



HAL
open science

Développement d'un injecteur pour l'accélération laser plasma multi-étages

Thomas Audet

► **To cite this version:**

Thomas Audet. Développement d'un injecteur pour l'accélération laser plasma multi-étages. Physique des plasmas [physics.plasm-ph]. Université Paris Saclay (COMUE), 2016. Français. NNT : 2016SACLS424 . tel-01429820

HAL Id: tel-01429820

<https://theses.hal.science/tel-01429820>

Submitted on 9 Jan 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 : 2016SACLS424

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

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

par

M. THOMAS AUDET

Développement d'un injecteur pour l'accélération laser plasma
multi-étages

Thèse présentée et soutenue à Orsay, le 10 novembre 2016.

Composition du Jury :

M. PATRICK MORA	Professeur Ecole Polytechnique, CPhT, CNRS.	(Président du jury)
M. DANILO GIULIETTI	Professeur University of Pisa, INFN.	(Rapporteur)
M. DINO JAROSZYNSKI	Professeur University of Strathclyde.	(Rapporteur)
M. RALPH ASSMANN	Leading scientist CERN, DESY.	(Examineur)
M. GILLES MAYNARD	Directeur de recherche CNRS, LPGP.	(Directeur de thèse)



Thèse préparée au sein de l'équipe Interaction et Transport de Faisceaux Intenses dans les Plasmas (ITFIP), du

Laboratoire de Physique des Gaz et Plasmas (LPGP), UMR 8578
Bâtiment 210, CNRS – Université Paris-Sud,
91405, Orsay Cedex
France

La dernière démarche de la raison est de reconnaître qu'il y a une infinité de choses qui la surpassent.

Extrait de « Pensées » (1670), BLAISE PASCAL

À ma famille, mes amis,

Remerciements

Cette thèse, et les trois années qui ont été nécessaires pour la compléter, furent à la fois une aventure stimulante et un défi. Tout cela n'aurait été possible sans de nombreuses personnes que je tiens à remercier ici.

Tout d'abord je tiens à remercier ma directrice d'équipe Brigitte Cros, qui m'a fait découvrir ce domaine à la frontière des plasmas, des lasers et des accélérateurs de particules. Nombre de ses conseils lors des expériences se sont avérés cruciaux lors de l'analyse des données, et je suis certain que son regard critique m'a permis d'améliorer mes compétences scientifiques aussi bien que mes capacités de communication. Je voudrais également remercier mon directeur de thèse Gilles Maynard. Ses explications scientifiques, toujours pleines de recul m'ont souvent permis d'aborder les problèmes sous un nouvel angle et d'améliorer ma compréhension de la physique, parfois même en dehors du cadre de cette thèse. Un grand merci également à Frédéric Desforges pour toute son aide au niveau de l'analyse des données, lors de notre campagne expérimentale à Lund, et plus généralement pour tout son soutien. Merci aussi à Patrick Lee pour tous les calculs qu'il a fait pour moi, et nos discussions scientifiques, ou non. Enfin je remercie également les anciens membres de l'équipe ITFIP, Jinchuan Ju, pour son travail qui a ouvert la voie pour le début de ma thèse, ainsi que Booshan Paradkar pour ses explications et ses calculs au début de ma thèse.

Je remercie également le laboratoire qui m'a accueilli, le LPGP, et son directeur actuel Tiberiu Minea. Merci à tous les doctorants, Martin Rudolph, Benjamin Seznec, Steven Arbeltier, Felipe Cemin et aux autres membres du laboratoire Charles Ballage, TJ Petty et Daniel Lundin avec qui j'ai souvent partagé des instants de détente. Merci également à Sophie Grannon et Nicolas Dessaints pour les préparations de mes missions, Michel Pascanu et Marc Bisson pour leur aide au niveau des outils informatiques et Thierry Devillers pour son aide logistique notamment lors de l'édition de cette thèse.

Au cours de cette thèse, j'ai participé à de nombreuses campagnes expérimentales, notamment avec le CEA. Je remercie donc Sandrine Dobosz Dufrenoy et Antoine Maitrallain du LIDyl, avec qui j'ai apprécié passer de longues journées dans le sous-sol d'UHI100, et Antoine Chancé du SACM pour ses calculs sur la ligne DACTOMUS et ses explications sur le transport de faisceau. Je remercie également l'équipe du LLC, son directeur Claes-Göran Wahlström, ainsi que Martin Hansson, Bastian Aurand, Anders Persson, Olle Lundh et Isabel Gallardo Gonzalez pour leur accueil et leur disponibilité lors de la campagne expérimentale à Lund.

Je remercie également Dino Jaroszynski et Danilo Giuliatti d'avoir accepté la lourde tâche de rapporteur, et également Ralph Assmann et Patrick Mora pour avoir accepté de faire partie de mon jury de thèse.

En dehors de cet environnement de travail, je tiens à remercier mes proches pour leur soutien lors de cette thèse. Notamment à Emeric pour nos discussions interminables, et au LGP, soupape de décompression et source intarissable de divertissement. À Rafou, toujours motivé

pour me changer les idées, à Jordan pour nos ballades et découvertes champêtres, à Nono pour sa bonne humeur, à Marie qui m'a souvent remonté le moral et à Yoh pour ses histoires et sa géographie. Evidemment, je remercie ma famille, mon frère, et bien sûr mes parents qui m'ont toujours soutenu et encouragé à poursuivre dans la voie qui me plaisait.

Table des matières

Introduction	1
1 Physique de l'accélération d'électrons par sillage laser plasma	5
1.1 Introduction	6
1.1.1 Le plasma	6
1.1.2 Le laser	7
1.2 Accélération d'un électron dans une onde de plasma	9
1.2.1 Équations du modèle	9
1.2.2 Solutions particulières dans le régime linéaire et dans le régime de la bulle	12
1.2.3 Effets non-linéaires	16
1.3 Injection d'électrons du plasma dans l'onde de sillage	18
1.3.1 Introduction	18
1.3.2 Conditions de piégeage des électrons dans une onde plasma	19
1.3.3 Auto-injection	21
1.3.4 Injection dans un gradient de densité	22
1.3.5 Injection induite par ionisation	23
1.3.6 Injections optiques	24
1.3.7 Discussion	25
1.4 Limites de l'accélération laser plasma	27
1.4.1 Épuisement de l'énergie laser	27
1.4.2 Diffraction du laser	27
1.4.3 Déphasage des électrons	28
1.4.4 Lois d'échelles	28
1.4.5 L'accélération multi-étages comme moyen de repousser les limites	30
1.5 Conclusion	31
2 Cellule de gaz de longueur variable : ELISA	33
2.1 Introduction	34
2.2 Caractérisation expérimentale de la densité moyenne	35
2.2.1 Dispositif expérimental	35
2.2.2 Méthode d'analyse des données	37
2.2.3 Résultats	38
2.2.4 Conclusion	39
2.3 Caractérisation du profil de densité par simulation numérique	40
2.3.1 Ordres de grandeurs et modèles physiques	40
2.3.2 Géométrie et conditions aux limites	42
2.3.3 Résultats	42
2.3.4 Discussion	43
2.4 Conclusion	44

3	Techniques expérimentales et méthodes d'analyse	47
3.1	Le laser du Lund Laser Centre	48
3.1.1	Caractéristiques	48
3.1.2	Stabilisation et mise en forme	49
3.1.3	Diagnostics	52
3.1.4	Intensité sur cible	56
3.2	Le laser du LIDyL : UHI100	59
3.2.1	Caractéristiques	59
3.2.2	Mise en forme	59
3.2.3	Intensité sur cible	60
3.3	Diagnostics des paquets d'électrons	63
3.3.1	Traitement du bruit	63
3.3.2	Charge des paquets d'électrons	64
3.3.3	Pointé et divergence	65
3.3.4	Distribution en énergie	67
3.4	Conclusion	72
4	Étude paramétrique des propriétés de la source d'électrons	73
4.1	Introduction	74
4.2	Influence de la densité	75
4.2.1	Considérations générales	75
4.2.2	Charge accélérée et divergence des paquets d'électrons en fonction de la densité électronique	76
4.2.3	Influence sur la distribution en énergie des paquets d'électrons	78
4.2.4	Conclusion	82
4.3	Influence du pourcentage d'azote	83
4.4	Influence de la longueur du plasma	85
4.5	Influence de la position du plan focal	87
4.6	Charge en fonction de l'énergie réduite	91
4.7	Impact de l'installation laser sur les caractéristiques de la source	95
4.7.1	Impact sur la charge des paquets d'électrons	95
4.7.2	Impact sur l'énergie des électrons	96
4.7.3	Impact sur la stabilité du pointé et la divergence	97
4.8	Conclusion	99
5	Transport et focalisation des paquets d'électrons	103
5.1	Contraintes sur les paquets d'électrons pour l'injection dans un second étage	104
5.2	Ligne de transport et de diagnostic : DACTOMUS	105
5.2.1	Introduction	105
5.2.2	Temps d'arrivée	106
5.2.3	Focalisation	107
5.2.4	Impact du système de mesure sur les distributions	108
5.3	Résultats expérimentaux	112
5.3.1	Transmission de la charge	112
5.3.2	Fluctuations de pointé	114
5.3.3	Diagnostic en énergie	116
5.4	Injection dans un second étage	118
5.5	Conclusion	121

Conclusion et perspectives	123
Liste des notations	127
Liste des figures	129
Liste des tableaux	137
Bibliographie	139

Introduction

Les accélérateurs conventionnels

Les premiers accélérateurs de particules, développés dans les années 1920-1930, exploitaient un champ électrostatique généré par une haute tension statique appliquée entre deux électrodes. Dans ce cas l'énergie de la particule est donnée par son nombre de charge que multiplie la différence de potentiel entre sa position d'émission et d'extraction. La technologie a ensuite évolué et l'utilisation de champs électriques de haute fréquence a permis d'augmenter l'énergie des particules. Les particules peuvent subir plusieurs accélérations successives en passant dans une suite de cavités dans lesquelles règne un champ électrique haute fréquence. Ces cavités sont appelées cavités radiofréquences (RF) et sont utilisées dans les accélérateurs conventionnels actuels. Le principal inconvénient de cette technologie est la limitation des champs électriques maximaux par les claquages. En effet, un vide de l'ordre de $\sim 10^{-8}$ mbar règne dans la cavité et l'effet de pointe sur les rugosités de la surface interne de la cavité peut augmenter localement la valeur du champ, déclenchant des claquages dans la cavité. Ainsi les champs dans les cavités radiofréquences sont limités à des valeurs de l'ordre de $|\vec{E}_{max}| \sim 50$ MV/m. Pour augmenter l'énergie des particules il faut donc nécessairement augmenter la longueur d'accélération. Dans une géométrie linéaire cela implique de construire d'importantes infrastructures [1]. Ainsi le plus grand accélérateur linéaire du monde situé au *Stanford Linear Accelerator Center* (SLAC) est long de 3.2 km et est abrité par le plus long bâtiment des États-Unis pour atteindre 50 GeV d'énergie cinétique communiquée à des électrons.

Une façon d'augmenter la longueur d'accélération tout en conservant une taille raisonnable est de replier l'accélérateur sur lui même dans une géométrie circulaire. Les particules pourront alors faire de nombreux tours dans l'accélérateur et être accélérées à de plus hautes énergies. Cette géométrie pose cependant d'autres problèmes, en effet les particules chargées parcourant une trajectoire circulaire perdent par rayonnement synchrotron une énergie proportionnelle au rapport de leur énergie et de leur masse à la puissance 4, divisée par le rayon de la trajectoire ($\propto E_{particule}^4/m^4R$). De plus, des champs magnétiques intenses doivent être utilisés pour courber la trajectoire des particules et plus l'énergie des particules est élevée plus les champs magnétiques doivent être de grande amplitude, conduisant à l'augmentation du rayon de l'accélérateur circulaire avec l'énergie des particules.

Le plus grand accélérateur circulaire d'électrons jamais construit est le *Large Electron Positron collider* (LEP) à proximité de Genève, dont la circonférence de l'anneau de collision était d'environ 27 km. Il a été démantelé en 2000 et remplacé par le *Large Hadron Collider* (LHC) en 2008. Les projets pour les futurs collisionneurs incluent le projet FCC (Futur Circular Collider), encore à l'étude, qui prévoit un anneau de collision de 80 à 100 km de circonférence pour remplacer le LHC.

Malgré leurs limitations, les accélérateurs conventionnels restent à la pointe avec le record

d'énergie communiquée à des électrons (104 GeV au LEP). De plus, leur fiabilité, leur reproductibilité, et leur précision en font un outil particulièrement adapté pour l'étude de la physique des particules à haute énergie et la production de rayonnement.

L'accélération laser plasma

Le plasma, est un gaz partiellement ou totalement ionisé dans lequel des ions et des électrons libres cohabitent. Il est possible par différents mécanismes de produire une séparation spatiale des ions et des électrons composant un plasma pour générer des champs électriques locaux de forte amplitude. L'interaction d'un laser ultra-intense, dont l'intensité est de l'ordre de $I_L \sim 10^{18}$ W/cm², avec un plasma permet par des mécanismes décrits dans la suite de cette thèse de produire cette séparation de charge à l'arrière de l'impulsion laser et ainsi de la propager avec le laser. Cette technique, proposée pour la première fois en 1979 par *Tajima et Dawson* [2], est appelée accélération laser plasma (ALP) et peut créer des champs électriques de grande amplitude, de l'ordre de $|\vec{E}_{max}| \sim 1 - 100$ GV/m, soit de trois ordres de grandeurs supérieurs aux champs maximaux atteignables dans les cavités RF. On peut ainsi envisager d'accélérer des électrons à une énergie équivalente sur des longueurs plus faibles, et ce dans une géométrie linéaire. Cette technique permet également, dans certaines conditions et notamment dans les régimes de forte intensité laser et lorsque l'onde dans son sillage est non-linéaire, d'injecter et d'accélérer des électrons c'est-à-dire de générer une source d'électrons. Ainsi, en 2014 *Leemans et al.* [3] ont démontré l'accélération d'électrons jusqu'à 4.2 GeV dans un plasma d'une longueur de 9 cm, ce constitue le record actuel sur l'énergie d'électrons accélérés par ALP.

Bien que cette technique d'accélération nécessite une énergie laser allant du Joule à la centaine de Joules et implique donc des installations laser de grande envergure, elle reste une alternative prometteuse. Elle pourrait en effet permettre de réduire le coût des collisionneurs de particules qui explorent peut-être les limites du modèle standard.

Cette technique pourrait également constituer une alternative aux accélérateurs conventionnels pour certaines applications comme la production d'isotopes médicaux, à plus long terme l'hadronthérapie ou encore l'imagerie et la spectroscopie par rayon X. En effet dans certains régimes des électrons accélérés par la technique laser-plasma génèrent un rayonnement X similaire à un rayonnement synchrotron lors de leur accélération. Ce rayonnement est caractérisé par une bonne cohérence spatiale liée à l'extension réduite de la source (de l'ordre de quelques μm) favorable pour de l'imagerie X à contraste de phase et par une durée très brève qui peut permettre une résolution temporelle de l'ordre de quelques femtosecondes (fs). Les électrons accélérés par ALP peuvent aussi être utilisés pour générer des rayons X par le biais de la diffusion Compton inverse [4]. Les paquets d'électrons générés par cette technique étant ultra-courts (initialement de l'ordre de quelques fs) on peut également imaginer les utiliser pour de la diffraction électronique ultra-rapide permettant de sonder la dynamique de réactions chimiques.

Certaines de ces applications, comme l'imagerie X par contraste de phase sont déjà une réalité [5] mais la plupart nécessitent encore des améliorations des propriétés des électrons accélérés par ALP. En effet les applications nécessitent une meilleure reproductibilité tir à tir des propriétés des paquets d'électrons. L'utilisation des faisceaux d'électrons générés par ALP comme source de lumière se positionne en complément des synchrotrons et des FEL

(*Free Electron Lasers i.e.* lasers à électrons libres) mais reste pour l'instant très préliminaire. L'instabilité de l'ALP liée au caractère non-linéaire de l'interaction, et la cadence faible limitant les flux de photons moyens atteignables, sont les principales limitations actuelles.

L'énergie des électrons devra être augmentée tant pour les sources de lumière que pour imaginer concevoir des collisionneurs laser plasma. La divergence et la charge des paquets produits devront être stabilisés et la dispersion en énergie des électrons devra être réduite en dessous de 1%. La stabilisation passe par un meilleur contrôle à la fois des paramètres lasers et des mécanismes d'accélération laser plasma, en particulier de l'injection des électrons dans la structure accélératrice. Cette stabilité devra également être accompagnée d'une augmentation de la cadence de tir, permettant d'augmenter les flux moyens de lumière pour les applications d'imagerie, et de particules pour de futurs collisionneurs. Cette augmentation de cadence trouvera peut être une solution dans les progrès constants de la technologie laser et notamment des systèmes lasers fibrés permettant des cadences de l'ordre du kHz, mais nécessitent encore un important travail afin d'augmenter l'énergie par impulsion. Malgré ces progrès de la technologie laser, le taux de répétition des expériences d'ALP est souvent limité par la capacité de pompage des enceintes expérimentales, la cible gazeuse étant pulsée dans l'enceinte. Des cibles en écoulement permanent associées à un pompage local devront donc être développées pour augmenter la cadence de tir des expériences d'accélération laser plasma.

L'ALP multi-étages

L'ALP multi-étages consiste à séparer l'accélération en au moins deux section laser plasma distinctes. Ce schéma présente de nombreux avantages dont en premier lieu celui de surpasser les longueurs d'accélération maximales. En effet, en plus d'autres mécanismes abordés par la suite, l'accélération laser plasma repose sur l'énergie laser communiqué aux électrons du plasma et ultimement aux électrons accélérés, ce qui limite la longueur maximale sur laquelle ce mécanisme peut avoir lieu. L'ALP multi-étage a donc comme objectif d'augmenter l'énergie maximale des paquets d'électrons produits par ALP.

