox,” **OpenFOAM**. 2.3.3

- [127] P. Lee, G. Maynard, T. Audet, B. Cros, R. Lehe, and J.-L. Vay, “**Dynamics of electron injection and acceleration driven by laser wakefield in tailored density profiles,**” *Physical Review Accelerators and Beams*, vol. 19, no. 11, p. 112802, Nov. 2016. 2.3.3, 4.4
- [128] T. L. Audet, M. Hansson, P. Lee, F. G. Desforges, G. Maynard, S. D. Dufrénoy, R. Lehe, J.-L. Vay, B. Aurand, A. Persson, I. G. González, A. Maitrallain, P. Monot, C.-G. Wahlström, O. Lundh, and B. Cros, “**Investigation of ionization-induced electron injection in a wakefield driven by laser inside a gas cell,**” *Physics of Plasmas*, vol. 23, no. 2, p. 023110, Feb. 2016. 2.4.1, 3.1.5, 3.8, 3.1.5, C
- [129] M. Heigoldt, A. Popp, K. Khrennikov, J. Wenz, S. Chou, S. Karsch, S. Bajlekov, S. Hooker, and B. Schmidt, “**Temporal evolution of longitudinal bunch profile in a laser wakefield accelerator,**” *Physical Review Special Topics - Accelerators and Beams*, vol. 18, no. 12, p. 121302, Dec. 2015. 2.4.2
- [130] H.-P. Schlenvoigt, K. Haupt, A. Debus, F. Budde, O. Jäckel, S. Pfotenhauer, H. Schworer, E. Rohwer, J. G. Gallacher, E. Brunetti, R. P. Shanks, S. M. Wiggins, and D. A. Jaroszynski, “**A compact synchrotron radiation source driven by a laser-plasma wakefield accelerator,**” *Nature Physics*, vol. 4, no. 2, pp. 130–133, Feb. 2008. 2.4.2, 4.1
- [131] A. Buck, K. Zeil, A. Popp, K. Schmid, A. Jochmann, S. D. Kraft, B. Hidding, T. Kudyakov, C. M. S. Sears, L. Veisz, S. Karsch, J. Pawelke, R. Sauerbrey, T. Cowan, F. Krausz, and U. Schramm, “**Absolute charge calibration of scintillating screens for relativistic electron detection,**” *The Review of Scientific Instruments*, vol. 81, no. 3, p. 033301, Mar. 2010. 2.4.2, 2.5.2, 4.2.1.2
- [132] K. A. Tanaka, T. Yabuuchi, T. Sato, R. Kodama, Y. Kitagawa, T. Takahashi, T. Ikeda, Y. Honda, and S. Okuda, “**Calibration of imaging plate for high energy electron spectrometer,**” *Review of Scientific Instruments*, vol. 76, no. 1, p. 013507, 2004. 2.4.2
- [133] K. Zeil, S. D. Kraft, A. Jochmann, F. Kroll, W. Jahr, U. Schramm, L. Karsch, J. Pawelke, B. Hidding, and G. Pretzler, “**Absolute response of Fuji imaging plate detectors to picosecond-electron bunches,**” *Review of Scientific Instruments*, vol. 81, no. 1, p. 013307, Jan. 2010. 2.4.2
- [134] S. Masuda, E. Miura, K. Koyama, and S. Kato, “**Absolute calibration of an electron spectrometer using high energy electrons produced by the laser-plasma interaction,**” *Review of Scientific Instruments*, vol. 79, no. 8, p. 083301, 2008. 2.4.2
- [135] C. Gahn, G. D. Tsakiris, K. J. Witte, P. Thirolf, and D. Habs, “**A novel 45-channel electron spectrometer for high intensity laser-plasma interaction studies,**” *Review of Scientific Instruments*, vol. 71, no. 4, pp. 1642–1645, 2000. 2.4.2
- [136] K. Schmid, L. Veisz, F. Tavella, S. Benavides, R. Tautz, D. Herrmann, A. Buck, B. Hidding, A. Marcinkevicius, U. Schramm, M. Geissler, J. Meyer-ter Vehn, D. Habs, and F. Krausz, “**Few-Cycle Laser-Driven Electron Acceleration,**” *Physical Review Letters*, vol. 102, no. 12, p. 124801, Mar. 2009. 2.4.2
- [137] V. I. Trunov, K. V. Lotov, K. V. Gubin, E. V. Pestryakov, S. N. Bagayev, and P. V. Logachev, “**Laser-driven plasma wakefield electron acceleration and coherent femtosecond pulse generation in X-ray and gamma ranges,**” *Journal of Physics : Conference Series*, vol. 793, no. 1, p. 012028, 2017. 2.4.2
- [138] R. Wagner, S.-Y. Chen, A. Maksimchuk, and D. Umstadter, “**Electron Acceleration by a Laser Wakefield in a Relativistically Self-Guided Channel,**” *Physical Review Letters*, vol. 78, no. 16, pp. 3125–3128, 1997. 2.4.2



- [139] M. Mirzaie, N. A. M. Hafz, S. Li, F. Liu, F. He, Y. Cheng, and J. Zhang, “**Enhanced electron yield from laser-driven wakefield acceleration in high-Z gas jets,**” *Review of Scientific Instruments*, vol. 86, no. 10, p. 103502, Oct. 2015. 2.4.2
- [140] O. Lundh, C. Rechatin, J. Lim, V. Malka, and J. Faure, “**Experimental Measurements of Electron-Bunch Trains in a Laser-Plasma Accelerator,**” *Physical Review Letters*, vol. 110, no. 6, p. 065005, 2013. 2.4.2
- [141] M. R. Islam, E. Brunetti, R. P. Shanks, B. Ersfeld, R. C. Issac, S. Cipiccia, M. P. Anania, G. H. Welsh, S. M. Wiggins, A. Noble, R. A. Cairns, G. Raj, and D. A. Jaroszynski, “**Near threshold electron injection in the laser plasma wakefield accelerator leading to femtosecond bunches,**” *New Journal of Physics*, vol. 17, no. 9, p. 093033, Sep. 2015. 2.4.2
- [142] S. J. Smith and E. M. Purcell, “**Visible Light from Localized Surface Charges Moving across a Grating,**” *Physical Review*, vol. 92, no. 4, pp. 1069–1069, Nov. 1953. 2.4.2, 4.4
- [143] H. Andrews, F. Bakkali Taheri, J. Barros, R. Bartolini, V. Bharadwaj, C. Clarke, N. Delerue, G. Doucas, N. Fuster-Martinez, M. Vieille-Grosjean, I. Konoplev, M. Labat, S. Le Corre, C. Perry, A. Reichold, and S. Stevenson, “**Reconstruction of the time profile of 20.35 GeV, subpicosecond long electron bunches by means of coherent Smith-Purcell radiation,**” *Physical Review Special Topics - Accelerators and Beams*, vol. 17, no. 5, p. 052802, May 2014. 2.4.2
- [144] A. Gopal, A. H. Woldegeorgis, S. Herzer, G. G. Paulus, P. Singh, W. Ziegler, and T. May, “**Smith purcell radiation in the terahertz regime using charged particle beams from laser matter interactions,**” *Laser and Particle Beams*, vol. 34, no. 1, pp. 187–191, Mar. 2016. 2.4.2
- [145] K. Nakamura, W. Wan, N. Ybarrolaza, D. Syversrud, J. Wallig, and W. P. Leemans, “**Broadband single-shot electron spectrometer for GeV-class laser-plasma-based accelerators,**” *Review of Scientific Instruments*, vol. 79, no. 5, p. 053301, 2008. 2.4.2
- [146] C. M. S. Sears, S. B. Cuevas, U. Schramm, K. Schmid, A. Buck, D. Habs, F. Krausz, and L. Veisz, “**A high resolution, broad energy acceptance spectrometer for laser wakefield acceleration experiments,**” *Review of Scientific Instruments*, vol. 81, no. 7, p. 073304, Jul. 2010. 2.4.2
- [147] S. Kneip, C. McGuffey, J. L. Martins, M. S. Bloom, V. Chvykov, F. Dollar, R. Fonseca, S. Jolly, G. Kalintchenko, K. Krushelnick, A. Maksimchuk, S. P. D. Mangles, Z. Najmudin, C. A. J. Palmer, K. T. Phuoc, W. Schumaker, L. O. Silva, J. Vieira, V. Yanovsky, and A. G. R. Thomas, “**Characterization of transverse beam emittance of electrons from a laser-plasma wakefield accelerator in the bubble regime using betatron x-ray radiation,**” *Physical Review Special Topics - Accelerators and Beams*, vol. 15, no. 2, p. 021302, 2012. 2.4.2
- [148] C. M. S. Sears, A. Buck, K. Schmid, J. Mikhailova, F. Krausz, and L. Veisz, “**Emit-tance and divergence of laser wakefield accelerated electrons,**” *Physical Review Special Topics - Accelerators and Beams*, vol. 13, no. 9, p. 092803, Sep. 2010. 2.4.2, 4.2.1.2
- [149] E. Brunetti, R. P. Shanks, G. G. Manahan, M. R. Islam, B. Ersfeld, M. P. Anania, S. Cipiccia, R. C. Issac, G. Raj, G. Vieux, G. H. Welsh, S. M. Wiggins, and D. A. Jaroszynski, “**Low Emittance, High Brilliance Relativistic Electron Beams from a Laser-Plasma Accelerator,**” *Physical Review Letters*, vol. 105, no. 21, p. 215007, Nov. 2010. 2.4.2