L'ALP multi-étages a également pour avantage d'augmenter le contrôle des propriétés des électrons en séparant un premier étage injecteur d'un second étage purement accélérateur. L'objectif de l'injecteur est de générer des paquets d'électrons, or les mécanismes permettant d'injecter des électrons dans l'onde de plasma reposent sur des intensités laser relativement élevée et une évolution non-linéaire de l'onde de plasma difficile à contrôler sur de grandes distances, nécessaires pour atteindre de hautes énergies. Séparer l'étage injecteur d'un second étage accélérateur permet de se concentrer sur le contrôle et la qualité de faisceau dans l'étage injecteur tout en accélérant des électrons à haute énergie dans l'étage accélérateur. De plus, multiplier les étages accélérateurs permet de réduire l'énergie laser par étage, et ainsi de potentiellement augmenter la cadence de tir.

Cette thèse s'inscrit dans le cadre du projet CILEX (Centre Interdisciplinaire de la Lumière EXtrême) qui doit utiliser le laser Apollon [6] actuellement en construction sur le plateau de Saclay en Essonne. Cette installation laser fournira plusieurs faisceaux laser PW (un faisceau 10 PW, 150J, 15 fs et un faisceau 1 PW, 15J, 15 fs). L'objectif général du projet CILEX est de fournir à la communauté scientifique des salles d'expériences et des faisceaux laser PW pour l'étude de l'interaction laser-matière à haute intensité. Cela inclut l'ALP

d'électrons, leur interaction avec des impulsions laser PW, la production de positrons par collision avec des cibles de Z élevés ainsi que leur injection dans un second étage laser plasma. Des expériences d'accélération laser plasma multi-étages sont donc en cours de conception. Cette thèse a pour objectif d'étudier la production de paquets d'électrons par ALP, et ainsi le développement d'un prototype du premier étage des expériences d'ALP multi-étages de CILEX, aussi appelé injecteur.

Dans la suite de ce manuscrit, on abordera d'abord dans le Chap. 1 la physique de l'ALP, ses limites et les mécanismes permettant de comprendre les résultats expérimentaux présentés ensuite. On présentera ensuite dans le Chap. 2 la cible gazeuse conçue comme le prototype de l'injecteur pour les expériences multi-étages qui auront lieu dans le cadre de CILEX / Apollon. Le Chap. 3 est consacré à la description des systèmes laser utilisés au cours de cette thèse, aux techniques permettant d'acquérir les résultats expérimentaux ainsi qu'aux méthodes d'analyse de ces résultats. Les Chap. 4 et 5 traitent des résultats expérimentaux, d'abord concernant les propriétés des électrons issus de notre cible puis du transport et de la focalisation de ces électrons par une ligne magnétique pour leur utilisation dans un futur second étage laser plasma.

Chapitre 1

Physique de l'accélération d'électrons par sillage laser plasma

Ce premier chapitre est consacré à la présentation du cadre théorique nécessaire à la compréhension de l'accélération d'électrons par sillage laser plasma. On décrira d'abord une onde de plasma et comment une telle onde peut accélérer des électrons. On s'intéressera ensuite à l'injection des électrons dans une onde de plasma avant d'aborder les limites de l'accélération laser plasma et les moyens de les repousser. L'ensemble des notations et conventions choisies est résumé dans la *Liste des notations* (page 128).

Sommaire

1.1	Introduction	6
1.1.1	Le plasma	6
1.1.2	Le laser	7
1.2	Accélération d'un électron dans une onde de plasma	9
1.2.1	Équations du modèle	9
1.2.2	Solutions particulières dans le régime linéaire et dans le régime de la bulle	12
1.2.3	Effets non-linéaires	16
1.3	Injection d'électrons du plasma dans l'onde de sillage	18
1.3.1	Introduction	18
1.3.2	Conditions de piègeage des électrons dans une onde plasma	19
1.3.3	Auto-injection	21
1.3.4	Injection dans un gradient de densité	22
1.3.5	Injection induite par ionisation	23
1.3.6	Injections optiques	24
1.3.7	Discussion	25
1.4	Limites de l'accélération laser plasma	27
1.4.1	Épuisement de l'énergie laser	27
1.4.2	Diffraction du laser	27
1.4.3	Déphasage des électrons	28
1.4.4	Lois d'échelles	28
1.4.5	L'accélération multi-étages comme moyen de repousser les limites	30
1.5	Conclusion	31

1.1 Introduction

1.1.1 Le plasma

Le plasma est le quatrième état de la matière, le plus répandu dans l'univers. Il consiste en un gaz partiellement ou totalement ionisé et est donc composé d'un mélange d'électrons libres et d'ions, atomes totalement ou partiellement ionisés. Il est électriquement neutre sur une échelle spatiale supérieure à la longueur de Debye électronique donnée par : $\lambda_{Debye} = \sqrt{\varepsilon_0 k_B T / n_e e^2}$, avec ε_0 la permittivité diélectrique du vide, k_B la constante de Boltzmann, T la température, n_e la densité électronique et e la charge d'un électron. Notons que pour les courtes échelles de temps auxquelles on s'intéresse ici, les ions, du fait de leur grande inertie, peuvent être considérés immobiles et une densité ionique n_i indépendante du temps leur est associée.

Prenons pour simplifier une description à une dimension avec x la variable d'espace et t le temps. Si on introduit une perturbation de la position des électrons, telle que les électrons initialement à la position d'équilibre x_0 soient déplacés d'une quantité $\chi(x_0, t)$, une force de rappel Coulombienne liée à la séparation de charges s'exerce alors sur les électrons dont la position satisfait l'équation du mouvement :

$$\frac{\partial^2 \chi}{\partial t^2} + \frac{n_{e0} e^2}{\varepsilon_0 m_e} \chi = 0 \quad (1.1)$$

avec n_{e0} la densité électronique initiale et m_e la masse d'un électron. La position des électrons vérifie donc l'équation d'un oscillateur harmonique de pulsation $\omega_{pe} = \sqrt{n_{e0} e^2 / \varepsilon_0 m_e}$, nommée pulsation plasma, à laquelle on associe la période plasma $T_{pe} = 2\pi / \omega_{pe}$ qui nous donne le temps caractéristique de la dynamique d'un plasma soumis à une perturbation. Les électrons oscillent autour de leur position d'équilibre créant ainsi une onde plasma. On peut noter que cette onde n'est pas amortie, car nous nous plaçons dans le régime des plasmas faiblement collisionnels, pour lesquels la fréquence de collision est beaucoup plus petite que ω_{pe} .

À une densité suffisante, correspondant à des pressions supérieures au mbar, et si la perturbation de densité est significative, cette onde de plasma peut générer des champs électriques de grande amplitude. De plus, si la perturbation de charge se déplace au cours du temps, alors l'onde de plasma sera propagative et le champ électrique associé à la séparation de charge de l'onde pourra accélérer rapidement des particules chargées. Supposons, une perturbation se propageant à la vitesse v_g . Dans le cas des faibles perturbations, la densité électronique aura une variation périodique de forme sinusoïdale : $\delta n_e(x, t) = \Delta n_e \times \sin(\omega_p t - k_p x)$ avec $\omega_p = \omega_{pe}$ la pulsation de l'onde de plasma et $k_p = \omega_p / v_g$ le nombre d'onde associé, de sorte que la densité électronique s'écrit $n_e(x, t) = n_{e0} + \delta n_e(x, t)$. Le champ électrique associé à une telle perturbation peut alors s'écrire $\vec{E}(x, t) = -(\Delta n_e e / k_p \varepsilon_0) \cos(\omega_p t - k_p x) \vec{u}_x$. Puisque l'objectif est ici d'utiliser l'onde plasma comme structure accélératrice pour des électrons à des énergies relativistes, on considère une onde de plasma dont la vitesse de phase est proche de la vitesse de la lumière. C'est à dire $v_g \simeq c$, auquel cas le champ électrique peut se ré-écrire sous la forme suivante :

$$\vec{E}(x, t) = E_0 \frac{\Delta n_e}{n_{e0}} \cos(\omega_p t - k_p x) \vec{u}_x \quad (1.2)$$

avec $E_0 = c \times \sqrt{m_e n_{e0} / \varepsilon_0}$.

On voit donc que le champ électrique est proportionnel à la perturbation en densité et qu'une densité à l'équilibre plus grande peut permettre la création de champ plus important. La perturbation en densité (en bleu) ainsi que le champ électrique associé (en vert) sont représentés à titre d'exemple sur la Fig. 1.1. On voit la perturbation de densité électronique périodique de forme sinusoïdale, présentant des zones en déficit d'électrons ($\delta n_e / n_{e0} < 0$) et des zones en excès d'électrons ($\delta n_e / n_{e0} > 0$) par rapport à la densité électronique à l'équilibre n_{e0} . Le champ électrique associé est également de forme sinusoïdale et on peut remarquer qu'il est en quadrature de phase (déphasage de $\pi/2$) par rapport à la perturbation en densité.

Application numérique

Pour une densité électronique initiale de $n_{e0} = 7 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ et une perturbation d'amplitude $\Delta n_e = 0.2 \times n_{e0}$, on obtient $|\vec{E}_{max}| \simeq 50 \text{ GV.m}^{-1}$. Le gain en énergie des électrons en eV (électronvolt) est donné par $\Delta W = |\vec{E}|l$ avec l la longueur d'accélération. On voit donc qu'un gain en énergie de l'ordre de la centaine de MeV est atteignable sur une distance inférieure au centimètre. Notons également que la période plasma est ici de 40 fs.

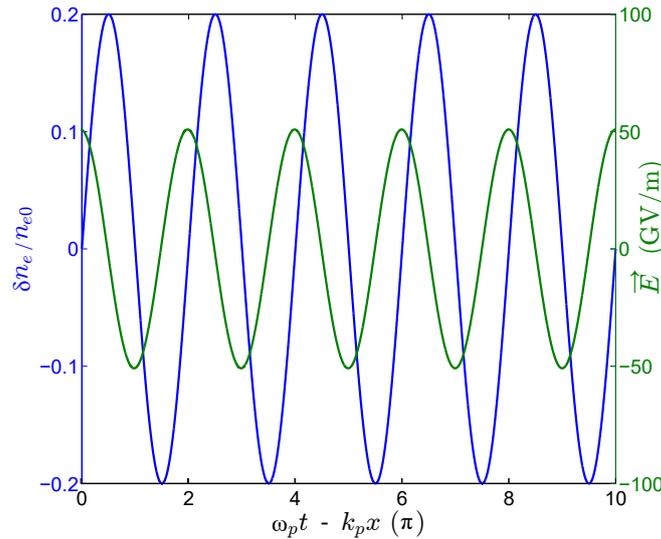


Figure 1.1 – Perturbation de la densité électronique et champ électrique associé en fonction de la phase. L'amplitude de la perturbation en densité électronique est telle que $\Delta n_e / n_{e0} = 0.2$ et la densité électronique à l'équilibre est $n_{e0} = 7 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$.

1.1.2 Le laser

Pour l'accélération laser plasma, originellement proposée par *Tajima et Dawson* [2] c'est une impulsion laser ultra-intense ($\gtrsim 10^{18} \text{ W/cm}^2$) qui est responsable de l'excitation de l'onde plasma. Cette section introduit les notations utilisées pour décrire l'impulsion laser. On considèrera ici et dans la suite de ce chapitre une impulsion laser dont l'enveloppe temporelle et spatiale est de forme gaussienne. Ainsi, pour une polarisation linéaire, le champ électrique incident peut s'écrire sous la forme suivante :

$$\vec{E}_L(\vec{r}, z, t) = \Re\left\{E_{L0} \frac{w_0}{w(z)} \exp\left(-\frac{r^2}{w^2(z)} - i \frac{k_L r^2}{2R(z)}\right) \exp(i\varphi_G(z)) \exp\left[-2 \ln(2) \left(\frac{z-ct}{c\tau_L}\right)^2\right] \exp[-i(k_L z - \omega_L t)] \vec{e}_x\right\} \quad (1.3)$$

avec E_{L0} l'amplitude maximale du champ électrique laser, $w(z)$ le rayon en $1/e^2$ de l'intensité, w_0 le rayon en $1/e^2$ dans le plan focal et $R(z)$ le rayon de courbure du front d'onde. Pour un faisceau gaussien, le rayon en $1/e^2$ et le rayon de courbure s'écrivent respectivement :

$$w(z) = w_0 \sqrt{1 + \frac{z^2}{z_R^2}} \quad (1.4)$$

$$R(z) = z \left[1 + \left(\frac{z_R}{z}\right)^2\right] \quad (1.5)$$

z_R est appelée longueur de Rayleigh et est définie comme la distance au plan focal sur l'axe pour laquelle l'intensité est la moitié de l'intensité maximum obtenue au plan focal. k_L et ω_L sont respectivement le nombre d'onde et la pulsation de l'impulsion laser et τ_L la durée d'impulsion à mi-hauteur. $\varphi_g(z)$ est la phase de Gouy, définie par $\varphi_G(z) = \arctan(z/z_R)$.

Dans l'expression 1.3 on peut remarquer que la variation du champ électrique présente deux échelles temporelles de variation, $2\pi/\omega_L$ liée à l'oscillation du champ électrique dans l'impulsion laser et τ_L qui est l'échelle de temps sur laquelle varie l'enveloppe. Dans les expériences considérées, le rapport entre ces deux temps est grand $\tau_L \omega_p \gg 2\pi$, domaine dans lequel les approximations de type enveloppe lentement variable sont valides.

L'intensité s'obtient à partir de la relation :

$$I_L = \frac{\varepsilon_0 c}{2} |\vec{E}_L|^2 \quad (1.6)$$

Application numérique

Pour un laser dont l'intensité crête est de 10^{18} W/cm², le champ électrique maximal obtenu est de l'ordre de 2.7 TV/m.

On peut également définir le potentiel vecteur normalisé $\vec{a} = (e/m_e c) \vec{A}$ dont l'amplitude s'exprime en fonction de l'intensité laser comme :

$$a^2 = \frac{2}{m_e^2 c^3 \omega_L^2 \varepsilon_0} I_L \quad (1.7)$$

et on notera a_0 l'amplitude maximale de \vec{a} . Dans les unités courantes, on peut déterminer a_0 à partir de l'intensité laser maximale I_{max} sur cible selon la formule :

$$a_0^2 = 0.4676 \times I_{max} [10^{18} \text{ W/cm}^2] \quad (1.8)$$

pour une longueur d'onde laser de $\lambda_L = 0.8 \text{ }\mu\text{m}$. Dans le plasma, une impulsion laser se propage avec une vitesse de groupe $v_G = \partial\omega_L/\partial k_L$. Cette vitesse de groupe est un paramètre important car elle détermine la vitesse de propagation de la perturbation en densité et ainsi la vitesse de phase de l'onde plasma. Dans le régime linéaire 1D on peut l'écrire $v_G = c\sqrt{1 - \omega_p^2/\omega_L^2} = c\sqrt{1 - n_{e0}/n_c}$, avec n_c la densité critique, qui dépend de la fréquence laser. Nous nous placerons dans le domaine des plasmas sous denses où $n_{e0} \ll n_c$. Le laser peut donc se propager dans le plasma qui apporte une perturbation relativement faible, dans le sens où l'enveloppe du laser évolue peu sur un temps caractéristique donné par τ_L . Notons qu'à partir de l'expression de v_G on obtient une expression simple du facteur relativiste $\gamma_G = \sqrt{n_c/n_{e0}}$.

Application numérique

Pour une densité électronique $n_{e0} = 5 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ et un laser de longueur d'onde $\lambda_L = 0.8 \text{ }\mu\text{m}$ de longueur d'onde ($n_c = 1.74 \times 10^{21} \text{ cm}^{-3}$), on trouve $v_G/c \simeq 99.8564\%$. Bien que très proche de 1, nous verrons que pour l'accélération d'électrons relativistes, la prise en compte de l'écart entre v_G et c est importante (voir sec. 1.4.3).