- [150] S. Fritzler, E. Lefebvre, V. Malka, F. Burgy, A. E. Dangor, K. Krushelnick, S. P. D. Mangles, Z. Najmudin, J.-P. Rousseau, and B. Walton, “**Emittance Measurements of a Laser-Wakefield-Accelerated Electron Beam**,” *Physical Review Letters*, vol. 92, no. 16, p. 165006, 2004. 2.4.2
- [151] Y. Glinec, J. Faure, A. Guemnie-Tafo, V. Malka, H. Monard, J. P. Larbre, V. D. Waele, J. L. Marignier, and M. Mostafavi, “**Absolute calibration for a broad range single shot electron spectrometer**,” *Review of Scientific Instruments*, vol. 77, no. 10, p. 103301, Oct. 2006. 2.4.2, 2.5.2
- [152] Y. Hayakawa, F. E. Eraso, W. C. Scarfe, A. G. Farman, K. Nishikawa, K. Kuroyanagi, and M. Smith, “**Technical note. Modulation transfer function analysis of a newly revised rotational panoramic machine**,” *Dento Maxillo Facial Radiology*, vol. 25, no. 5, pp. 302–306, Nov. 1996. 2.4.2, 4.2.1.2
- [153] R. Nowotny and A. Taubeck, “**A method for the production of composite scintillators for dosimetry in diagnostic radiology**,” *Physics in Medicine & Biology*, vol. 54, no. 6, p. 1457, 2009. 2.4.2, 4.4
- [154] D. Kaganovich, D. F. Gordon, and A. Ting, “**Observation of Large-Angle Quasimonoenergetic Electrons from a Laser Wakefield**,” *Physical Review Letters*, vol. 100, no. 21, p. 215002, May 2008. 2.4.2
- [155] L. Zhang, L.-M. Chen, W.-M. Wang, W.-C. Yan, D.-W. Yuan, J.-Y. Mao, Z.-H. Wang, C. Liu, Z.-W. Shen, A. Faenov, T. Pikuz, D.-Z. Li, Y.-T. Li, Q.-L. Dong, X. Lu, J.-L. Ma, Z.-Y. Wei, Z.-M. Sheng, and J. Zhang, “**Electron acceleration via high contrast laser interacting with submicron clusters**,” *Applied Physics Letters*, vol. 100, no. 1, p. 014104, Jan. 2012. 2.4.2
- [156] X. Yang, E. Brunetti, D. R. Gil, G. H. Welsh, F. Y. Li, S. Cipiccia, B. Ersfeld, D. W. Grant, P. A. Grant, M. R. Islam, M. P. Tooley, G. Vieux, S. M. Wiggins, Z. M. Sheng, and D. A. Jaroszynski, “**Three electron beams from a laser-plasma wakefield accelerator and the energy apportioning question**,” *Scientific Reports*, vol. 7, p. 43910, Mar. 2017. 2.4.2
- [157] G. E. Giakoumakis and D. M. Miliotis, “**Light angular distribution of fluorescent screens excited by x-rays**,” *Physics in Medicine and Biology*, vol. 30, no. 1, p. 21, 1985. 2.4.2
- [158] P. Schauer and J. Bok, “**Study of spatial resolution of YAG:Ce cathodoluminescent imaging screens**,” *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B : Beam Interactions with Materials and Atoms*, vol. 308, pp. 68–73, Aug. 2013. 2.4.2
- [159] “SIMION Ion and Electron Optics Simulator,” **SIMION**. 2.5.1.1
- [160] A. K. E. Omar, G. Baldacchino, I. Monnet, and P. Bouniol, “**Revisited water radiolysis at elevated pH by accounting  $O_3^-$  kinetics at low and high LET**,” *Royal Society of Chemistry*, vol. 5, no. 108, pp. 89 244–89 253, Oct. 2015. 2.5.2
- [161] A. Pak, C. Joshi, K. Marsh, W. Mori, and S. Martins, “Investigation of Ionization Induced Trapping in a Laser Wakefield Accelerator,” in *Particle accelerator. Proceedings, 23rd Conference, PAC’09, Vancouver, Canada, May 4-8, 2009*, 2010, **Lien**. 3.1.2.1
- [162] S. P. D. Mangles, A. G. R. Thomas, M. C. Kaluza, O. Lundh, F. Lindau, A. Persson, F. S. Tsung, Z. Najmudin, W. B. Mori, C.-G. Wahlström, and K. Krushelnick, “**Laser-Wakefield Acceleration of Monoenergetic Electron Beams in the First Plasma-Wave Period**,” *Physical Review Letters*, vol. 96, no. 21, p. 215001, 2006. 3.1.2.1, 4.2.1.2

- [163] V. B. Pathak, J. Vieira, R. A. Fonseca, and L. O. Silva, “**Effect of the frequency chirp on laser wakefield acceleration,**” *New Journal of Physics*, vol. 14, no. 2, p. 023057, 2012. 3.1.4
- [164] C. Rechatin, *Accélération d’électrons dans l’interaction laser-plasma : développement et caractérisation d’un injecteur optique*. Palaiseau, Ecole polytechnique, Jan. 2009, **Lien**. 3.1.7, 3.1.7, 3.3, C
- [165] S. V. Bulanov, T. J. Esirkepov, N. M. Naumova, F. Pegoraro, I. V. Pogorelsky, and A. M. Pukhov, “**Controlled wake field acceleration via laser pulse shaping,**” *IEEE Transactions on Plasma Science*, vol. 24, no. 2, pp. 393–399, 1996. 3.2.1
- [166] W. P. Leemans, P. Catravas, E. Esarey, C. G. R. Geddes, C. Toth, R. Trines, C. B. Schroeder, B. A. Shadwick, J. van Tilborg, and J. Faure, “**Electron-Yield Enhancement in a Laser-Wakefield Accelerator Driven by Asymmetric Laser Pulses,**” *Physical Review Letters*, vol. 89, no. 17, p. 174802, Oct. 2002. 3.2.1
- [167] A. K. Upadhyay, S. A. Samant, and S. Krishnagopal, “**Tailoring the laser pulse shape to improve the quality of the self-injected electron beam in laser wakefield acceleration,**” *Physics of Plasmas*, vol. 20, no. 1, p. 013106, 2013. 3.2.1
- [168] J. Ferri, X. Davoine, S. Fourmaux, J. C. Kieffer, S. Corde, K. T. Phuoc, and A. Lifschitz, “**Effect of experimental laser imperfections on laser wakefield acceleration and betatron source,**” *Scientific Reports*, vol. 6, p. 27846, Jun. 2016. 3.2.1
- [169] J. T. Mendonça and J. Vieira, “**Donut wakefields generated by intense laser pulses with orbital angular momentum,**” *Physics of Plasmas (1994-present)*, vol. 21, no. 3, p. 033107, Mar. 2014. 3.2.1, 3.2.1.1
- [170] J. Vieira and J. Mendonça, “**Nonlinear laser driven donut wakefields for positron and electron acceleration,**” *Physical Review Letters*, vol. 112, no. 21, p. 215001, May 2014. 3.2.1, 3.13, 3.2.1.1, C
- [171] J. R. Davies, “**Magnetic-field-limited currents,**” *Physical Review E*, vol. 68, no. 3, p. 037501, Sep. 2003. 3.2.1.1
- [172] G. Stancari, A. Valishev, G. Annala, G. Kuznetsov, V. Shiltsev, D. A. Still, and L. G. Vorobiev, “**Collimation with Hollow Electron Beams,**” *Physical Review Letters*, vol. 107, no. 8, p. 084802, 2011. 3.2.1.1
- [173] B. Pollock, F. Tsung, F. Albert, J. Shaw, C. Clayton, A. Davidson, N. Lemos, K. Marsh, A. Pak, J. Ralph, W. Mori, and C. Joshi, “**Formation of Ultrarelativistic Electron Rings from a Laser-Wakefield Accelerator,**” *Physical Review Letters*, vol. 115, no. 5, p. 055004, Jul. 2015. 3.2.1.1
- [174] T. Zhao, K. Behm, C. Dong, X. Davoine, S. Kalmykov, V. Petrov, V. Chvykov, P. Cummings, B. Hou, A. Maksimchuk, J. Nees, V. Yanovsky, A. Thomas, and K. Krushelnick, “**High-Flux Femtosecond X-Ray Emission from Controlled Generation of Annular Electron Beams in a Laser Wakefield Accelerator,**” *Physical Review Letters*, vol. 117, no. 9, p. 094801, Aug. 2016. 3.2.1.1
- [175] A. Deneud, L. Chopineau, A. Leblanc, and F. Quéré, “**Interaction of Ultraintense Laser Vortices with Plasma Mirrors,**” *Physical Review Letters*, vol. 118, no. 3, p. 033902, Jan. 2017. 3.2.3
- [176] C. Thaury, F. Quéré, J. P. Geindre, A. Levy, T. Ceccotti, P. Monot, M. Bougeard, F. Réau, P. d Oliveira, P. Audebert, R. Marjoribanks, and P. Martin, “**Plasma mirrors for ultrahigh intensity optics,**” *Nature Physics*, vol. 3, no. 6, pp. 424–429, Jun. 2007. 3.3.1

- [177] H. Bethe, “**Zur Theorie des Durchgangs schneller Korpuskularstrahlen durch Materie,**” *Annalen der Physik*, vol. 397, no. 3, pp. 325–400, Jan. 1930. 3.3.1
- [178] Y. Mejjadem, D. Belkić, S. Hyödynmaa, and A. Brahme, “**Calculations of electron energy loss straggling,**” *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B : Beam Interactions with Materials and Atoms*, vol. 173, no. 4, pp. 397–410, 2001. 3.3.1
- [179] H. S. Snyder and W. T. Scott, “**Multiple Scattering of Fast Charged Particles,**” *Phys. Rev.*, vol. 76, pp. 220–225, 1949. 3.3.1
- [180] G. R. Lynch and O. I. Dahl, “**Approximations to multiple Coulomb scattering,**” *Nucl. Instrum. Meth.*, vol. B58, pp. 6–10, 1991. 3.3.1
- [181] A. A. Soloviev, M. V. Starodubtsev, K. F. Burdonov, I. Y. Kostyukov, E. N. Nerush, A. A. Shaykin, and E. A. Khazanov, “**Two-screen single-shot electron spectrometer for laser wakefield accelerated electron beams,**” *Review of Scientific Instruments*, vol. 82, no. 4, p. 043304, Apr. 2011. 3.3.1
- [182] Particle Data Group, J. Beringer, J. F. Arguin, R. M. Barnett, K. Copic, O. Dahl, D. E. Groom, C. J. Lin, J. Lys, H. Murayama, C. G. Wohl, W. M. Yao, P. A. Zyla, C. Amsler, M. Antonelli, D. M. Asner, H. Baer, H. R. Band, T. Basaglia, C. W. Bauer, J. J. Beatty, V. I. Belousov, E. Bergren, and B. et al., “**Review of Particle Physics,**” *Physical Review D*, vol. 86, no. 1, p. 010001, Jul. 2012. 3.3.1
- [183] R. C. Issac, G. Vieux, G. H. Welsh, R. Shanks, E. Brunetti, S. Cipiccia, M. P. Anania, X. Yang, S. M. Wiggins, M. R. Islam, B. Ersfeld, J. Farmer, G. Raj, S. Chen, D. Clark, T. McCanny, and D. A. Jaroszynski, “**Electron beam pointing stability of a laser wakefield accelerator,**” vol. 7359, 2009, pp. 735 915–735 915–7. 3.3.2.1, 4.2.2.2
- [184] J. Galy, M. Mauřec, D. J. Hamilton, R. Edwards, and J. Magill, “**Bremsstrahlung production with high-intensity laser matter interactions and applications,**” *New Journal of Physics*, vol. 9, no. 2, p. 23, 2007. 4.1
- [185] A. Rousse, K. T. Phuoc, R. Shah, A. Pukhov, E. Lefebvre, V. Malka, S. Kiselev, F. Burgy, J.-P. Rousseau, D. Umstadter, and D. Hulin, “**Production of a keV X-Ray Beam from Synchrotron Radiation in Relativistic Laser-Plasma Interaction,**” *Physical Review Letters*, vol. 93, no. 13, p. 135005, Sep. 2004. 4.1, 4.4
- [186] H. Schworer, B. Liesfeld, H.-P. Schlenvoigt, K.-U. Amthor, and R. Sauerbrey, “**Thomson-Backscattered X Rays From Laser-Accelerated Electrons,**” *Physical Review Letters*, vol. 96, no. 1, p. 014802, Jan. 2006. 4.1
- [187] J. A. Clarke, *The Science and Technology of Undulators and Wigglers*, ser. Oxford Series on Synchrotron Radiation. Oxford, New York : Oxford University Press, Jul. 2004. 4.1
- [188] G. Hairapetian, P. Davis, C. E. Clayton, C. Joshi, S. C. Hartman, C. Pellegrini, and T. Katsouleas, “**Experimental demonstration of dynamic focusing of a relativistic electron bunch by an overdense plasma lens,**” *Physical Review Letters*, vol. 72, no. 15, pp. 2403–2406, Apr. 1994. 4.2
- [189] R. Lehe, C. Thaury, E. Guillaume, A. Lifschitz, and V. Malka, “**Laser-plasma lens for laser-wakefield accelerators,**” *Physical Review Special Topics - Accelerators and Beams*, vol. 17, no. 12, p. 121301, Dec. 2014. 4.2, 4.4
- [190] C. Thaury, E. Guillaume, A. Döpp, R. Lehe, A. Lifschitz, K. Ta Phuoc, J. Gautier, J.-P. Goddet, A. Tafzi, A. Flacco, F. Tissandier, S. Sebban, A. Rousse, and V. Malka, “**Demonstration of relativistic electron beam focusing by a laser-plasma lens,**” *Nature Communications*, vol. 6, p. 6860, Apr. 2015. 4.2