1.2 Accélération d'un électron dans une onde de plasma

1.2.1 Équations du modèle

1.2.1.1 Équations de Maxwell

Comme introduit précédemment, l'accélération laser plasma repose sur l'interaction des particules chargées du plasma avec des champs électriques et magnétiques. Les équations de Maxwell sont donc nécessaires pour décrire le comportement de ces champs et s'expriment classiquement de la façon suivante :

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{E} = \frac{\rho}{\varepsilon_0} \quad (1.9)$$

$$\vec{\nabla} \wedge \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \quad (1.10)$$

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{B} = 0 \quad (1.11)$$

$$\vec{\nabla} \wedge \vec{B} = \mu_0 \left(\vec{j} + \varepsilon_0 \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} \right) \quad (1.12)$$

avec ρ la densité volumique de charge, μ_0 la perméabilité diélectrique du vide et \vec{j} le vecteur densité de courant. Il est par ailleurs pratique pour simplifier les calculs d'introduire les potentiels \vec{A} et Φ associés à ces champs et vérifiant :

$$\vec{B} = \vec{\nabla} \wedge \vec{A} \quad (1.13)$$

$$\vec{E} = -\vec{\nabla}\Phi - \frac{\partial \vec{A}}{\partial t} \quad (1.14)$$

Il est à noter que ces potentiels ne sont pas définis de façon unique. En effet en introduisant l'équation 1.14 dans l'équation de Maxwell-Gauss 1.9, on obtient : $-\partial(\vec{\nabla} \cdot \vec{A})/\partial t - \vec{\nabla} \cdot \vec{\nabla}\Phi = \rho/\varepsilon_0$. On peut alors se placer dans la jauge de Coulomb en posant $\vec{\nabla} \cdot \vec{A} = 0$ et l'équation de Poisson apparaît :

$$\Delta\Phi = -\frac{\rho}{\varepsilon_0} \quad (1.15)$$

Cette équation lie le potentiel électrostatique à la densité de charge du plasma et elle peut donc se ré-écrire dans notre cas de la façon suivante :

$$\Delta\Phi = \frac{e}{\varepsilon_0} \delta n_e \quad (1.16)$$

1.2.1.2 Équations fluides

Afin de décrire l'évolution de la fonction de distribution $f_e(\vec{r}, \vec{p}, t)$ des électrons sous l'action des champs électriques et magnétiques dans un plasma non-collisionnel, il convient d'utiliser l'équation de Vlasov :

$$\frac{\partial f_e}{\partial t} + \vec{v} \cdot \vec{\nabla} f_e - e(\vec{E} + \vec{v} \wedge \vec{B}) \cdot \frac{\partial f_e}{\partial \vec{p}} = 0 \quad (1.17)$$

Cette équation repose sur les positions et vitesses locales ($\vec{p} = \gamma m \vec{v}$), afin de décrire les effets collectifs des électrons dans le plasma, il faut raisonner sur les grandeurs macroscopiques que sont la densité n_e et la vitesse moyenne \vec{v}_e . Pour accéder à ces grandeurs, il faut prendre les moments successifs de l'équation de Vlasov. En effet la densité et la vitesse moyenne sont définies comme :

$$n_e(\vec{r}, t) = \int f_e(\vec{r}, \vec{p}, t) d^3 \vec{p} \quad (1.18)$$

$$\vec{v}_e(\vec{r}, t) = \frac{1}{n_e(\vec{r}, t)} \int f_e(\vec{r}, \vec{p}, t) \vec{v} d^3 \vec{p} \quad (1.19)$$

Ainsi, sous l'hypothèse des plasma froids ($T_e = 0$), on trouve en prenant les deux premiers moments de l'équation de Vlasov :

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot (n_e \vec{v}_e) = 0 \quad (1.20)$$

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

avec p_e la quantité de mouvement moyenne des électrons. Les équations 1.20 et 1.21 sont respectivement l'équation de conservation de la charge électrique et l'équation du mouvement.

1.2.1.3 Mise en forme des équations fondamentales

On peut établir un système de quatre équations couplées afin de décrire l'accélération laser plasma. La première équation régit la modification du champ électrique par la densité électronique et est décrite par l'équation de Poisson 1.16.

La seconde équation est l'équation de conservation de la charge 1.20 qui impose que le nombre total d'électrons du système soit constant.

La troisième équation décrit la propagation de l'onde électromagnétique que constitue l'impulsion laser dans le plasma. Pour l'obtenir, il faut exprimer le vecteur densité de courant en fonction du flux d'électrons : $\vec{j} = -en_e \vec{v}_e$ et injecter les équations 1.13 et 1.14 dans l'équation de Maxwell-Ampère 1.12. On obtient alors :

$$\vec{\nabla} \wedge (\vec{\nabla} \wedge \vec{A}) = \vec{\nabla} (\vec{\nabla} \cdot \vec{A}) - \Delta \vec{A} = -\mu_0 en_e \vec{v}_e - \frac{1}{c^2} \frac{\partial (\vec{\nabla} \Phi)}{\partial t} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{A}}{\partial t^2} \quad (1.22)$$

Ce qui peut se ré-écrire (dans le cadre de la jauge de Coulomb) :

$$\Delta \vec{A} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{A}}{\partial t^2} = \frac{en_e}{\varepsilon_0 c^2} \vec{v}_e + \frac{1}{c^2} \frac{\partial (\vec{\nabla} \Phi)}{\partial t} \quad (1.23)$$

Cette relation est l'équation d'onde du potentiel vecteur associé à l'impulsion laser. Elle décrit comment la propagation du laser est influencée par les mouvements des électrons et les variations temporelles du champ.

La dernière équation décrit l'influence des champs sur le mouvement des électrons. On écrit donc l'équation du mouvement 1.21 en introduisant les potentiels :

$$\frac{\partial \vec{p}_e}{\partial t} + (\vec{v}_e \cdot \vec{\nabla}) \vec{p}_e = e \left(\vec{\nabla} \Phi + \frac{\partial \vec{A}}{\partial t} - \vec{v}_e \wedge \vec{A} \right) \quad (1.24)$$

En introduisant le facteur de Lorentz moyen des électrons comme $\gamma_e = \sqrt{1 + \vec{p}_e^2 / m_e^2 c^2}$ on peut ré-écrire l'équation sous la forme :

$$\frac{\partial \vec{p}_e}{\partial t} = e \vec{\nabla} \Phi - m_e c^2 \vec{\nabla} \gamma_e + e \frac{\partial \vec{A}}{\partial t} \quad (1.25)$$

Normalisation des équations fondamentales

Tout comme pour le potentiel vecteur normalisé, il est pratique d'utiliser des grandeurs normalisées pour la résolution des équations. On définit donc le potentiel normalisé : $\phi = (e/m_e c^2) \Phi$, ainsi que la quantité de mouvement normalisée $\vec{u} = \vec{p}_e/m_e c = \gamma_e \vec{v}_e/c$. Le système d'équation (1.16,1.20,1.23,1.25) est donc ramené à :

$$\Delta \phi = k_p^2 \left(\frac{n_e}{n_{e0}} - 1 \right) \quad (1.26)$$

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} + c \vec{\nabla} \cdot \left(\frac{n_e \vec{u}}{\gamma_e} \right) = 0 \quad (1.27)$$

$$\left(\Delta - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \right) \vec{a} = k_p^2 \frac{n_e}{n_{e0}} \frac{\vec{u}}{\gamma_e} + \frac{1}{c} \frac{\partial}{\partial t} \vec{\nabla} \phi \quad (1.28)$$

$$\frac{\partial \vec{u}}{\partial t} = c \vec{\nabla} (\phi - \gamma_e) + \frac{\partial \vec{a}}{\partial t} \quad (1.29)$$

1.2.2 Solutions particulières dans le régime linéaire et dans le régime de la bulle

Il est possible de résoudre analytiquement ce système dans le régime perturbatif faiblement relativiste, aussi appelé régime linéaire, ou dans le régime de la bulle en se plaçant dans le cadre d'hypothèses simplificatrices. On présentera ici les hypothèses utilisées et les solutions obtenues avant de discuter les implications des hypothèses et leur pertinence.

Approximation quasi-statique

L'approximation quasi-statique consiste à considérer que la durée caractéristique de variation de l'enveloppe laser est très grande devant la durée caractéristique de transit d'un électron dans le champ laser. On considère donc que la forme du laser ne varie pas pendant la durée de propagation d'un électron au voisinage de l'impulsion laser. Ainsi toutes les dépendances longitudinales (z et t) peuvent être décrites par la variable $\xi = z - ct$ qui correspond au changement de référentiel $(z, t) \rightarrow (\xi, \tau)$, du référentiel du laboratoire au référentiel de l'impulsion laser :

$$\xi = z - ct \quad (1.30)$$

$$\tau = t \quad (1.31)$$

1.2.2.1 Régime linéaire

Le régime linéaire consiste à se placer dans le cas où $a_0 \ll 1$ et par conséquent $\delta n_e/n_{e0} \ll 1$. On peut alors effectuer un développement limité en a et exprimer chaque quantité comme

la somme de sa valeur à l'équilibre et d'une perturbation petite devant la valeur d'équilibre. En appliquant l'hypothèse quasi-statique, *Gorbunov et Kirsanov* [7] ont montré que la dynamique basse fréquence des électrons, c'est-à-dire les effets collectifs, obéit à l'équation suivante dans le référentiel de l'impulsion laser :

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial \xi^2} + k_p^2 \right) \frac{\delta n_e}{n_{e0}} = \Delta \left(\frac{a^2}{2} \right) \quad (1.32)$$

Cette équation représente l'oscillation forcée des électrons soumis à la force pondéromotrice. En effet le terme de droite de l'équation précédente peut se réécrire : $\Delta (a^2/2) = -\vec{\nabla} \cdot (\vec{F}_p/m_e c^2)$ avec $F_p = -m_e c^2 \vec{\nabla} \cdot (\vec{a}^2/2)$ la force pondéromotrice s'appliquant à une particule chargée dans un champ électrique inhomogène et proportionnelle au gradient d'énergie laser. En combinant cette équation (1.32) et l'équation de Poisson (1.26), on obtient l'équation régissant l'évolution du potentiel normalisé :

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial \xi^2} + k_p^2 \right) \delta \phi = k_p^2 \frac{\vec{a}^2}{2} \quad (1.33)$$

On peut alors déterminer la perturbation en densité, le potentiel et le champ électrique à partir de la forme de l'impulsion laser. Par exemple pour une impulsion gaussienne décrite par :

$$|\vec{a}| = a_0 \exp \left(-\frac{r^2}{w_0^2} - \frac{\xi^2}{L_L^2} \right) \quad (1.34)$$

avec $L_L = c\tau_L/\sqrt{2 \ln 2}$ l'extension longitudinale totale en $1/e^2$ de l'impulsion laser. Le potentiel normalisé s'écrit :

$$\phi(r, \xi) = -\frac{\omega_p \tau_L \sqrt{\pi}}{8\sqrt{\ln 2}} a_0^2 \exp \left(-\frac{\omega_p^2 \tau_L^2}{16 \ln 2} \right) \exp \left(-\frac{2r^2}{w_0^2} \right) \sin(k_p \xi) \quad (1.35)$$

On calcule ensuite le champ longitudinal E_z et le champ radial E_r :

$$E_z(r, \xi) = \frac{m_e c \omega_p^2 \tau_L \sqrt{\pi}}{e \cdot 8\sqrt{\ln 2}} a_0^2 \exp \left(-\frac{\omega_p^2 \tau_L^2}{16 \ln 2} \right) \exp \left(-\frac{2r^2}{w_0^2} \right) \cos(k_p \xi) \quad (1.36)$$

$$E_r(r, \xi) = -\frac{m_e c^2 \omega_p \tau_L \sqrt{\pi}}{e \cdot 2\sqrt{\ln 2}} \frac{r}{w_0^2} a_0^2 \exp \left(-\frac{\omega_p^2 \tau_L^2}{16 \ln 2} \right) \exp \left(-\frac{2r^2}{w_0^2} \right) \sin(k_p \xi) \quad (1.37)$$

et la perturbation de densité :

$$\frac{\delta n_e(r, \xi)}{n_{e0}} = \frac{\omega_p \tau_L \sqrt{\pi}}{8\sqrt{\ln 2}} a_0^2 \exp \left(-\frac{\omega_p^2 \tau_L^2}{16 \ln 2} \right) \exp \left(-\frac{2r^2}{w_0^2} \right) \sin(k_p \xi) \left[1 + \frac{8}{w_0^2 k_p^2} \left(1 - \frac{2r^2}{w_0^2} \right) \right] \quad (1.38)$$

La Fig. 1.2 présente les champs et la perturbation en densité qui varient selon une forme sinusoïdale. Cela signifie que pour un électron, le champ longitudinal E_z (resp. radial E_r) peut

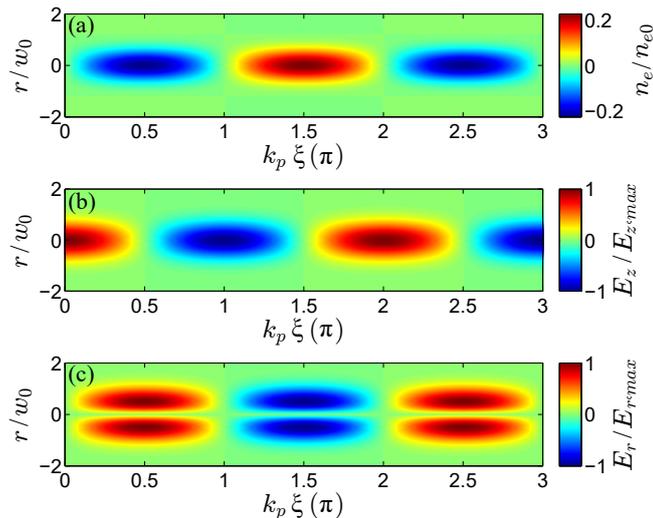


Figure 1.2 – (a) : Carte de densité électronique. (b) : Carte du champ longitudinal E_z . (c) : Carte du champ radial E_r . Le laser se propage de droite à gauche et les paramètres suivants ont été utilisés : pulsation plasma $\omega_p = \sqrt{8 \ln(2)}/\tau_L$ ($n_{e0} = 1.9 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$), rayon en $1/e^2$ de l'intensité laser $w_0 = 15 \text{ }\mu\text{m}$, $a_0 = 0.75$, longueur d'onde laser $\lambda_L = 0.8 \text{ }\mu\text{m}$.

$k_p \xi$	$[0 ; \pi/2]$	$[\pi/2 ; \pi]$	$[\pi ; 3\pi/2]$	$[3\pi/2 ; 2\pi]$
E_z	Décélérateur	Accélérateur	Accélérateur	Décélérateur
E_r	Focalisant	Focalisant	Défocalisant	Défocalisant

Table 1.1 – Propriétés des champs pour des électrons en fonction de leur phase dans l'onde de plasma.

être accélérateur ou décélérateur (resp. focalisant ou défocalisant) en fonction de la phase de l'électron dans l'onde de plasma. De plus, on peut observer que les champs longitudinaux et radiaux sont en quadrature de phase (comme on peut le voir sur la Fig. 1.2 également). La conséquence de ce décalage de phase est la réduction de l'intervalle de phase utile de π à $\pi/2$. Pour obtenir des paquets d'électrons de bonne qualité spatiale, c'est-à-dire peut divergents, il faudra donc utiliser l'intervalle de phase de l'onde étant à la fois accélérateur et focalisant pour accélérer des électrons, c'est à dire l'intervalle $[\pi/2 ; \pi]$. On peut également noter que le champ radial est nul sur l'axe c'est-à-dire $E_r(r=0) = 0$; seulement les électrons s'éloignant de l'axe subiront un champ radial, focalisant ou défocalisant selon sa phase par rapport à l'onde plasma. Les propriétés des différents intervalles de phase sont résumés dans le tableau 1.1.

Au niveau temporel, on peut observer une dépendance en $X \exp[-X^2]$ avec $X = \omega_p \tau_L / 4\sqrt{\ln 2}$ dans l'expression des champs. Il y a donc un optimum, appelé résonance, à $X = 1$ pour la durée de l'impulsion laser à densité électronique fixée, comme illustré sur la Fig. 1.3, ou la densité de résonance est donnée par $n_{res} = 8 \ln(2) \varepsilon_0 m_e / e^2 \tau_L^2$.

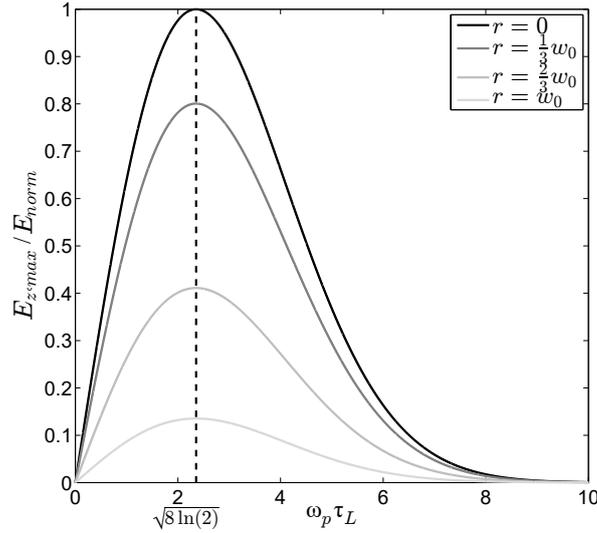


Figure 1.3 – Amplitude normalisée du champ accélérateur en fonction de la durée de l'impulsion laser pour une densité électronique $n_{e0} = 5 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$, un rayon en $1/e^2$ de l'intensité laser $w_0 = 15 \text{ }\mu\text{m}$, $a_0 = 0.75$ et une longueur d'onde laser $\lambda_L = 0.8 \text{ }\mu\text{m}$. Les différentes courbes correspondent à différentes positions radiales par rapport à l'axe de propagation du laser.

Application numérique

Dans des unités pratiques, on peut exprimer la densité électronique de résonance comme :

$$n_{res} [10^{18} \text{ cm}^{-3}] \simeq 1743 / \tau_L^2 [fs^2] \quad (1.39)$$

ainsi pour une durée d'impulsion de 30 fs, on obtient $n_{res} \simeq 1.937 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$.

On peut également remarquer dans l'expression des champs (eq. 1.36 et 1.37) qu'il est possible de réduire le champ radial sans changer le champ accélérateur sur l'axe en utilisant une impulsion laser de grand w_0 . Au contraire, on peut augmenter le champ radial par rapport au champ longitudinal en focalisant fortement l'impulsion laser à un très petit w_0 . On peut ainsi agir sur les propriétés transverses du paquet d'électrons et réduire la divergence du paquet afin de permettre un meilleur couplage et un meilleur transport à un second étage [8–10].

1.2.2.2 Régime non-linéaire

Lorsque l'intensité laser devient grande ($a_0 > 1$ et $\delta n/n_{e0} \sim 1$), le régime est appelé non-linéaire. Comme on peut le voir sur la Fig. 1.4. La perturbation en densité est de plus grande amplitude et n'est plus sinusoïdale. Les accumulations de charges deviennent plus piquées et les déficits plus long. Par conséquent, les champs se raidissent pour se rapprocher d'une forme en dents de scie alors que la zone en déficit d'électrons (communément appelée cavité) s'allonge. Le système n'est plus soluble analytiquement dans le cas général. On peut néanmoins résoudre le système numériquement en faisant l'hypothèse quasi-statique en 1D. On résout donc dans le cas particulier où le laser n'évolue pas au cours de sa propagation

et où la dimension transverse du laser est très grande devant la longueur d'onde plasma. La forme de la solution obtenue est illustrée sur la Fig. 1.4.

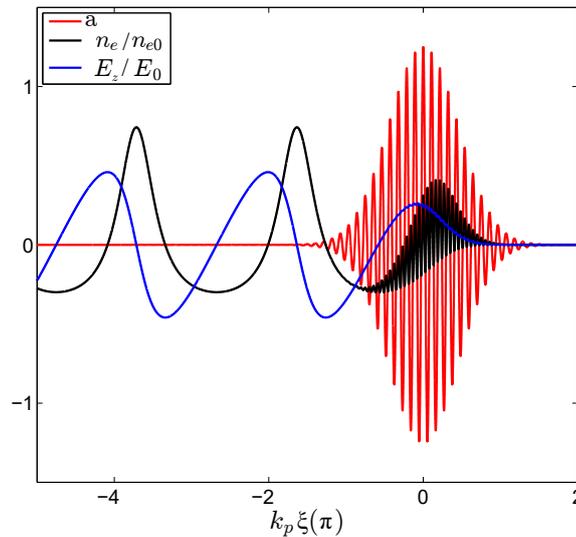


Figure 1.4 – Amplitude de la perturbation en densité et du champ accélérateur en fonction de la phase pour une densité électronique $n_{e0} = 5 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$, un rayon en $1/e^2$ de l'intensité laser $w_0 = 15 \text{ } \mu\text{m}$, $a_0 = 1.25$, une longueur d'onde laser $\lambda_L = 0.8 \text{ } \mu\text{m}$, une durée d'impulsion laser de $\tau_L = 40 \text{ fs}$. Le laser se propage de gauche à droite.

Régime de la bulle

Le régime de la bulle (aussi appelé régime de cavitation ou *blowout regime* en anglais) correspond à des intensités laser telles que la force pondéromotrice expulse totalement les électrons de l'axe de propagation ($\delta n_e = n_{e0}$). Une cavité ionique, entièrement vide d'électrons est alors créée dans le sillage de l'impulsion laser. L'onde de plasma ainsi créée est représentée sur la Fig. 1.5.

En supposant une cavité sphérique, les champs électriques longitudinaux et radiaux s'écrivent [11, 12] :

$$E_z \simeq \left(\frac{k_p \xi}{2} \right) E_0 \quad (1.40)$$

$$E_r \simeq \left(\frac{k_p r}{4} \right) E_0 \quad (1.41)$$

1.2.3 Effets non-linéaires

1.2.3.1 Auto-focalisation

L'indice optique local du plasma dépend de l'intensité laser par l'intermédiaire du facteur relativiste. Lorsque la densité est uniforme, le plasma se comporte comme une lentille convergente pour l'impulsion laser. Si la puissance laser devient supérieure à une certaine valeur P_c

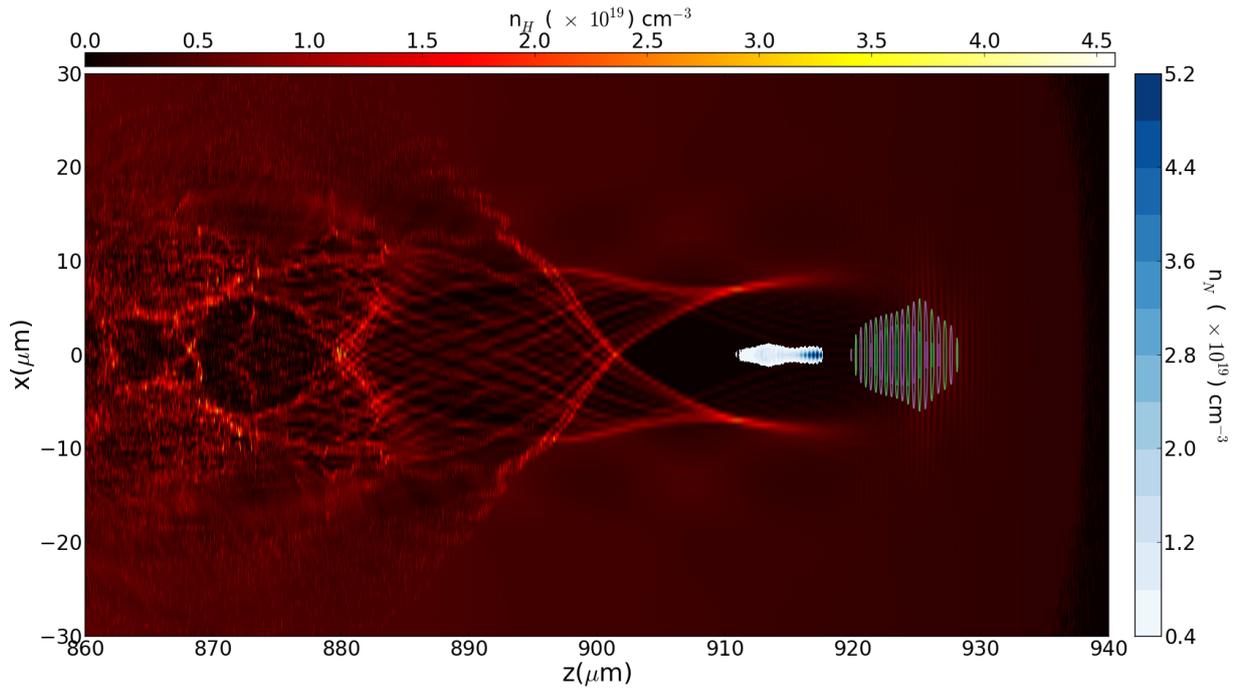


Figure 1.5 – Carte de densité électronique d'une onde de sillage dans le régime de la bulle, obtenue avec le code WAKE [13, 14]. On représente sur une échelle de couleurs (du noir au blanc en passant par le rouge puis le jaune) la densité d'électrons de l'hydrogène et sur une autre échelle de couleurs (du blanc au bleu) les électrons de l'azote (il s'agit ici d'un mélange de gaz 99% H₂+1% N₂, voir Sec. 1.3.5). L'impulsion laser, représentée par des lignes vertes et violettes, se propage de gauche à droite et génère une bulle presque vide d'électrons dans son sillage.

appelée puissance critique, cette convergence domine le phénomène de diffraction, on a alors auto-focalisation du laser. La puissance critique pour une impulsion gaussienne polarisée linéairement s'écrit [15, 16] :

$$P_c = \frac{8\pi\epsilon_0 m_e^2 c^5}{e^2} \frac{n_c}{n_{e0}} \quad (1.42)$$

Application numérique

Dans les unités pratiques, on peut réécrire la puissance critique comme : $P_c[GW] \simeq 17 (\omega_L/\omega_p)^2$. Pour une longueur d'onde laser de $\lambda_L = 0.8 \mu\text{m}$ et une densité électronique de $n_{e0} = 5 \times 10^{18} \text{cm}^{-3}$, on obtient $P_c \simeq 5.9 \text{TW}$.

L'auto-focalisation peut permettre, d'augmenter l'intensité de l'impulsion laser au cours de la propagation dans le plasma. Ainsi, même si l'intensité du laser dans le vide est inférieure au seuil d'injection des électrons du plasma dans l'onde (voir 1.3), la propagation de l'impulsion dans le plasma et son auto-focalisation peuvent permettre d'atteindre les seuils d'intensité nécessaires pour l'injection.

1.2.3.2 Auto-compression et déformation de l'onde laser

Dans le cas non-linéaire la perturbation en densité de l'onde plasma est suffisante pour induire une modification importante de l'indice optique du plasma. Cette modification d'indice va modifier la forme de l'enveloppe du laser à la fois longitudinalement et transversalement. Au niveau longitudinal, si l'impulsion laser est plus longue que la longueur d'onde plasma, on aura une modulation de l'enveloppe laser. Dans le cas contraire on aura une compression de l'impulsion. En effet l'arrière de l'impulsion laser voit une densité électronique locale plus faible que l'avant comme on peut le voir sur la Fig. 1.4. La vitesse de groupe de l'arrière de l'impulsion est donc supérieure à celle de l'avant, résultant en une compression de l'impulsion (voir Sec. 1.2.2.1). Au niveau transverse le gradient de densité va induire un autre effet focalisant (à l'arrière) et défocalisant (à l'avant) qui va entrer en compétition avec l'autofocalisation et déformer l'enveloppe laser. On voit que ces effets non-linéaires rendent rapidement complexe la description de la propagation d'une onde laser relativiste dans un plasma dense. Seule une modélisation numérique adaptée est alors à même de la décrire avec précision.

Application numérique

En prenant les valeurs de la Fig. 1.4, c'est-à-dire $\lambda_L = 0.8 \mu\text{m}$, $n_{e0} = 5 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ et $a_0 = 1.5$, la différence de vitesse de groupe entre l'avant de l'impulsion se propageant dans la densité électronique n_{e0} et l'arrière de l'impulsion se propageant dans un minimum de densité de $0.7 \times n_{e0}$ est de l'ordre de $\Delta v_G \simeq 4.32 \times 10^{-4} \times c$.

Par conservation de l'énergie entre le domaine spectral et le domaine temporel, cette compression de l'impulsion laser dans le domaine temporel est équivalente à un élargissement de l'impulsion dans le domaine spectral. L'analyse du contenu spectral de l'impulsion laser après l'interaction avec le plasma peut donc être utilisée comme un diagnostic de l'amplitude de l'onde de plasma [17].

Tout comme l'auto-focalisation, l'auto-compression peut permettre d'augmenter l'intensité crête de l'impulsion laser au cours de sa propagation, pouvant ainsi permettre d'atteindre des seuils d'ionisation ou d'injection d'électrons plus hauts que l'intensité crête dans le vide, comme nous allons l'aborder dans la section suivante.

1.3 Injection d'électrons du plasma dans l'onde de sillage

1.3.1 Introduction

Afin d'accélérer des électrons dans les champs électriques de grande amplitude de l'onde de plasma, il faut que des électrons soient piégés dans l'onde. Il existe différents moyens d'injecter des électrons dans l'onde de plasma et ils se divisent en deux catégories :

- **Injection externe** qui consiste en l'injection d'un paquet d'électrons extérieur dans l'onde de plasma.
- **Injection interne** : ce terme regroupe toutes les méthodes permettant l'injection d'électrons du plasma au sein de l'onde.

On se concentrera dans cette partie sur les méthodes d'injection internes qui permettent de concevoir un source d'électrons pouvant être utilisée comme injecteur pour un accélérateur multi-étages.

Indépendamment de la méthode, pour que des électrons du plasma puissent être accélérés par l'onde, il faut qu'ils interagissent suffisamment longtemps avec le champ accélérateur de l'onde, en se trouvant piégés dans un des puits de potentiel de l'onde. Par exemple, pour être piégé dans la première période plasma, un électron doit être accéléré entre sa position d'ionisation et l'arrière de la première période de l'onde plasma, jusqu'à la vitesse de phase de l'onde plasma.

L'impulsion laser se propageant à une vitesse proche de c , on peut s'attendre à ce que les électrons, pour être injectés, doivent être déjà relativistes. Cependant l'impulsion laser se propage dans un plasma et sa vitesse de groupe est donc inférieure à c . Il existe donc également une énergie maximale au-delà de laquelle les électrons ne seront plus piégés dans l'onde de plasma.

1.3.2 Conditions de piègeage des électrons dans une onde plasma

Le piègeage des électrons peut-être étudié en considérant la dynamique 1D d'un électron dans le potentiel de l'onde de plasma générée par laser (supposée constante). On peut montrer que l'hamiltonien d'un électron dans le référentiel de l'impulsion laser s'écrit [18, 19]:

$$H(\xi, u) = \gamma_e - \beta_p u_{\parallel} - \phi(\xi) = \sqrt{1 + u_{\perp}^2 + u_{\parallel}^2} - \beta_p u_{\parallel} - \phi(\xi) \quad (1.43)$$

avec $\beta_p = v_p/c$ la vitesse de phase normalisée de l'onde de plasma donnée par la vitesse de groupe de l'impulsion laser et u_{\perp} (resp. u_{\parallel}) la composante transverse (resp. longitudinale) de la quantité de mouvement normalisée $p_{\perp(\parallel)}/m_e c$.

Cet hamiltonien dépend uniquement de la quantité de mouvement normalisée et de ξ , il ne dépend donc pas explicitement du temps et est une constante du mouvement. Ainsi pour un électron d'hamiltonien \mathcal{H} , sa quantité de mouvement longitudinale s'écrit :

$$u_z = \beta_p \gamma_p^2 (\mathcal{H} + \phi) \pm \gamma_p \sqrt{\gamma_p^2 (\mathcal{H} + \phi)^2 - \gamma_{e\perp}^2} \quad (1.44)$$

avec $\gamma_{e\perp}^2 = 1 + u_{\perp}^2$. On distingue donc deux types d'orbites différentes pour les électrons, définies par leur valeur d'hamiltonien et visibles sur la Fig. 1.6 : les orbites piégées (orbites fermées, en bleu sur la Fig. 1.6) et les orbites circulantes (orbites ouvertes, en noir sur la Fig. 1.6). Sur la Fig. 1.6 l'impulsion laser est en $k_p \xi = 0$ et elle se déplace de gauche à droite en formant une onde plasma non-linéaire dans son sillage dont on observe l'équivalent, dans cet espace des phases, de deux périodes plasma complètes derrière l'impulsion laser. Les électrons sur une orbite piégée, représentée en bleu, vont rester dans une fraction d'une période plasma et tourner sur cette orbite. Ils tournent dans le sens indirect sur la Fig. 1.6. En partant du minimum la trajectoire de l'électron a quatre phases : Il gagne d'abord de la vitesse en s'éloignant du laser, puis continue de gagner de l'énergie en s'en approchant jusqu'à atteindre le maximum de la courbe ou le champ accélérateur s'annule. L'électron ralentit en continuant à s'approcher du laser, puis au-delà d'un point de rebroussement il s'éloigne de

nouveau du laser laser en continuant à ralentir jusqu'à atteindre de nouveau le minimum et atteindre une nouvelle phase accélératrice de façon cyclique. On voit également des orbites circulantes (en noir) qui correspondent à deux cas distincts. Les orbites circulantes en haut de l'espace des phases correspondent aux électrons dont la vitesse est trop importante pour être piégés, leurs décélérations successives (en $k_p \xi \simeq -3.7\pi$ et $k_p \xi \simeq -1.5\pi$) ne suffisent pas à leur faire perdre suffisamment de vitesse pour que leur vitesse relative à l'impulsion laser s'inverse. Les orbites circulantes en bas de l'espace des phase correspondent aux électrons ayant une quantité de mouvement trop faible pour être piégés, ils vont donc reculer par rapport à l'impulsion laser et participer au mouvement collectif, c'est-à-dire à l'onde de plasma. Les orbites circulantes et piégées sont séparées par une orbite particulière appelée la séparatrice (orbite en rouge sur la Fig.1.6), définie par l'hamiltonien H_s . On détermine la valeur de H_s en considérant un électron se déplaçant à la vitesse de l'onde de plasma et initialement situé à la phase ξ_{min} telle que $\phi(\xi_{min}) = \phi_{min}$, soit :

$$H_s = \frac{\gamma_{e\perp}(\xi_{min})}{\gamma_p} - \phi_{min} \quad (1.45)$$

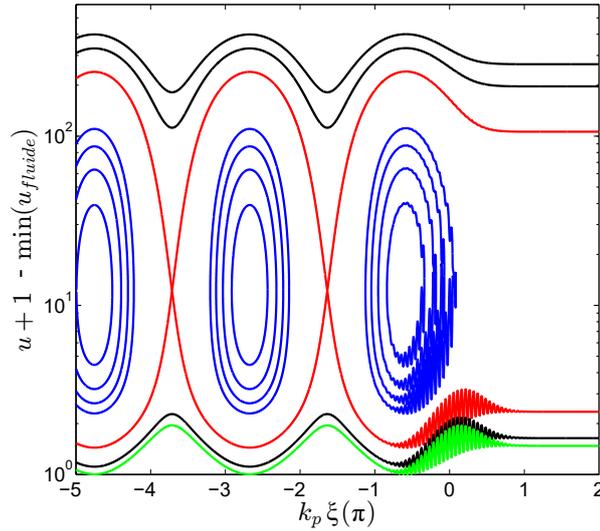


Figure 1.6 – Orbites des électrons dans l'espace des phases. Les lignes bleues représentent les orbites des électrons piégées, les lignes noires des orbites circulantes et la ligne verte représente l'orbite fluide (électrons initialement au repos n'ayant pas une vitesse suffisante pour être piégés et participant au mouvement collectif de l'onde plasma). L'axe des ordonnées est représenté en échelle logarithmique et on trace $u_z + 1 - \min(u_{fluide})$ pour éviter les valeurs négatives). Les paramètres utilisés sont les mêmes que pour la Fig. 1.4, c'est-à-dire $n_{e0} = 5 \times 10^{18} \text{cm}^{-3}$, $a_0 = 1.25$, $\lambda_L = 0.8 \mu\text{m}$ et $\tau_L = 40 \text{fs}$.