- [191] R. Govil, W. P. Leemans, E. Y. Backhaus, and J. S. Wurtele, “**Observation of Return Current Effects in a Passive Plasma Lens,**” *Physical Review Letters*, vol. 83, no. 16, pp. 3202–3205, Oct. 1999. 4.2
- [192] J. S. T. Ng, P. Chen, H. Baldis, P. Bolton, D. Cline, W. Craddock, C. Crawford, F. J. Decker, C. Field, Y. Fukui, V. Kumar, R. Iverson, F. King, R. E. Kirby, K. Nakajima, R. Noble, A. Ogata, P. Raimondi, D. Walz, and A. W. Weidemann, “**Observation of Plasma Focusing of a 28.5 GeV Positron Beam,**” *Physical Review Letters*, vol. 87, no. 24, p. 244801, Nov. 2001. 4.2
- [193] P. Muggli, B. E. Blue, C. E. Clayton, F. J. Decker, M. J. Hogan, C. Huang, C. Joshi, T. C. Katsouleas, W. Lu, W. B. Mori, C. L. O Connell, R. H. Siemann, D. Walz, and M. Zhou, “**Halo Formation and Emittance Growth of Positron Beams in Plasmas,**” *Physical Review Letters*, vol. 101, no. 5, p. 055001, 2008. 4.2
- [194] S. Kuschel, D. Hollatz, T. Heinemann, O. Karger, M. Schwab, D. Ullmann, A. Knetsch, A. Seidel, C. Rödel, M. Yeung, M. Leier, A. Blinne, H. Ding, T. Kurz, D. Corvan, A. Sävert, S. Karsch, M. Kaluza, B. Hidding, and M. Zepf, “**Demonstration of passive plasma lensing of a laser wakefield accelerated electron bunch,**” *Physical Review Accelerators and Beams*, vol. 19, no. 7, p. 071301, Jul. 2016. 4.2
- [195] J. van Tilborg, S. Steinke, C. Geddes, N. Matlis, B. Shaw, A. Gonsalves, J. Huijts, K. Nakamura, J. Daniels, C. Schroeder, C. Benedetti, E. Esarey, S. Bulanov, N. Bobrova, P. Sasorov, and W. Leemans, “**Active Plasma Lensing for Relativistic Laser-Plasma-Accelerated Electron Beams,**” *Physical Review Letters*, vol. 115, no. 18, p. 184802, Oct. 2015. 4.2, 4.4
- [196] M. P. Anania, E. Brunetti, S. M. Wiggins, D. W. Grant, G. H. Welsh, R. C. Issac, S. Cipiccia, R. P. Shanks, G. G. Manahan, C. Aniculaesei, S. B. v. d. Geer, M. J. d. Loos, M. W. Poole, B. J. A. Shepherd, J. A. Clarke, W. A. Gillespie, A. M. MacLeod, and D. A. Jaroszynski, “**An ultrashort pulse ultra-violet radiation undulator source driven by a laser plasma wakefield accelerator,**” *Applied Physics Letters*, vol. 104, no. 26, p. 264102, Jun. 2014. 4.2
- [197] G. G. Manahan, E. Brunetti, C. Aniculaesei, M. P. Anania, S. Cipiccia, M. R. Islam, D. W. Grant, A. Subiel, R. P. Shanks, R. C. Issac, G. H. Welsh, S. M. Wiggins, and D. A. Jaroszynski, “**Characterization of laser-driven single and double electron bunches with a permanent magnet quadrupole triplet and pepper-pot mask,**” *New Journal of Physics*, vol. 16, p. 103006, Oct. 2014, wOS :000344094100004. 4.2
- [198] R. Weingartner, M. Fuchs, A. Popp, S. Raith, S. Becker, S. W. Chou, M. Heigoldt, K. Khrennikov, J. Wenz, T. Seggebrock, B. Zeitler, Z. Major, J. Osterhoff, F. Krausz, S. Karsch, and F. Grüner, “**Imaging laser-wakefield-accelerated electrons using miniature magnetic quadrupole lenses,**” *Physical Review Special Topics - Accelerators and Beams*, vol. 14, no. 5, May 2011. 4.2
- [199] T. Eichner, F. Grüner, S. Becker, M. Fuchs, D. Habs, R. Weingartner, U. Schramm, H. Backe, P. Kunz, and W. Lauth, “**Miniature magnetic devices for laser-based, table-top free-electron lasers,**” *Physical Review Special Topics - Accelerators and Beams*, vol. 10, no. 8, p. 082401, Aug. 2007. 4.2
- [200] A. Chancé, O. Delferrière, J. Schwindling, C. Bruni, N. Delerue, A. Specka, B. Cros, G. Maynard, B. S. Paradkar, and P. Mora, “**Transport line for a multi-staged laser-plasma acceleration: DACTOMUS,**” *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, vol. 740, pp. 158–164, Mar. 2014. 4.2.1.1
- [201] *OPERA 3D Reference Manual*. Vector Fields Ltd. 4.2.1.1

- [202] “Tracewin,” *Lien*. 4.2.1.1
- [203] Y. Glinec, J. Faure, V. Malka, T. Fuchs, H. Szymanowski, and U. Oelfke, “**Radiotherapy with laser-plasma accelerators: Monte Carlo simulation of dose deposited by an experimental quasimonoenergetic electron beam,**” *Medical Physics*, vol. 33, no. 1, pp. 155–162, Jan. 2006. 4.3, 4.3.2
- [204] P. Koester, G. C. Bussolino, G. Cristoforetti, A. Faenov, A. Giulietti, D. Giulietti, L. Labate, T. Levato, T. Pikuz, and L. A. Gizzi, “**High-charge divergent electron beam generation from high-intensity laser interaction with a gas-cluster target,**” *Laser and Particle Beams*, vol. 33, no. 2, pp. 331–338, Jun. 2015. 4.3
- [205] G. C. Bussolino, A. Faenov, A. Giulietti, D. Giulietti, P. Koester, L. Labate, T. Levato, T. Pikuz, and L. A. Gizzi, “**Electron radiography using a table-top laser-cluster plasma accelerator,**” *Journal of Physics D : Applied Physics*, vol. 46, no. 24, p. 245501, 2013. 4.3
- [206] O. Lundh, C. Rechatin, J. Faure, A. Ben-Ismaïl, J. Lim, C. De Wagter, W. De Neve, and V. Malka, “**Comparison of measured with calculated dose distribution from a 120-MeV electron beam from a laser-plasma accelerator,**” *Medical Physics*, vol. 39, no. 6Part1, pp. 3501–3508, Jun. 2012. 4.3, 4.3.3
- [207] V. Favaudon, L. Caplier, V. Monceau, F. Pouzoulet, M. Sayarath, C. Fouillade, M.-F. Poupon, I. Brito, P. Hupé, J. Bourhis, J. Hall, J.-J. Fontaine, and M.-C. Vozenin, “**Ultrahigh dose-rate FLASH irradiation increases the differential response between normal and tumor tissue in mice,**” *Science Translational Medicine*, vol. 6, no. 245, pp. 245ra93–245ra93, Jul. 2014. 4.3, 4.4
- [208] A. Subiel, V. Moskvina, G. H. Welsh, S. Cipiccia, D. Reboredo, C. DesRosiers, and D. A. Jaroszynski, “**Challenges of dosimetry of ultra-short pulsed very high energy electron beams,**” *Physica Medica*, 2017. 4.3, 4.4
- [209] A. Balcerzyk and G. Baldacchino, “**Implementation of laser induced fluorescence in a pulse radiolysis experiment - a new way to analyze resazurin-like reduction mechanisms,**” *Analyst*, vol. 139, pp. 1707–1712, 2014. 4.3
- [210] J.W.T. Spinks & R.J. Woods, *An Introduction to Radiation Chemistry*. Wiley-Interscience, 1990. 4.3.2
- [211] J. Allison, K. Amako, J. Apostolakis, H. Araujo, P. A. Dubois, M. Asai, G. Barrand, R. Capra, S. Chauvie, R. Chytracsek, G. A. P. Cirrone, G. Cooperman, G. Cosmo, G. Cuttone, G. G. Daquino, M. Donszelmann, M. Dressel, G. Folger, F. Foppiano, J. Generowicz, V. Grichine, S. Guatelli, P. Gumplinger, A. Heikkinen, I. Hrivnacova, A. Howard, S. Incerti, V. Ivanchenko, T. Johnson, F. Jones, T. Koi, R. Kokoulin, M. Kossov, H. Kurashige, V. Lara, S. Larsson, F. Lei, O. Link, F. Longo, M. Maire, A. Mantero, B. Mascialino, I. McLaren, P. M. Lorenzo, K. Minamimoto, K. Murakami, P. Nieminen, L. Pandola, S. Parlati, L. Peralta, J. Perl, A. Pfeiffer, M. G. Pia, A. Ribon, P. Rodrigues, G. Russo, S. Sadilov, G. Santin, T. Sasaki, D. Smith, N. Starkov, S. Tanaka, E. Tcherniaev, B. Tome, A. Trindade, P. Truscott, L. Urban, M. Verderi, A. Walkden, J. P. Wellisch, D. C. Williams, D. Wright, and H. Yoshida, “**Geant4 developments and applications,**” *IEEE Transactions on Nuclear Science*, vol. 53, no. 1, pp. 270–278, Feb. 2006. 4.3.2
- [212] G. Mourou, B. Brocklesby, T. Tajima, and J. Limpert, “**The future is fibre accelerators,**” *Nature Photonics*, vol. 7, no. 4, pp. 258–261, Apr. 2013. 4.4
- [213] E. Guillaume, A. Döpp, C. Thaury, K. Ta Phuoc, A. Lifschitz, G. Grittani, J.-P. Goddet, A. Tafzi, S. Chou, L. Veisz, and V. Malka, “**Electron Rephasing in a Laser-Wakefield Accelerator,**” *Physical Review Letters*, vol. 115, no. 15, p. 155002, Oct. 2015. 4.4