Considérons maintenant un électron de quantité de mouvement initiale u_0 avant le passage du laser et de l'onde, c'est-à-dire lorsque $\gamma_{e\perp} = 1$ et $\phi = 0$. Son orbite est définie par $H(\xi, u) = H_0$ avec $H_0 = \sqrt{1 + u_0^2} - \beta_P u_0$. On peut alors résoudre $H_0 = H_s$ pour obtenir la quantité de mouvement minimale $u_0 = u_{min}$ nécessaire à un électron pour être piégé :

$$u_{min} = \beta_p \gamma_p (\gamma_{e\perp} - \gamma_p \phi_{min}) - \gamma_p \sqrt{(\gamma_{e\perp} - \gamma_p \phi_{min})^2 - 1} \quad (1.46)$$

On voit sur cette équation que plus la vitesse de l'onde est faible (γ_p), plus la quantité de mouvement nécessaire pour le piégeage est petite. De plus, plus l'amplitude de l'onde est importante ($|\phi_{min}|$ grande), plus la quantité de mouvement nécessaire à l'électron pour être piégé est petite. On peut déterminer l'amplitude de l'onde permettant de piéger les électrons initialement au repos. En effet, pour un électron au repos $H_0 = 1$, on résout alors $H_s = H_0$ et on obtient le potentiel $\phi_{def} = \gamma_{e\perp}/\gamma_p - 1$ ou encore le champ $E_{def} = E_0\sqrt{2\gamma_{e\perp}(\gamma_p - 1)}$ pour lesquels les électrons initialement au repos seront piégés dans l'onde. Ce champ correspond au champ de déferlement de l'onde de plasma pour lequel beaucoup d'électrons vont se libérer du mouvement collectif et être piégés dans le sillage du laser, ce qui peut avoir pour effet de détruire le sillage.

1.3.3 Auto-injection

Le terme d'auto-injection désigne les différents mécanismes menant au piégeage dans l'onde plasma d'électrons du plasma lors de l'interaction d'un laser intense avec un plasma en régime non-linéaire, sans utilisation d'une seconde impulsion laser, d'un profil de densité favorable ou de dopants dans le gaz.

Elle a d'abord été étudiée dans le cadre d'impulsions laser plus longues que les impulsions femtosecondes couramment utilisées actuellement (échelle temporelle picoseconde) et de sillages laser auto-modulés [20]. Dans ce cas, l'impulsion laser est plus longue qu'une période plasma (excitation hors résonance) et l'enveloppe laser est modulée par le plasma à la longueur d'onde λ_p [21–23]. L'injection d'électrons et leur accélération ont pu être observées expérimentalement [24–26]. L'injection d'électrons dans l'onde de plasma est alors possible à des amplitudes de champs plus faibles que le champ de déferlement grâce au chauffage des électrons du plasma par des instabilités Raman. Certains électrons peuvent alors acquérir un moment longitudinal suffisant pour être piégés.

Dans le régime de la bulle, avec des impulsions laser plus courtes et plus puissantes, l'injection et l'accélération d'électrons du plasma ont été obtenus [27–29]. De nombreux auteurs ont étudié le mécanisme d'auto-injection dans ce régime [11, 12, 19, 30–33], donnant des critères pour l'auto-injection sur la taille de la bulle ou sur la puissance laser en supposant une bulle parfaitement sphérique.

En se basant sur des résultats expérimentaux, *Froula et al.* [34] donnent une condition de piégeage par auto-injection sur le rapport de la puissance laser à la puissance critique, dépendante donc de la densité électronique du plasma : $P_L/P_c \gtrsim 3$

La plupart des expériences reposant sur l'auto-focalisation pour atteindre le seuil d'injection, *Mangles et al.* dans la réf. [35] proposent de prendre en compte la fraction d'énergie laser qui va être comprimée par auto-compression et auto-focalisation en introduisant α , la proportion d'énergie laser contenue dans la largeur totale à mi-hauteur (fwhm) de la distribution. Ils trouvent un bon accord avec l'expérience et donnent un seuil d'énergie laser en fonction de la densité et de la durée d'impulsion pour l'auto-injection $\alpha E_L > (\pi\epsilon_0 m_e^2 c^5 / e^2) [\ln(2n_c/3n_e) - 1]^3 \tau_L(z) n_c / n_e$, avec $\tau_L(z)$ la durée d'impulsion laser après propagation sur une longueur z . On peut alors calculer le seuil d'injection si on connaît la compression de l'impulsion laser. Les auteurs la calculent en considérant la différence de vitesse de groupe dans le plasma pour l'avant de l'impulsion et dans le vide pour l'arrière de l'impulsion. Ils obtiennent une condition sur la puissance laser pour l'auto-injection :

$$\frac{\alpha P_L}{P_c} > \frac{1}{16} \left[\ln \left(\frac{2n_c}{3n_e} \right) - 1 \right]^3 \quad (1.47)$$

Plus récemment, *Saevert et al.* [36] ont observé par ombroscopie femtoseconde la dynamique de l'auto-injection. Ils concluent que l'auto-injection est déclenchée par l'auto-focalisation du laser, menant à un allongement de la bulle. Certains électrons vont alors subir une accélération plus importante et acquérir une quantité de mouvement suffisante pour être injectés. On peut également noter que les électrons peuvent être injectés longitudinalement et transversalement, parfois au cours d'une même interaction [37] menant à des paquets pouvant avoir une grande divergence.

Cette technique peut permettre de produire des paquets d'électrons de charge importante (jusqu'à ~ 1 nC). Elle permet également grâce au *beam loading* (compensation du champ de sillage par le champ lié à la charge des électrons déjà injectés), de produire des paquets d'électrons de plus faible charge mais de dispersion en énergie relativement faible ($\sim 5-15\%$). Cependant, cette technique ne produit pas des paquets d'électrons de très bonne qualité transverse et surtout, elle ne présente pas de moyen de contrôler l'injection afin de pouvoir ajuster l'énergie des électrons.

1.3.4 Injection dans un gradient de densité

L'injection dans un gradient de densité, proposée pour la première fois en 1998 [38], apparait comme un moyen de contrôler l'injection. En effet, dans un gradient de densité descendant, la longueur d'onde plasma $\lambda_p = 2\pi c \sqrt{\varepsilon_0 m_e / n_e e^2}$ augmente. La périodicité du sillage s'allonge donc au cours de la propagation, réduisant ainsi la vitesse de l'arrière du puit de potentiel et, par conséquent, la vitesse nécessaire aux électrons pour être piégés. Le seuil d'injection est donc réduit dans un gradient descendant de densité bien que la vitesse de groupe du laser augmente. Ainsi, en contrôlant le gradient de densité, on peut en partie contrôler l'injection et la limiter à une zone de quelques centaines de μm [39]. Il est alors possible d'obtenir des paquets d'électrons de dispersion en énergie de l'ordre de $\sim 10\%$ mais également de pouvoir régler l'énergie moyenne en adjoignant un plateau de densité constante après le gradient descendant [39, 40]. Ce contrôle de l'injection ne reposant plus sur l'évolution non-linéaire du laser lors de l'interaction permet également d'améliorer la stabilité des paquets d'électrons par rapport à l'auto-injection [41], paramètre crucial pour la plupart des applications.

Injection dans une transition de densité assistée par choc

L'injection assistée par choc est un cas particulier de l'injection dans un gradient descendant où le gradient est créé par l'introduction d'un fil ou d'une lame dans un écoulement supersonique [42–44]. On crée alors un choc dans l'écoulement menant à un profil de densité présentant une discontinuité, c'est-à-dire un gradient raide dont la longueur caractéristique est similaire à la longueur d'onde plasma. L'élongation de la bulle lors de la propagation dans le choc et l'injection d'électrons qui s'en suit est brève, tous les électrons sont donc injectés dans un volume réduit de l'espace des phases. Cette méthode permet de réduire la dispersion en énergie (de quelques % pour des électrons de quelques dizaines de MeV à $\lesssim 1\%$ pour des électrons de quelques centaines de MeV) par rapport à un gradient dont la longueur caractéristique est de l'ordre de la centaine de μm [43].

La contrepartie principale de cette technique est la réduction de la charge qui est de l'ordre de [1 - 100 pC], par rapport à des paquets auto-injectés de ~ 1 nC de charge. En effet, en réduisant la zone d'injection, on réduit la charge totale du paquet.

Cependant, la plupart des applications vont s'attacher à la charge dans une fenêtre en énergie, soit à la densité de charge, qui peut s'avérer plus élevée dans le cas de l'injection dans un gradient de densité. Un autre inconvénient de cette technique par choc est sa difficulté de mise en œuvre car la production d'un gradient de l'ordre de la longueur d'onde plasma demande une attention particulière.

1.3.5 Injection induite par ionisation

L'injection induite par ionisation est une technique visant à contrôler l'injection en contrôlant la phase où l'ionisation d'une couche électronique devient possible. Elle repose sur l'ajout d'une petite fraction de gaz d'atomes de numéro atomique (Z) élevé, présentant un gap important dans sa structure électronique (typiquement de l'azote, de l'argon ou du néon) par rapport au gaz léger constituant la plus grande partie du plasma (typiquement de l'hydrogène ou de l'hélium). L'objectif est de faire correspondre l'intensité crête du laser à l'ionisation d'une couche électronique interne de l'atome lourd, de potentiel d'ionisation plus important que celui du gaz léger, tout en restant en dessous du seuil d'auto-injection.

On cherche ainsi à créer deux populations distinctes d'électrons, les électrons « fluides » c'est à dire participant au mouvant collectif, ionisés loin du pic d'intensité, et les électrons ionisés proche du pic d'intensité laser qui sont plus susceptibles d'être piégés. En effet, l'hamiltonien H_i d'un électron né au repos ($\gamma_e = 1$, $u = 0$, ce qui correspond dans la pratique à un électron ionisé au repos par l'avant de l'impulsion laser) s'écrit en utilisant l'équation 1.43 [45] :

$$H_i = 1 - \phi(\xi_i) \quad (1.48)$$

avec ξ_i la phase où l'électron est ionisé. De plus la conservation du moment canonique $u_{\perp} - a$ entre la position d'ionisation ξ_i et la position de piégeage ξ_p (après l'impulsion laser soit $a(\xi_p) = 0$) donne : $u_{\perp}(\xi_p) = u_{\perp}(\xi_i) - a(\xi_i) = -a(\xi_i)$ ainsi l'hamiltonien définissant la séparatrice 1.45 se réécrit :

$$H_s = \frac{\sqrt{1 + a^2(\xi_i)}}{\gamma_p} - \phi_{min} \quad (1.49)$$

Pour qu'un électron soit piégé il faut que $H_i < H_s$, soit $1 - \phi(\xi_i) < \left(\sqrt{1 + a^2(\xi_i)}/\gamma_p\right) - \phi_{min}$. La condition de piégeage sur $\phi(\xi_i)$ s'écrit :

$$\phi(\xi_i) > \phi_{min} + 1 - \frac{\sqrt{1 + a_{\perp}^2(\xi_i)}}{\gamma_p} \quad (1.50)$$

On peut remarquer que plus le potentiel à la position d'ionisation de l'électron est grand, plus l'électron sera facilement piégé. On peut noter qu'au pic de champ électrique d'une impulsion laser, $a_{\perp}^2(\xi_i) = 0$. Comme on le voit sur la Fig. 1.7, un électron ionisé proche du

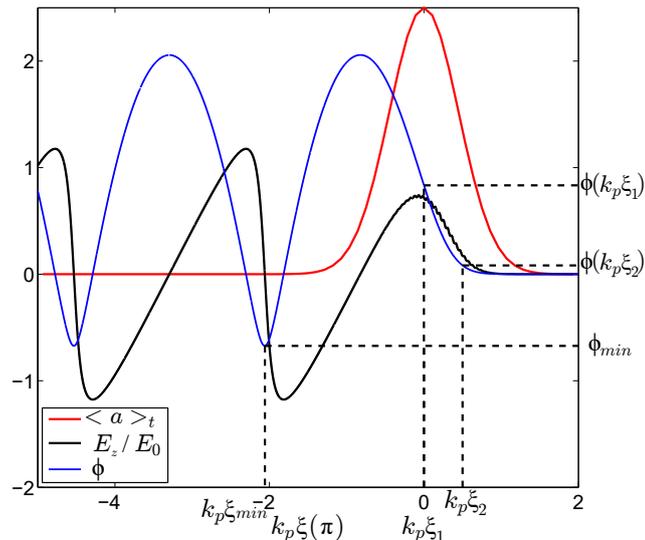


Figure 1.7 – Enveloppe laser, champs longitudinaux et potentiel de l'onde de sillage pour une impulsion gaussienne polarisée linéairement avec $a_0 = 2.5$.

pic d'intensité subira un potentiel $\phi(\xi_1)$ plus important que le potentiel $\phi(\xi_2)$ d'un électron ionisé loin du pic.

Cette technique permet de piéger des électrons à plus faible intensité laser en réduisant le seuil d'injection en a_0 [46, 47]. Elle permet également d'augmenter la charge en comparaison à l'interaction avec un gaz pur [47, 48] et de réduire l'émittance transverse [48] en favorisant une injection longitudinale. En effet les électrons venant des couches internes sont créés près de l'axe, où l'intensité est maximale et le gradient transverse d'intensité minimale ils gagnent donc peu de quantité de mouvement transverse, comme le montrent les simulations particle-in-cell (PIC). Le principal désavantage de cette technique est qu'elle permet l'injection d'électrons de façon continue (ou périodique en fonction des régimes [49]) tant que l'intensité laser est au dessus du seuil et que la densité le permet. Elle mène donc généralement à des faisceaux de dispersion en énergie importante si aucune disposition n'est prise pour arrêter l'injection.

1.3.6 Injections optiques

Les injections optiques regroupent différentes techniques reposant sur l'utilisation d'une ou plusieurs impulsions laser additionnelles pour perturber localement le plasma et ainsi contrôler l'injection.

L'idée d'utiliser une impulsion laser additionnelle pour contrôler l'injection a d'abord été proposée en 1996 par *Umstadter et al.* [50]. Dans ce mécanisme la force pondéromotrice transverse de la seconde impulsion (dite d'injection) se propageant perpendiculairement à l'impulsion pompe permet de donner une vitesse suffisante à certains électrons pour qu'ils soient piégés dans l'onde.

Afin de réduire l'intensité de l'impulsion d'injection, on peut utiliser deux impulsions d'injection, l'une copropageante et l'autre contrapropageante à l'impulsion pompe comme proposé

par *Esarey et al.* [51, 52]. Cette technique, appelée injection par collision d'impulsions, utilise l'interférence des deux impulsions d'injection pour produire un battement d'onde dont la force pondéromotrice permet l'injection d'électrons. L'avantage de cette technique est qu'elle permet d'utiliser des faisceaux d'injection de faible intensité mais la complexité de synchronisation et d'alignement de trois impulsions ultra-brèves la rend difficile à mettre en œuvre.

Pour alléger les contraintes expérimentales, on peut utiliser l'interférence d'une unique impulsion d'injection avec l'impulsion pompe. On peut dans ce cas distinguer plusieurs mécanismes :

- L'injection froide décrite par *Davoine et al.* [53, 54] où le battement d'onde modifie la trajectoire de certains électrons pour leur permettre d'être piégés sans avoir gagné de vitesse longitudinale.
- L'injection chaude [55–59] où le battement d'onde chauffe les électrons du plasma permettant à certains d'être piégés.
- L'injection transverse par collision d'impulsions [60] qui explique l'injection par l'expansion de bulle (voir 1.3.4) qui survient après la collision des impulsions.

Les techniques d'injections optiques donnent un bon contrôle de l'injection ce qui peut permettre l'ajustement de l'énergie des électrons et des dispersions en énergie relativement faibles ($\lesssim 10\%$). Elles restent néanmoins difficile à mettre en œuvre et produisent des charges relativement faibles (jusqu'à quelques dizaines de pC) [57].

1.3.7 Discussion

Les différentes techniques présentées précédemment sont parfois en compétition. Par exemple, dans certaines conditions l'auto-focalisation du laser permet de dépasser successivement le seuil d'injection par ionisation puis le seuil d'auto-injection. Il a été montré [47] que l'auto-injection est alors minoritaire par rapport à la charge injectée par injection induite par ionisation dont le seuil en a_0 est plus bas. En effet le *beam loading* induit par les électrons injectés plus tôt par injection induite par ionisation réduit le champ électrique et par conséquent l'auto-injection.

De nombreux efforts ont été développés pour améliorer ces techniques d'injections, on peut notamment citer *Chien et al.* [61] et plus récemment *Brijesh et al.* [62] qui combinent l'injection dans une transition de densité avec l'injection optique en générant la transition de densité par laser. Cela permet un plus grand contrôle de la transition par rapport à une transition générée par le choc créé par l'introduction d'un objet dans l'écoulement de gaz tout en conservant une faible dispersion en énergie (de l'ordre de quelques %).

On peut également imaginer de combiner l'injection induite par ionisation avec l'injection par collision d'impulsions comme proposé par *Chen et al.* [63], où le seuil d'ionisation du Ne^{8+} n'est dépassé qu'au passage d'une impulsion d'injection dont l'intensité est plus élevée que celle de l'impulsion pompe, permettant de favoriser l'injection des électrons issus de cette couche électronique du Ne. Une autre proposition pour améliorer le mécanisme d'injection optique est d'utiliser des longueurs d'ondes différentes pour les impulsions de pompe et d'injection [64–66]. Elle utilise la propriété qu'à intensité fixée, la force pondéromotrice est plus faible pour une longueur d'onde plus courte, on cherche ainsi à moins perturber le sillage avec l'impulsion d'injection et à communiquer moins de vitesse transverse aux électrons pour améliorer l'émission du faisceau d'électrons.

On peut aussi combiner l'injection induite par ionisation et l'injection dans un gradient de densité [67]. Dans ce cas la cible est composée de différentes régions, un mélange de gaz formant un gradient montant, puis un premier gradient descendant où a lieu l'injection suivi par une région plus homogène composée de gaz pur pour l'accélération du paquet injecté. De façon similaire à la réf. [68] utilisant deux cellules de gaz accolées, la première remplie par un mélange d'hélium et d'azote et la deuxième remplie par de l'hélium pur, l'objectif est de découpler l'injection de l'accélération. Les auteurs utilisent l'injection induite par ionisation pour la forte charge et la bonne qualité transverse des faisceaux qui en sont issus mais localise l'injection en structurant la cible dans le but de réduire la dispersion en énergie. Soit en ne permettant l'injection que dans un gradient de densité, soit en limitant la zone où le gaz dopant est présent.

	Propriétés des électrons	Points forts	Points faibles
Auto-injection	$Q_{max} \simeq 1000$ pC $[\Delta E/E]_{min} \simeq 5$ %	Forte charge	Pas de contrôle
Injection dans un gradient	$Q_{max} \simeq 100$ pC $[\Delta E/E]_{min} \lesssim 1$ %	Réduction de la dispersion en énergie	Réduction de la charge
Injection induite par ionisation	$Q_{max} \simeq 1000$ pC $[\Delta E/E]_{min} \simeq 10$ %	Forte charge	Nécessite un moyen d'arrêter l'injection
Injections optiques	$Q_{max} \simeq 100$ pC $[\Delta E/E]_{min} \lesssim 10$ %	Contrôle important, réduction de la dispersion en énergie	Nécessite deux impulsions laser bien contrôlées

Table 1.2 – Résumés des propriétés des électrons obtenus pour les différents mécanismes d'injection et des points forts et points faibles de chaque mécanisme.

On résume, à titre indicatif, dans le tableau 1.2 les propriétés « optimales » des paquets d'électrons obtenus par les différents mécanismes d'injection, c'est-à-dire la charge maximale et la dispersion en énergie minimale. On doit cependant nuancer ces propriétés, la charge maximale n'étant généralement pas obtenue dans les conditions donnant une dispersion en énergie minimale. De plus la variété des conditions expérimentales utilisées pour chaque mécanisme rend difficile la comparaison, les propriétés des paquets d'électrons étant souvent fortement dépendantes des propriétés du (ou des) laser(s) utilisés on peut s'interroger sur la part de performance attribuable à la qualité du laser utilisé et celle attribuable au mécanisme d'injection en lui même.

Bien que cette comparaison des mécanismes d'injection soit discutable, pour les raisons avancées ci-dessus, elle montre que certains paramètres expérimentaux peuvent être optimisés en fonction des propriétés recherchées pour les paquets d'électrons. Ainsi, le mécanisme d'injection doit être choisi en fonction des contraintes expérimentales et des propriétés recherchées pour les faisceaux d'électrons. L'auto-injection permet de produire des paquets d'électrons de forte charge mais offre peu de contrôle sur l'énergie des électrons et repose sur l'évolution de l'impulsion laser pour générer des paquets de dispersion en énergie limitée. L'injection dans un gradient de densité permet de contrôler cette évolution et ainsi de réduire la dispersion en énergie, notamment dans le cas d'un gradient abrupt (cas d'un choc) mais réduit

simultanément la charge produite et demande un soin particulier pour la production d'un tel gradient. L'injection induite par ionisation présente l'avantage de produire de fortes charges (plus grandes que par auto-injection dans les mêmes conditions) mais nécessite un moyen d'arrêter l'injection afin de produire des paquets de faible dispersion en énergie. Finalement les injections optiques permettent un grand contrôle de l'injection pouvant permettre de réduire la dispersion en énergie mais nécessite deux impulsions laser très contrôlées afin de garantir la reproductibilité de ce mécanisme.

1.4 Limites de l'accélération laser plasma

Il existe différentes limites à l'énergie que l'on peut faire gagner aux électrons dans l'onde de sillage qui sont liées à la longueur d'accélération. On se propose ici d'expliquer d'abord qualitativement ces différentes limites et des moyens possibles de les repousser puis on donnera des lois permettant d'estimer ces différentes longueurs.

1.4.1 Épuisement de l'énergie laser

La première limite à considérer est l'épuisement de l'énergie laser. En effet l'énergie du laser est convertie en énergie cinétique des électrons pour exciter l'onde de plasma qui elle même va transmettre une partie de son énergie aux électrons accélérés. Au cours de sa propagation le laser perd donc de l'énergie en excitant l'onde de plasma et en ionisant le gaz. On caractérise cette perte d'énergie du laser par la longueur d'épuisement laser L_e définie comme la longueur au bout de laquelle l'énergie encore contenue dans l'impulsion égale l'énergie de l'onde de sillage.

1.4.2 Diffraction du laser

L'excitation d'une onde de plasma dans le sillage de l'impulsion laser nécessite une très grande intensité ($I_{max} \gtrsim 10^{18} \text{ W/cm}^2$), on focalise donc généralement fortement une impulsion ultra-brève jusqu'à des taches focales micrométriques sur la cible gazeuse. L'impulsion diverge après le plan focal (voir l'équation 1.4), et l'intensité décroît. La longueur qui caractérise cette diminution d'intensité est la longueur de diffraction $L_{diff} = \pi \times z_R = \pi w_0^2 \omega_L / 2c$.

On peut néanmoins repousser cette limite par un guidage de l'impulsion laser. Par exemple l'utilisation d'un canal plasma préformé [21, 28, 69–75] ou d'un capillaire diélectrique [76–79] comme guides d'onde permettent d'augmenter cette longueur.

L'auto-focalisation du laser par le plasma (voir sec. 1.2.3.1) peut, dans certaines conditions de taille transverse et d'intensité laser, également être utilisée pour partiellement compenser la diffraction du laser [16, 30]. On peut estimer de telles conditions dans le régime de la bulle en égalisant la force pondéromotrice transverse de l'impulsion laser qui expulse radialement les électrons avec la force coulombienne de rappel de ces électrons. On obtient alors une condition sur la taille transverse et l'intensité du laser pour que la taille du laser ne varie pas au cours de sa propagation, aussi appelée *matched spot size* :

$$k_p R \simeq k_p w_0 = 2\sqrt{a_0} \quad (1.51)$$

avec R le rayon de la bulle, déterminé par le rayon en $1/e^2$ de l'impulsion laser w_0 .

1.4.3 Déphasage des électrons

Une autre limite de la longueur sur laquelle les électrons peuvent gagner de l'énergie cinétique est liée à la différence de vitesse entre les électrons et l'impulsion laser. Les électrons se déplaçant rapidement à une vitesse proche de c tandis que l'impulsion laser se propage à sa vitesse de groupe dans le plasma, généralement plus faible : des électrons d'énergie $E \geq 12$ MeV ont un $\beta_e = v_e/c > 0.999$ et donc une vitesse supérieure à la vitesse de groupe de l'impulsion laser à $\lambda_L = 0.8 \mu\text{m}$ dans une densité électronique de $n_e = 5 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ (voir la dernière application numérique de la Sec. 1.1.2). Ainsi ces électrons rattrapent l'impulsion laser, et donc se déphasent par rapport à l'onde de sillage (on rappelle que $v_p \simeq v_G$). Les électrons piégés vont donc subir une accélération, puis être déphasés jusqu'à une phase décélétratrice de l'onde. Cette limite est caractérisée par la longueur de déphasage L_φ .

Dans le régime linéaire, seule la moitié de l'onde est accélératrice (voir Tab. 1.1). Si l'on note γ_e et γ_G les facteurs relativistes associés à la vitesse de l'électron relativiste et à la vitesse de groupe de l'onde, respectivement, alors la vitesse relative entre l'électron et l'onde est donnée par $v_R = c/2\gamma_G^2 - c/2\gamma_e^2$ la longueur de déphasage est alors donnée par $L_\varphi = c \times \lambda_p / 2v_R$. Si $\gamma_e \gg \gamma_G$ l'expression de L_φ se simplifie en $L_\varphi = \gamma_G^2 \lambda_p$. Elle devient donc indépendante de l'énergie des électrons.

Application numérique

Pour un laser à $\lambda_L = 0.8 \mu\text{m}$ se propageant dans une densité électronique $n_{e0} = 1 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$, $\gamma_G = 13.2$ ce qui donne une longueur de déphasage $L_\varphi \simeq 1.8 \text{ mm}$. Le domaine de validité de l'approximation consistant à considérer $\gamma_e \gg \gamma_G$ peut se définir à partir de l'énergie pour laquelle $\gamma_e = \gamma_G$ représentée sur la Fig. 1.8.

Pour augmenter l'énergie des électrons il faut maintenir les électrons en phase avec la zone accélératrice sur une grande longueur. Plusieurs méthodes sont possibles : soit extraire les électrons de l'onde pour les injecter dans une nouvelle onde, soit comme cela a été proposé en 1986 par Katsouleas [80] et récemment réalisé [81,82], rephaser les électrons en modifiant la densité. En effet en augmentant brutalement la densité, la longueur d'onde λ_p diminue fortement et les électrons qui allaient entrer dans la phase décélétratrice de l'onde se retrouvent dans une nouvelle phase accélératrice.

1.4.4 Lois d'échelles

L'estimation de ces différentes longueurs permet de choisir les conditions expérimentales dans lesquelles se placer en fonction des objectifs recherchés. En effet le gain en énergie des électrons $\Delta W = el^* E_{moy}$ sera limité par la plus petite des longueurs $[L_e, L_{diff}, L_\varphi]$, l^* autant que par le champ électrique moyen E_{moy} vu par l'électron. *Lu et al.* [30] ont proposé un modèle phénoménologique permettant d'estimer ces grandeurs dans les différents régimes, résumés dans le tableau 1.3.

On représente sur la Fig. 1.9 la variation de ces longueurs en fonction de la densité pour une durée d'impulsion $\tau_L = 30 \text{ fs}$ dans le cas linéaire $a_0 = 0.75$ et dans le cas non-linéaire

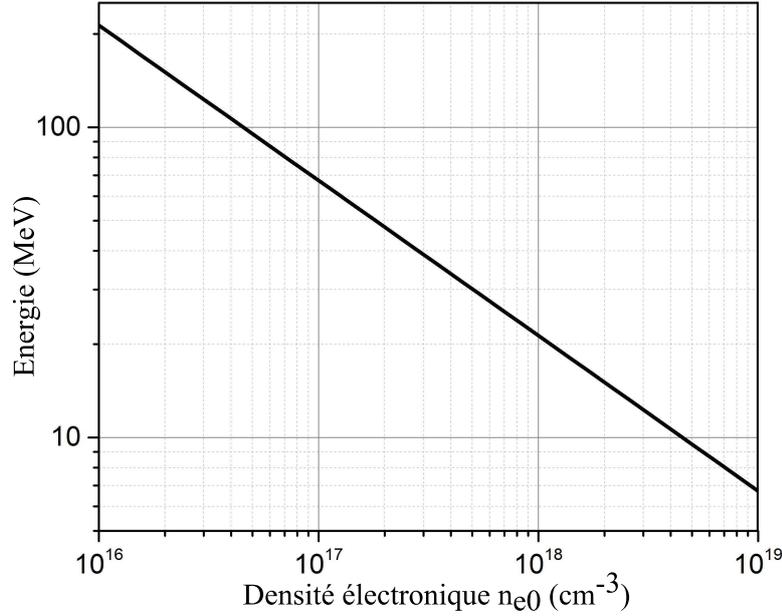


Figure 1.8 – Énergie d'un électron dont le facteur relativiste est égal à celui associé à la vitesse de groupe de l'onde plasma $\gamma_e = \gamma_G$ en fonction de la densité électronique.

Régime	a_0	γ_p	w_0	L_e	L_{diff}	L_φ	$\Delta W/(mc^2)$
Linéaire	< 1	$\frac{\omega_L}{\omega_p}$	$\frac{2\pi}{k_p}$	$\gamma_p^2 \frac{\omega_p \tau_L}{k_p a_0^2}$	$\frac{\pi \omega_0^2 \omega_L}{2c}$	$\frac{\gamma_p^2}{k_p}$	$a_0^2 \frac{\omega_L^2}{\omega_p^2}$
Non-linéaire	> 2	$\frac{\omega_L}{\sqrt{3}\omega_p}$	$\frac{2\sqrt{a_0}}{k_p}$	$3\gamma_p^2 \frac{\omega_p \tau_L}{k_p}$		$\frac{4\gamma_p^2 \sqrt{a_0}}{k_p}$	$\frac{2}{3} \frac{\omega_L^2}{\omega_p^2} a_0$

Table 1.3 – Paramètres du modèle proposé en réf. [30] en fonction du régime. Il est à noter que l'expression de w_0 correspond à la compensation de la diffraction par l'autofocalisation, résultant en de faibles oscillations de la taille transverse de l'impulsion.

$a_0 = 3$. On voit que dans les deux régimes, les longueurs d'épuisement laser, de déphasage et de diffraction du laser augmentent à basse densité. Pour le régime linéaire ($a_0 < 1$: Fig. 1.9(a)), la longueur limitante est la longueur de diffraction laser L_{diff} jusqu'à $n_e \simeq 4.5 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$. Pour des valeurs de densité électronique plus importante c'est la longueur de déphasage qui devient limitante. Dans le régime non-linéaire ($a_0 > 2$: Fig. 1.9(b)), régime d'intérêt pour un injecteur puisqu'il permet de produire des paquets d'électrons, c'est la longueur de diffraction laser L_{diff} qui est limitante.

On comprend alors le besoin de recourir à un guidage externe de l'impulsion laser, par un canal de densité préformé ou l'utilisation de capillaires diélectriques, pour la production de paquets d'électrons de haute énergie. On comprend également que le record actuel d'énergie ($\sim 4.2 \text{ GeV}$) ait été réalisé à densité modérée ($\sim 7 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$) dans un canal de densité produit par un capillaire à décharge de 9 cm de long [3].

Pour la conception d'un accélérateur laser plasma, il peut également être important de considérer le rendement \mathcal{E} de l'accélération. Il est défini par le rapport du gain d'énergie du paquet d'électrons sur l'énergie laser totale et peut être estimé par $\mathcal{E} \sim 1/a_0$ [30]. Cela indique qu'un trop grand a_0 réduit le rendement de l'accélération ; un étage non-linéaire

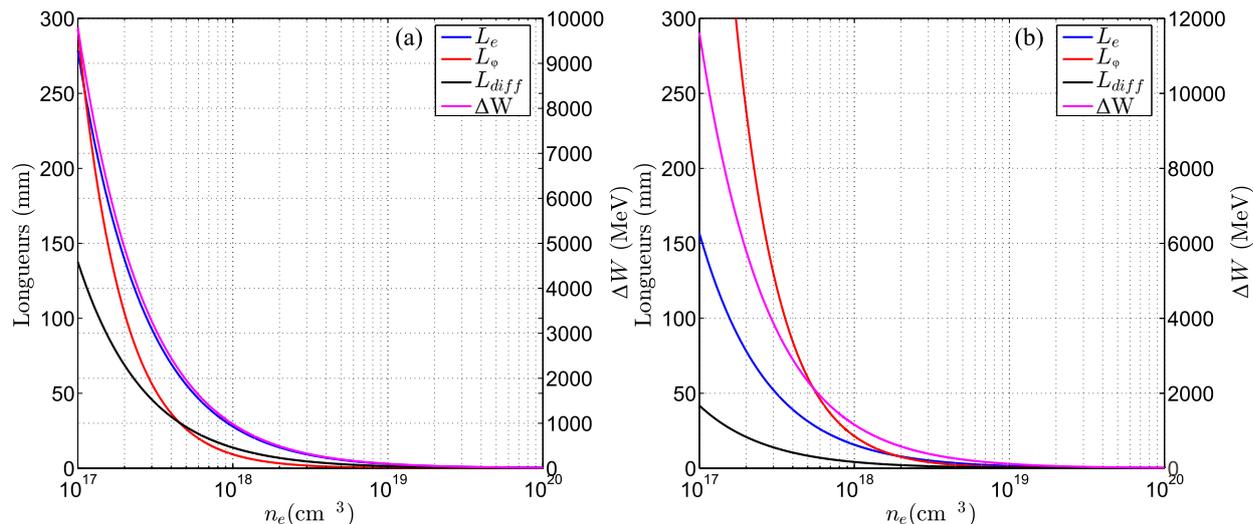


Figure 1.9 – Longueurs caractéristiques en fonction de la densité pour $\tau_L = 30$ fs , $a_0 = 0.75$ (a) et $a_0 = 3$ (b).

ayant pour but de produire des paquets d'électrons aura donc un rendement plus faible qu'un étage purement accélérateur en régime linéaire.

Ces lois d'échelles sont utiles pour estimer les longueurs d'accélération et ainsi prévoir les conditions expérimentales comme la longueur du plasma ou la densité électronique de travail. Il faut cependant nuancer leur pouvoir prédictif, en effet les hypothèses utilisées, notamment la stationnarité du sillage (taille transverse de l'impulsion et du sillage constant au cours de la propagation), sont rarement réalisées expérimentalement. Expérimentalement, la production de paquets d'électrons nécessite généralement d'utiliser l'autofocalisation du laser pour atteindre des valeurs de a_0 permettant d'injecter des électrons dans le sillage. Ainsi la dimension transverse du laser, ainsi que l'onde de plasma dans son sillage varient au cours de leur propagation, ce qui joue un rôle dans la dynamique d'injection des électrons (voir sec. 1.3.3 et 1.3.4). De plus, ces lois d'échelles sont valables pour $a_0 < 1$ ou $a_0 > 2$, or les valeurs expérimentales de a_0 sont souvent comprises dans l'intervalle $1 < a_0 < 2$, comme ce sera le cas dans cette thèse (voir Chap. 3).

1.4.5 L'accélération multi-étages comme moyen de repousser les limites

L'accélération multi-étages apparaît comme un moyen de dépasser les limitations intrinsèques au sillage laser plasma afin de produire des faisceaux d'électrons de haute énergie et de haute qualité. En effet, séparer la génération du paquet d'électrons de son accélération en utilisant un second étage présente plusieurs avantages. Le premier est d'utiliser des domaines en densité différents. Ainsi que nous l'avons vu l'injection nécessite des densités plus élevées que l'accélération. Le deuxième est de pouvoir rephaser le paquet d'électron par rapport à l'onde plasma. L'utilisation de deux faisceaux laser offre plus de flexibilité pour les optimiser à chaque régime. L'accélération multi-étages donne également un plus grand contrôle des propriétés des paquets d'électrons en permettant de contrôler l'accélération, sans perturber l'injection, dans un régime quasi-linéaire. De plus la sélection des paramètres expérimentaux,

notamment au travers de la synchronisation, de la phase à laquelle les électrons sont injectés dans le second étage et du profil de densité peut permettre de réduire la dispersion en énergie du paquet d'électrons produit par l'injecteur si une forte charge est privilégiée par rapport à une faible dispersion en énergie.