- [214] P. Brijesh, C. Thaury, K. T. Phuoc, S. Corde, G. Lambert, V. Malka, S. P. D. Mangles, M. Bloom, and S. Kneip, “**Tuning the electron energy by controlling the density perturbation position in laser plasma accelerators,**” *Physics of Plasmas*, vol. 19, no. 6, p. 063104, Jun. 2012. 4.4
- [215] D. Kaganovich, D. F. Gordon, M. H. Helle, and A. Ting, “**Shaping gas jet plasma density profile by laser generated shock waves,**” *Journal of Applied Physics*, vol. 116, no. 1, p. 013304, Jul. 2014. 4.4
- [216] C.-T. Hsieh, C.-M. Huang, C.-L. Chang, Y.-C. Ho, Y.-S. Chen, J.-Y. Lin, J. Wang, and S.-Y. Chen, “**Tomography of Injection and Acceleration of Monoenergetic Electrons in a Laser-Wakefield Accelerator,**” *Physical Review Letters*, vol. 96, no. 9, p. 095001, Mar. 2006. 4.4
- [217] I. Dornmair, K. Floettmann, and A. Maier, “**Emittance conservation by tailored focusing profiles in a plasma accelerator,**” *Physical Review Special Topics - Accelerators and Beams*, vol. 18, no. 4, p. 041302, Apr. 2015. 4.4
- [218] Z.-H. He, A. G. R. Thomas, B. Beaurepaire, J. A. Nees, B. Hou, V. Malka, K. Krushelnick, and J. Faure, “**Electron diffraction using ultrafast electron bunches from a laser-wakefield accelerator at kHz repetition rate,**” *Applied Physics Letters*, vol. 102, no. 6, p. 064104, Feb. 2013. 4.4
- [219] R. D. Edwards, M. A. Sinclair, T. J. Goldsack, K. Krushelnick, F. N. Beg, E. L. Clark, A. E. Dangor, Z. Najmudin, M. Tatarakis, B. Walton, M. Zepf, K. W. D. Ledingham, I. Spencer, P. A. Norreys, R. J. Clarke, R. Kodama, Y. Toyama, and M. Tampo, “**Characterization of a gamma-ray source based on a laser-plasma accelerator with applications to radiography,**” *Applied Physics Letters*, vol. 80, no. 12, pp. 2129–2131, Mar. 2002. 4.4
- [220] S. Wang, C. E. Clayton, B. E. Blue, E. S. Dodd, K. A. Marsh, W. B. Mori, C. Joshi, S. Lee, P. Muggli, T. Katsouleas, F. J. Decker, M. J. Hogan, R. H. Iverson, P. Raimondi, D. Walz, R. Siemann, and R. Assmann, “**X-Ray Emission from Betatron Motion in a Plasma Wiggler,**” *Physical Review Letters*, vol. 88, no. 13, p. 135004, Mar. 2002. 4.4
- [221] K. T. Phuoc, S. Corde, C. Thaury, V. Malka, A. Tafzi, J. P. Goddet, R. C. Shah, S. Sebban, and A. Rousse, “**All-optical Compton gamma-ray source,**” *Nature Photonics*, vol. 6, no. 5, pp. 308–311, May 2012. 4.4
- [222] W. P. Leemans, C. G. R. Geddes, J. Faure, C. Tóth, J. van Tilborg, C. B. Schroeder, E. Esarey, G. Fubiani, D. Auerbach, B. Marcellis, M. A. Carnahan, R. A. Kaindl, J. Byrd, and M. C. Martin, “**Observation of Terahertz Emission from a Laser-Plasma Accelerated Electron Bunch Crossing a Plasma-Vacuum Boundary,**” *Physical Review Letters*, vol. 91, no. 7, p. 074802, Aug. 2003. 4.4
- [223] S. A. Reed, V. Chvykov, G. Kalintchenko, T. Matsuoka, P. Rousseau, V. Yanovsky, C. R. Vane, J. R. Beene, D. Stracener, D. R. Schultz, and A. Maksimchuk, “**Photonuclear fission with quasimonoenergetic electron beams from laser wakefields,**” *Applied Physics Letters*, vol. 89, no. 23, p. 231107, Dec. 2006. 4.4
- [224] J. M. Cole, J. C. Wood, N. C. Lopes, K. Poder, R. L. Abel, S. Alatabi, J. S. J. Bryant, A. Jin, S. Kneip, K. Mecseki, D. R. Symes, S. P. D. Mangles, and Z. Najmudin, “**Laser-wakefield accelerators as hard x-ray sources for 3d medical imaging of human bone,**” *Scientific Reports*, vol. 5, p. srep13244, Aug. 2015. 4.4
- [225] F. Albert and A. G. R. Thomas, “**Applications of laser wakefield accelerator-based light sources,**” *Plasma Physics and Controlled Fusion*, vol. 58, no. 10, p. 103001, 2016. 4.4