Un schéma de principe d'un accélérateur laser plasma à deux étages est illustré sur la Fig. 1.10. Il se base sur l'utilisation d'un premier étage court (quelques mm de plasma), en régime quasi-linéaire ou non-linéaire appelé l'injecteur, ayant une longueur de quelques mm et une densité assez élevée pour pouvoir piéger une charge importante (typiquement supérieure à 10^{18} cm^{-3}). L'injecteur est suivi d'un second étage de grande longueur, pouvant atteindre le mètre, appelé accélérateur, utilisant un guidage laser, fonctionnant à plus basse densité et en régime quasi-linéaire pour atteindre des énergies de l'ordre de $\sim 10 \text{ GeV}$ [6].

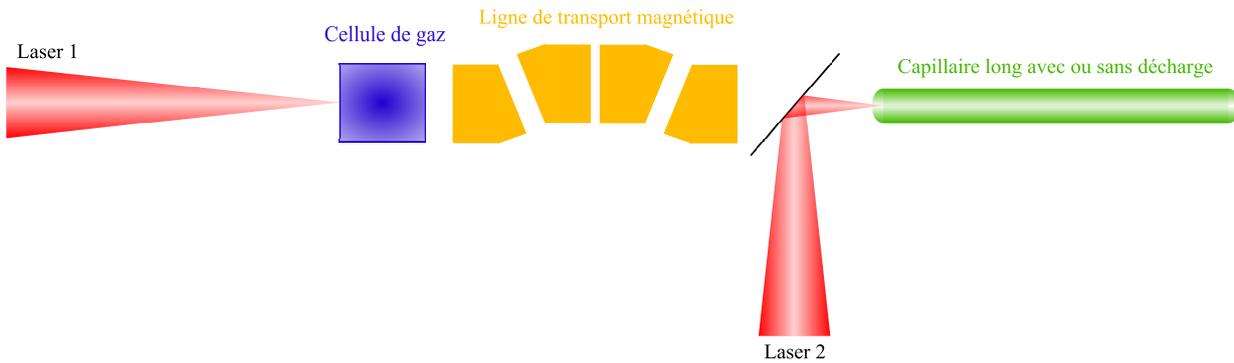


Figure 1.10 – Schéma de principe d'un accélérateur laser plasma multi-étages.

1.5 Conclusion

L'accélération d'électrons par sillage laser plasma est une technique prometteuse de par la grande amplitude des champs accélérateurs qu'il est possible de générer dans un plasma (1 - 100 GV/m), de plusieurs ordres de grandeurs supérieure à celles des champs atteignables dans les cavités radiofréquences utilisées dans les accélérateurs conventionnels. Elle repose sur l'interaction d'un laser ultra-intense ($\gtrsim 10^{18} \text{ W/cm}^2$) et de courte durée (quelques dizaines de fs) avec un plasma sous dense et permet d'obtenir des paquets d'électrons aux propriétés intéressantes. En effet, bien que la charge des paquets soit modérée ($\sim 1 - 1000 \text{ pC}$) par rapport aux charges atteignables dans les accélérateurs conventionnels, leur brièveté ($\sim 10 \text{ fs}$) leur confère un courant très important ($\sim 0.1 - 10 \text{ kA}$), propriété d'intérêt pour certaines applications.

Il reste cependant de nombreuses propriétés à améliorer avant que les accélérateurs laser-plasma deviennent compétitifs par rapport aux accélérateurs conventionnels pour les applications, notamment la dispersion en énergie ; C'est pourquoi de nombreux travaux passés et actuels ont été et sont consacrés à améliorer le contrôle du processus d'injection des électrons dans l'onde de plasma. Depuis la technique originelle d'auto-injection, de nombreuses techniques sont apparues mettant en jeu soit une seconde impulsion laser dans le cas des injections optiques, soit un profil de densité particulier comme c'est le cas de l'injection dans un gradient ou encore un dopant dans le cas de l'injection induite par ionisation.

L'accélération à des niveaux d'énergie $\gtrsim 10$ GeV d'électrons quasi-monocinétiques reste toujours un défi qui semble atteignable par l'accélération multi-étages. Le Centre Interdisciplinaire Lumière EXtrême (CILEX) utilisera le laser multi-petawatt Apollon, en cours de construction à Saclay [6] avec pour objectif principal d'accélérer de façon contrôlée un faisceau d'électrons à des énergies supérieures à 10 GeV dans un schéma à deux étages. Dans le cadre de cette thèse, une cellule de gaz à longueur variable, appelée ELISA, a été conçue comme le prototype du futur injecteur d'électrons.

Quel que soit le mécanisme d'injection choisi pour ce premier étage, les propriétés des paquets d'électrons obtenus sont très dépendants des propriétés de la cible, notamment du profil de densité et de la composition du gaz. On va donc dans le prochain chapitre s'intéresser à la caractérisation du remplissage en gaz de la cellule afin de déterminer les valeurs et le profil de densité électronique du plasma en fonction des paramètres expérimentaux.

Chapitre 2

Cellule de gaz de longueur variable : ELISA

Ce chapitre présente les propriétés de la cible utilisée au cours de cette thèse. On introduira d'abord la cible en présentant ses principales caractéristiques techniques et l'intérêt d'une telle cible. On présentera ensuite la mesure expérimentale de la densité moyenne du gaz contenu dans la cellule par interférométrie puis la détermination, par la modélisation du profil longitudinal de densité.

Sommaire

2.1	Introduction	34
2.2	Caractérisation expérimentale de la densité moyenne	35
2.2.1	Dispositif expérimental	35
2.2.2	Méthode d'analyse des données	37
2.2.3	Résultats	38
2.2.4	Conclusion	39
2.3	Caractérisation du profil de densité par simulation numérique	40
2.3.1	Ordres de grandeurs et modèles physiques	40
2.3.2	Géométrie et conditions aux limites	42
2.3.3	Résultats	42
2.3.4	Discussion	43
2.4	Conclusion	44

2.1 Introduction

Comme on a pu le voir dans le chapitre précédent, l'accélération laser plasma repose sur l'interaction d'une impulsion laser ultra-intense avec un plasma dont la densité doit être contrôlée. De façon générale, le plasma peut être créé par une décharge [83] ou provenir de l'ionisation d'un gaz, par une pré-impulsion laser [28] ou par l'avant de l'impulsion laser ultra-intense. Le gaz peut provenir d'un jet supersonique, ou être confiné dans une structure matérielle comme un capillaire [47, 78, 84, 85] ou une cellule [86]. On considère ici que la structure de confinement est une cellule lorsque sa dimension transverse par rapport à l'axe laser est grande devant l'extension transverse de la tache focale et ne jouera donc pas de rôle dans le guidage de l'impulsion laser. Le choix de la structure pour confiner le gaz dépend des conditions expérimentales requises en termes de densité, de longueur, d'homogénéité, de stabilité ou de reproductibilité. Par exemple, l'accélération d'électrons à des énergies de l'ordre du GeV en régime quasi-linéaire nécessite une interaction longue, et implique donc une structure pour confiner le gaz et guider le laser. Au contraire l'accélération à des énergies de l'ordre de la centaine de MeV peut être réalisée sur une distance de l'ordre du millimètre, une cellule de gaz est alors adaptée pour confiner le gaz. L'utilisation d'une cellule permet une meilleure stabilité des paquets d'électrons générés en comparaison aux jets de gaz grâce à une meilleure uniformité de la distribution spatiale de gaz [87, 88].

La source présentée ici a été développée dans le cadre de CILEX comme prototype du futur injecteur lors des expériences d'accélération laser plasma multi-étages qui utiliseront le laser APOLLON. Elle doit permettre de produire des paquets d'électrons relativistes ($\gamma_e \gg 1$) de divergence < 10 mrad et de durée < 10 fs afin qu'il soit possible de les transporter et de les injecter dans un second étage. La dispersion en énergie des paquets d'électrons doit également être faible ($< 10\%$) pour limiter l'allongement du faisceau lors de son transport. La stabilité du pointé des paquets est également un paramètre crucial puisque l'injection dans un second étage accélérateur nécessite de positionner précisément le paquet d'électrons à la bonne phase mais aussi dans l'axe du sillage afin d'éviter les effets de champs transverses (voir sec. 5.1 pour plus de détails sur les contraintes pour l'injection dans un second étage). Enfin, cette source doit permettre de produire des paquets d'électrons avec la charge la plus élevée possible répondant aux précédents critères.

Les exigences en terme de stabilité orientent donc le choix vers une cellule de gaz comme structure pour le confinement. La gamme d'énergie ciblée étant relativement modeste (< 200 MeV), la cellule peut être courte (≤ 10 mm) mais elle a été choisie, pour le développement de ce prototype, de longueur variable afin de pouvoir adapter la longueur du milieu aux conditions expérimentales choisies. Afin de produire des paquets de forte charge, de bonne qualité transverse et de faible dispersion en énergie, le mécanisme d'injection induite par ionisation (voir Sec. 1.3.5) sera mis en œuvre par l'ajout d'un faible pourcentage de N_2 au gaz léger utilisé, ici H_2 .

Une cellule de gaz de longueur variable a été construite en collaboration avec le Laboratoire Interaction, Dynamique et Lasers (LIDyL) du CEA Saclay et est représentée sur la Fig. 2.1. Elle est composée d'un cylindre mobile qui permet de modifier la longueur interne de la cellule tout en conservant l'étanchéité grâce à un soufflet. On définit la longueur de cellule, notée L_{cell} , comme la distance entre les parois internes de la cellule sur un axe parallèle à la direction de propagation de l'impulsion laser. Elle est comprise dans la gamme $0 < L_{cell} \leq 10$ mm. Les faces d'entrée et de sortie, perpendiculaires à l'axe laser, sont des plaques d'acier de 500 μm

d'épaisseur percées de trous de 200 μm ou 400 μm de diamètres pour laisser passer le laser et les électrons. Ces faces sont endommagées au passage de l'impulsion laser par les bords de la distribution en intensité et sont donc changeables. Elles sont typiquement changées tous les jours lors des campagnes expérimentales d'accélération d'électrons. L'étanchéité est assurée par des joints d'indium. Transversalement à l'axe laser dans le plan horizontal, deux hublots, étanchéifiés par des joints toriques, rendent visible l'intérieur de la cellule. Enfin un raccord placé sur le dessus de la cellule permet l'arrivée du gaz et une gorge alignée avec celle-ci favorise l'homogénéité du remplissage, surtout pour les faibles longueurs de cible (voir sec. 2.3). L'intérieur de la cellule consiste donc en un cylindre de 20 mm de diamètre avec des plaques percées à chaque extrémité, une arrivée de gaz de 3 mm de diamètre sur le dessus alignée avec une gorge de 1 mm de profondeur.

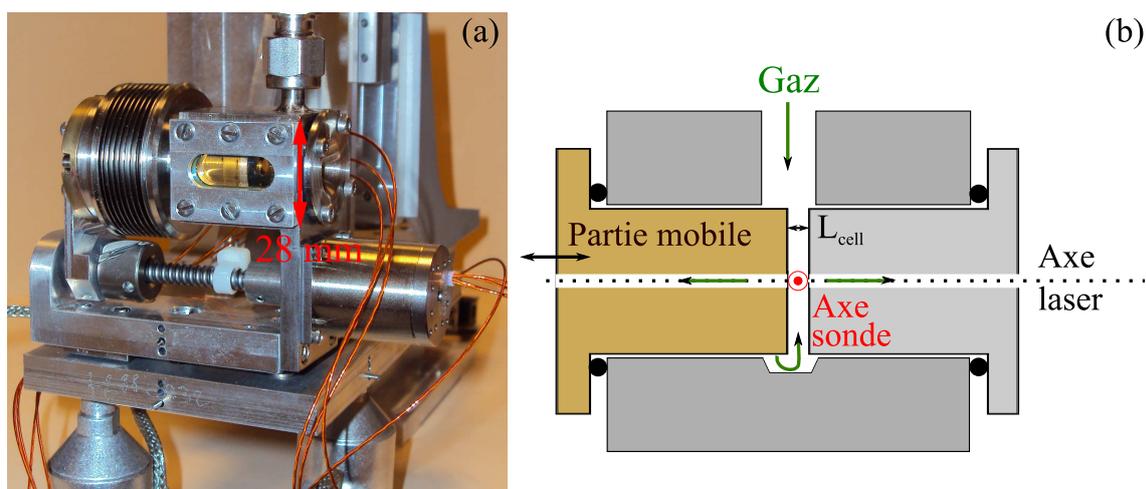


Figure 2.1 – (a) : Photographie de la cellule de longueur variable ELISA. (b) : Schéma de principe de l'intérieur de la cellule.

Le remplissage en gaz de la cellule détermine le profil de densité électronique du plasma avec lequel le laser va interagir. Il est donc essentiel de caractériser ce remplissage afin de déterminer les régimes de densité électronique que l'on pourra explorer lors des expériences d'accélération et qui ont une influence capitale sur l'interaction laser plasma (voir Chap. 1).

2.2 Caractérisation expérimentale de la densité moyenne

2.2.1 Dispositif expérimental

Pour caractériser la densité moyenne dans la cellule lors de l'injection de gaz, c'est-à-dire la densité au centre de la cellule intégrée sur toute la largeur de la cellule (entre les deux hublots) en supposant un profil transverse homogène, j'ai utilisé un interféromètre Mach-Zehnder placé sous vide et un laser HeNe ($\lambda = 638 \text{ nm}$). Sur le montage expérimental, représenté sur la Fig. 2.2, on peut voir que la cellule ELISA est placée dans une enceinte à vide à une pression de l'ordre de $\sim 10^{-5}$ mbar. L'injection de gaz est assurée par l'ouverture d'une électrovanne qui sépare le vide régnant dans la cellule de la pression d'un réservoir de grand volume par rapport à la cellule. L'ouverture de l'électrovanne permet au gaz de se détendre dans la cellule puis de fuir dans l'enceinte par les faces d'entrée et de sortie.

On choisit ici de caractériser la densité dans la cellule pour du dihydrogène pur afin de réduire le nombre de mesures à effectuer, bien que cette cellule soit également utilisée avec des mélanges de dihydrogène et diazote. Le faible pourcentage d'azote dans les mélanges de gaz utilisés est supposé ne pas modifier l'écoulement.

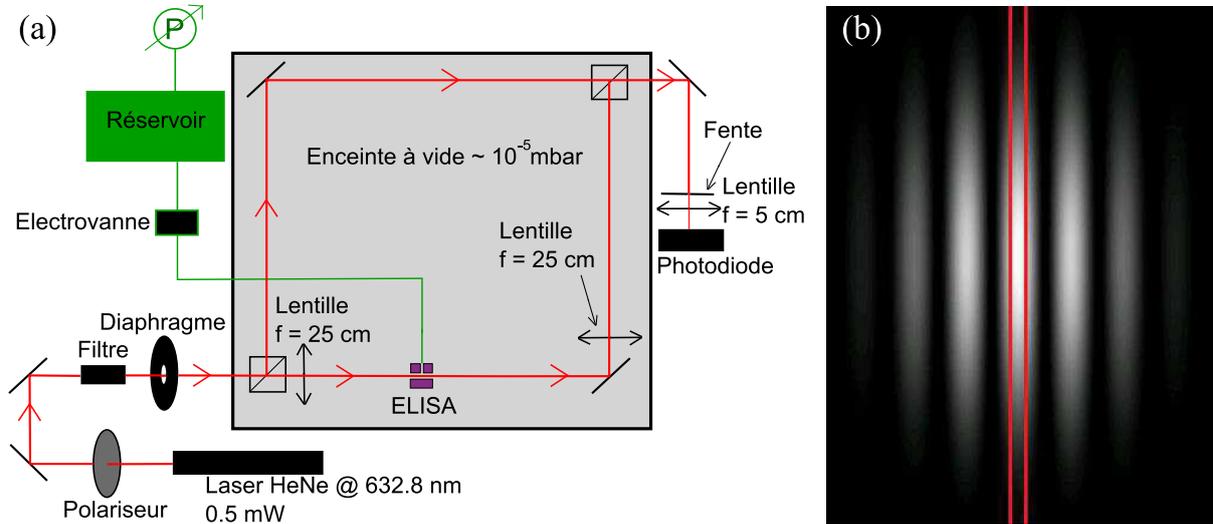


Figure 2.2 – (a) : Schéma du montage interférométrique. (b) : Figure d'interférence dans le plan de la fente; les deux lignes verticales symbolisent le réglage de la fente avant l'injection de gaz.

Le faisceau laser est séparé en un bras de référence se propageant dans le vide et un bras traversant la cellule par ses hublots, soit, perpendiculairement à l'axe laser utilisé lors des expériences d'accélération. Cette configuration permet de sonder une longueur de gaz suffisamment importante (22.5 mm) pour que le déphasage induit soit mesurable quelle que soit la longueur de la cellule. On recombine ensuite les deux bras en introduisant un léger angle pour obtenir une figure d'interférence. On sélectionne ensuite environ un tiers de la frange la plus intense avec une fente, comme indiqué sur la Fig. 2.2(b), et on le focalise sur une photodiode de type PIN au silicium¹. En pratique la diminution de la largeur de la fente diminue le rapport signal/bruit (on réduit le signal maximum en conservant un niveau de bruit constant) mais permet d'augmenter le contraste, c'est-à-dire la différence entre le signal maximum (instant où la fente est centrée sur un maximum d'intensité comme initialement) et le signal minimum (instant où la fente est centrée sur un minimum d'intensité).