- [226] B. Brozek-Pluska, D. Gligler, A. Hallou, V. Malka, and Y. A. Gauduel, “**Direct observation of elementary radical events: low- and high-energy radiation femtochemistry in solutions,**” *Radiation Physics and Chemistry*, vol. 72, no. 2, pp. 149–157, Feb. 2005. 4.4
- [227] Y. A. Gauduel, “**Laser-plasma accelerator and femtosecond photon sources-based ultrafast radiation chemistry and biophysics,**” *Journal of Instrumentation*, vol. 12, no. 02, p. C02048, 2017. 4.4
- [228] F. W. Hensley, “**Present state and issues in IORT Physics,**” *Radiation Oncology*, vol. 12, p. 37, 2017. 4.4





**Titre :** Accélération laser-plasma : mise en forme de faisceaux d'électrons pour les applications

**Mots clefs :** Laser, plasma, accélération, électrons

**Résumé :** L'accélération laser plasma (ALP) est le produit de l'interaction non linéaire entre un faisceau laser intense ( $\approx 10^{18}$  W/cm<sup>2</sup>) et une cible gazeuse. Sous certaines conditions, l'onde plasma générée, peut piéger et accélérer des électrons à des énergies très importantes grâce à des champs accélérateurs élevés ( $\approx 50$  GV/m). Ce processus très prometteur fait l'objet de nombreux travaux au sein de la communauté, qui, après avoir identifié les mécanismes de base, cherche aujourd'hui à améliorer les propriétés de la source (énergie, divergence, reproductibilité...). Les applications de ces faisceaux d'électrons issus de sources ultra-compactes sont variées. Parmi celles-ci, la physique des hautes énergies pour laquelle a été conçu le schéma d'accélération multi-étage. Il s'agit d'un concept basé sur la succession d'étages accélérateurs pour répondre à la problématique de l'augmentation de la longueur d'accélération en vue d'augmenter l'énergie des électrons. Dans sa version de

base, un premier étage (injecteur) fournit un faisceau d'électrons d'énergie modérée doté d'une charge très importante. Ce faisceau est alors accéléré vers de plus hautes énergies dans un second étage appelé accélérateur. Cette thèse s'inscrit dans une série de travaux préliminaires aux expériences d'accélération laser plasma double-étage prévues sur la plateforme expérimentale CILEX autour du laser APOLLON 10 PW. Dans ce cadre, une nouvelle cible a été conçue et caractérisée avec le laser UHI100. Les propriétés du faisceau d'électrons ont ensuite été modifiées par une mise en forme optique du faisceau laser produisant l'onde de plasma, ainsi que par mise en forme magnétique.

Ce dernier dispositif nous a permis de pouvoir utiliser la source d'électrons pour une application visant à mettre au point un système de dosimétrie adapté au fort débit de dose associé aux électrons issus de l'ALP.

**Title :** Laser plasma acceleration : electron beams shaping for applications

**Keywords :** Laser, plasma, acceleration, electrons

**Abstract :** Laser plasma acceleration (LPA) comes from the nonlinear interaction between an intense laser beam ( $\approx 10^{18}$  W/cm<sup>2</sup>) and a gas target. The plasma wave which is generated can, trap and accelerate electrons to very high energies due to large accelerating fields ( $\approx 50$  GV/m). Numerous studies have been done on this promising process among our scientific community aiming at understanding the basic mechanisms involved. As a second step, we now try to improve the properties of the source (energy, divergence, reproducibility...).

Such ultra-compact electronic sources can be used for various applications. Among them, high energy physics for which a specific scheme was designed, based on the multi-stage acceleration. The scheme relies on the addition of successive accelerating modules to increase the effective accelerating length and therefore the final electron energy. In its basic version, a first

stage (injector) delivers an electron beam at moderate energy including a high charge. This beam is then accelerated to high energy through a second stage (accelerator). This thesis is part of preliminary studies performed to prepare the future 2-stages laser plasma accelerator that will be developed on platform CILEX with APOLLON 10 PW laser.

In this context, a new target has been designed and characterized with the UHI100 laser. Then the electron beam properties have been adjusted by optical shaping of the laser generating the plasma wave, and also by magnetic shaping.

The electron beam, magnetically shaped, has been used for a specific application devoted to the set-up of a new dosimetric diagnostic, dedicated to the measurement of high dose rate delivered by these electrons from LPA.