Lors de l'arrivée du gaz dans la cellule le déphasage entre les deux bras de l'interféromètre varie au cours du temps, les franges défilent devant la fente et la photodiode enregistre donc les variations d'intensité entre les zones d'interférences constructives et destructives. On mesure ainsi le déphasage introduit par la présence de gaz sur le trajet du bras sonde au cours du temps qui peut s'écrire :

$$\Delta\varphi(t) = \frac{2\pi}{\lambda_L} \int_L (\eta_2(z,t) - \eta_1(z,t)) dz \quad (2.1)$$

où L est la distance de propagation du faisceau sonde dans le gaz, η_1 l'indice du gaz résiduel dans l'enceinte et η_2 l'indice du gaz injecté.

1. Modèle PDA36A-EC du constructeur Thorlabs.

L'indice optique du gaz est relié à la densité du gaz n_{H_2} par la formule [89] :

$$\frac{\eta - 1}{n_{H_2}} \simeq \frac{3Am_{gaz}}{2} \quad (2.2)$$

où A est la réfractivité molaire du gaz et m_{gaz} la masse d'une molécule de gaz. On a donc accès à la densité moyenne sur le chemin optique du bras sonde.

2.2.2 Méthode d'analyse des données

Lors de l'injection de gaz, la photodiode capte un signal oscillant de la forme [90]

$$S(t) = A + B \cos[\theta_0 + \Delta\varphi_d(t)] \quad (2.3)$$

On le normalise de la façon suivante :

$$S_N(t) = \frac{S(t) - S_{min}}{S_{max} - S_{min}} = \frac{1 + \cos[\theta_0 + \Delta\varphi_d(t)]}{2} \quad (2.4)$$

ce qui permet de s'affranchir des réglages expérimentaux particuliers à cette réalisation comme la largeur de la fente ou la symétrie de l'interférogramme obtenu. On inverse ensuite le signal normalisé pour obtenir :

$$\Delta\varphi_d(t) = \arccos[2S_N(t) - 1] - \arccos[2S_N(0) - 1] + 2k(t)\pi, \quad (2.5)$$

$k(t)$ étant un entier dont la valeur est déterminée par continuité. Avec $k(t) = 0$ on obtient un déphasage oscillant rapidement entre 0 et π puis variant plus lentement autour d'une valeur comme illustré sur la Fig. 2.3(b). Il faut ensuite déplier la courbe en chaque point d'inflexion pour fixer $k(t)$. On calcule ensuite la densité linéaire en utilisant la formule 2.2. En combinant les équations 2.1 et 2.2, on calcule la densité moyenne de gaz à partir du déphasage en considérant un profil de densité constant sur la longueur de gaz traversé par le laser soit 22.5 mm. Finalement on convertit la densité de gaz moléculaire obtenue en densité électronique moyenne du plasma pour une ionisation totale ($n_e = 2n_{H_2}$).

Le signal de la photodiode est enregistré à une fréquence de 2kHz, on a donc accès à la dynamique du remplissage avec un pas de temps de 0.5 ms qui se déroule de la façon suivante :

- L'écoulement débute à l'ouverture de l'électrovanne dont le signal de déclenchement sert de référence pour l'enregistrement du signal de la diode à $t = 0$ ms.
- Après l'ouverture de la vanne, le signal mesuré reste constant jusqu'à environ ~ 28 ms comme on peut le voir sur la Fig. 2.3.
- A $t \simeq 28$ ms le signal enregistré par la photodiode diminue, indiquant que le gaz atteint la cellule.
- La densité dans la cellule augmente ensuite jusqu'à $t \simeq 35$ ms comme illustré sur la Fig. 2.3(c).
- Un état stationnaire est atteint, la densité dans la cellule fluctue autour d'une valeur moyenne jusqu'à la fin de la mesure à $t = 250$ ms.

- La gaz fuit ensuite de la cellule dans l'enceinte expérimentale avec un temps caractéristique dépendant des capacités de pompage de l'enceinte : lors de ces mesures le temps de vidage de la cellule était de l'ordre de 1 minute, mais lors des expériences d'accélération au LLC et à UHI100, le temps caractéristique de vidage était plutôt de l'ordre de 30 s.

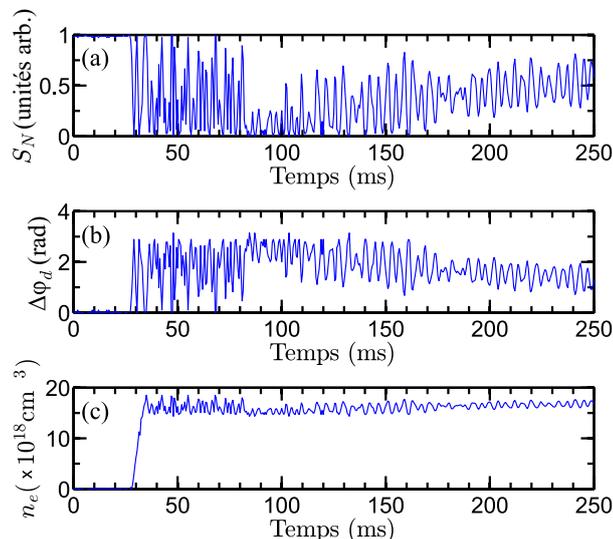


Figure 2.3 – Exemple de signaux mesurés à différentes étapes du traitement. (a) Signal normalisé $S_N(t)$. (b) Déphasage $\Delta\varphi_d(t)$ avec $k(t) = 0$. (c) Densité électronique finale $n_e(t)$.

2.2.3 Résultats

Les paramètres expérimentaux variés lors de cette étude de l'injection de gaz dans la cellule sont :

- La pression de réservoir $P_{reservoir}$ entre 100 et 500 mbar.
- La longueur de la cellule dont la longueur interne a été variée entre 1 et 10 mm.
- Deux durées d'ouverture de vanne proches de la durée minimale : 30 ms et 40 ms.

On peut également noter que les faces d'entrée et de sortie utilisées lors de cette caractérisation étaient percées de trous de 200 μm de diamètre. Les résultats doivent permettre de donner la valeur de densité moyenne dans les conditions explorées lors des expériences d'accélération d'électrons mais également de confirmer la validité du calcul numérique et par conséquent d'obtenir un profil de densité absolu en fonction des conditions expérimentales.

2.2.3.1 Variation de la durée d'ouverture de la vanne

La durée d'ouverture de la vanne d'injection est choisie la plus courte possible pour limiter la quantité de gaz injecté dans l'enceinte. En effet, la capacité de pompage est souvent une limitation de la cadence de tir lors des expériences d'accélération, il faut attendre que les pompes aient évacué le gaz que l'on vient d'injecter dans la chambre expérimentale pour que le laser puisse s'y propager jusqu'à la cible sans être perturbé par de trop fortes densités sur son trajet. Sur la Fig. 2.4 on trace la moyenne temporelle de $n_e(t)$ entre le début du régime quasi-stationnaire ($t \simeq 35$ ms) et 250 ms après l'ouverture de l'électrovanne pour des

durées d'ouverture de vanne de 30 ms et 40 ms en fonction de la pression dans le réservoir, la durée d'ouverture minimale de la vanne étant 27 ms. Les barres d'incertitudes verticales représentent l'écart-type de la densité sur le même intervalle temporel.

À longueur de cellule fixée si on compare une ouverture de 30ms à une ouverture de 40ms, on voit que l'ouverture pendant 40 ms permet d'atteindre des valeurs de densité légèrement supérieures ($\sim 4\%$ et $\sim 8\%$) pour les plus hautes pressions de réservoir (400 et 500mbar). On peut également remarquer que les barres d'erreurs sont plus faibles, ce qui signifie qu'il y a moins de fluctuations de densité dans la cellule dans ce cas. On privilégiera donc une durée d'ouverture de 40ms si les capacités de pompage de l'enceinte le permettent.

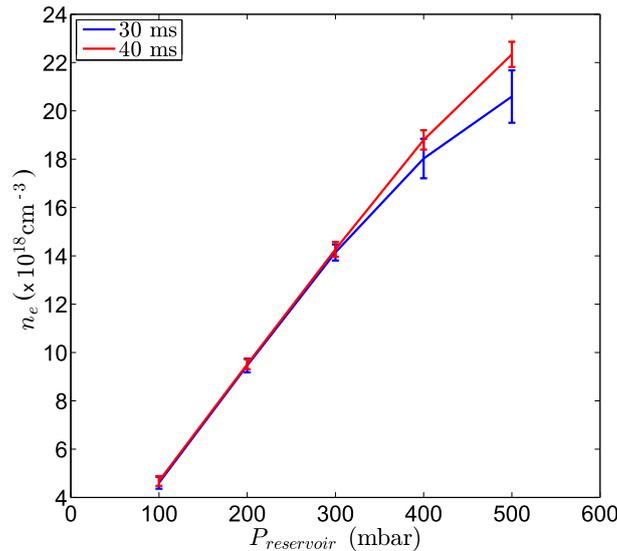


Figure 2.4 – Densité électronique en fonction de la pression de réservoir pour des durées d'ouverture de vanne de 30 et 40 ms et une longueur de cellule de $L_{\text{cell}} = 5$ mm.

2.2.3.2 Variation de la longueur de la cellule

La figure 2.5 représente la densité en fonction de la pression de réservoir pour différentes valeurs de L_{cell} avec une durée d'ouverture de vanne de 40 ms. On observe que la densité varie de façon quasi-linéaire avec la pression de réservoir. De plus, la densité est indépendante de L_{cell} pour les basses pressions de réservoir ([100 - 300 mbar]) alors que les faibles longueurs de cellule favorisent de plus hautes densités pour les hautes pressions de réservoir ([400 - 500 mbar]).

2.2.4 Conclusion

On a montré que les mesures interférométriques permettent d'obtenir la densité moyenne de gaz en fonction de la pression de réservoir et de la longueur de la cellule. Aucune information n'a été obtenue sur les profils en densité transversal et longitudinal. Or, comme nous l'avons vu dans le chapitre précédent, le profil de densité le long de l'axe laser a des conséquences importantes sur la dynamique de l'interaction, notamment sur l'injection d'électrons ou l'auto-focalisation du laser (voir sec. 1.2 et 1.3). Ces résultats expérimentaux vont servir de

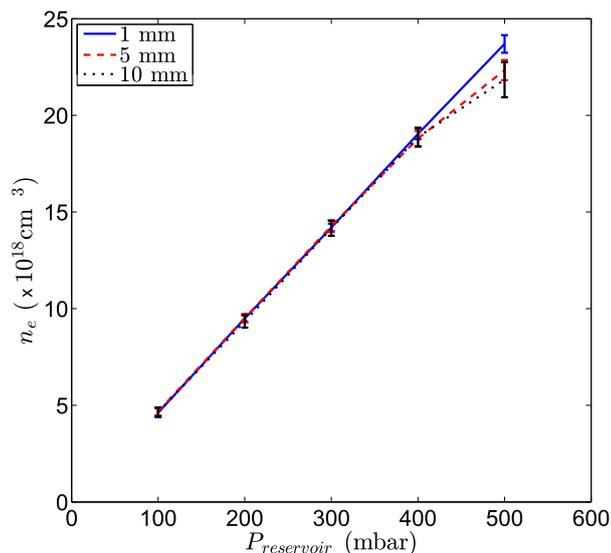


Figure 2.5 – Densité électronique en fonction de la pression de réservoir pour $L_{cell} = 1, 5$ et 10 mm.

référence aux simulations numériques pour obtenir des profils de densité en valeur absolue. On aura ainsi accès au profil de densité pour un domaine de pressions de réservoir allant de 100 à 500 mbar ce qui correspond à des densités électroniques dans la cellule dans la gamme $[4.6 - 23.5] \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ soit dans la gamme d'intérêt pour un injecteur (voir sec. 1.4.4).

2.3 Caractérisation du profil de densité par simulation numérique

La simulation numérique est un outil efficace pour déterminer la dynamique de l'écoulement avec une bonne précision. Elle donne accès à plus d'informations que la caractérisation expérimentale présentée précédemment. On peut avoir accès à la distribution de gaz dans tout l'espace qui est difficile à mesurer expérimentalement, soit à cause des faibles densités mises en jeu ou de l'inaccessibilité par sondage optique de certaines zones. Nous commencerons par donner les ordres de grandeurs caractérisant l'écoulement ainsi que les modèles physiques utilisés pour l'étude numérique avant de présenter leur mise en œuvre et enfin les résultats obtenus.

2.3.1 Ordres de grandeurs et modèles physiques

La simulation numérique de l'écoulement du gaz dans la cellule a été effectuée avec le logiciel libre OpenFOAM [91]. Ce logiciel a des solveurs adaptés à différents problèmes. Le choix du solveur adapté à notre situation dépend des ordres de grandeurs mis en jeu.

Commençons par évaluer le nombre de Reynolds afin d'évaluer le caractère laminaire ou turbulent de l'écoulement et qui s'exprime par :

$$Re = \frac{vL}{\nu} \quad (2.6)$$

avec v la vitesse caractéristique du fluide, L la longueur caractéristique de la géométrie de l'écoulement et ν la viscosité cinématique du fluide. Pour estimer la vitesse caractéristique du fluide considérons le début de l'écoulement. Lorsque la vanne s'ouvre un réservoir à une pression de 500 mbar se retrouve relié à la cellule, qui est à une pression de l'ordre de $\sim 10^{-5}$ mbar, par l'intermédiaire d'un tuyau de 3 mm de diamètre. On a donc une grande différence entre la pression amont et la pression aval du tuyau. Dans cette situation, si le rapport entre la pression amont et la pression aval dépasse une certaine valeur que l'on peut exprimer en fonction de l'indice adiabatique du gaz Γ , défini comme le rapport des capacités thermiques du gaz à pression constante et à volume constant, comme :

$$\frac{P_{reservoir}}{P_{vide}} \geq \left(\frac{\Gamma + 1}{2}\right)^{\frac{\Gamma}{\Gamma - 1}} \quad (2.7)$$

soit $P_{reservoir}/P_{vide} \gtrsim 1.893$ (avec l'indice adiabatique d'un gaz diatomique parfait $\Gamma = 7/5$), l'écoulement est dit bloqué. C'est à dire que la vitesse du fluide est limitée à la vitesse du son dans ce fluide. Dans notre cas, le rapport entre pression amont et aval est de l'ordre de $\sim 10^7$, on peut donc estimer la vitesse caractéristique du fluide par la vitesse du son dans l'hydrogène, soit $c_{H_2} \simeq 1310$ m/s.

Plusieurs choix sont possibles pour la longueur caractéristique : le diamètre du trou d'injection de gaz (3 mm), le diamètre des faces d'entrée et de sortie $\emptyset = 200$ μm , la longueur de la cellule $L_{cell} = 1$ mm ou le diamètre interne de la cellule $D = 20$ mm. En prenant $\nu = \nu_{H_2} \simeq 1.55 \times 10^{-4}$ $\text{m}^2.\text{s}^{-1}$, on trouve que le nombre de Reynolds est compris dans la gamme $1700 \lesssim Re \lesssim 170000$ en fonction de la longueur caractéristique considérée. On peut donc s'attendre à ce que l'écoulement soit fortement turbulent à l'intérieur de la cellule au début du remplissage, et plus laminaire dans les faces d'entrée et de sortie en régime permanent.

Ainsi, les conditions attendues de l'écoulement imposent le choix d'un solveur pouvant modéliser la turbulence pour des écoulements soniques ou trans-soniques. On a donc choisi d'utiliser le solveur *sonicFoam* capable de décrire des écoulements turbulents et laminaires, soniques ou trans-soniques. Il décrit la turbulence par l'utilisation du modèle $k - \varepsilon$ décrit par *Jones et al.* [92].

On peut néanmoins mettre en cause le caractère fluide de l'écoulement à basse pression. En effet, si la pression est faible, le libre parcours moyen des molécules de gaz peut être de l'ordre du diamètre du plus petit tube présent dans la géométrie, soit les faces d'entrées et de sorties. Dans ce cas, l'écoulement ne peut plus être décrit par les équations fluides et on dit que l'écoulement est moléculaire. Il faudra alors utiliser des outils statistiques pour étudier les trajectoires de chaque molécules. Ce changement de comportement peut être caractérisé par le nombre de Knudsen exprimé comme :

$$Kn = \frac{\ell}{\emptyset} \quad (2.8)$$

avec $\ell = 1/\sqrt{2}\pi\rho_{H_2}\sigma_{H_2}^2$ le libre parcours moyen, ρ_{H_2} la densité d'hydrogène et σ_{H_2} le diamètre de la molécule. La transition entre écoulement fluide et moléculaire se produit lorsque $Kn \geq$

0.01 ce qui se traduit en terme de densité électronique par $n_e \lesssim 2.3 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$. Il faudrait donc prendre en compte la transition vers un régime d'écoulement moléculaire à basse densité, notamment dans les gradients des faces d'entrée et de sortie, ce qui n'est pas pris en compte par l'utilisation de *sonicFoam*. On verra cependant dans la suite que les zones où l'écoulement moléculaire pourrait s'avérer nécessaire sont à l'extérieur de la cellule et qu'elles n'ont que peu d'influence sur l'interaction laser-plasma dans les conditions étudiées pour un injecteur (voir sec. 2.3.3 & Chap. 4).

2.3.2 Géométrie et conditions aux limites

La Fig. 2.6(a) présente une section transverse de la cellule. On peut voir au sommet de cette figure la surface représentant la fin du tuyau reliant la cellule au réservoir. On impose sur cette surface une pression fixe égale à celle du réservoir (500 mbar). Ceci implique que l'on néglige la perte d'impédance dans le tuyau et que l'on ne considère que des temps courts par rapport au temps de vidage du réservoir, qui est de plusieurs centaines de ms.

La coupe longitudinale représentée sur la Fig. 2.6(b) montre l'intérieur de la cellule (de longueur $L_{cell} = 1 \text{ mm}$) à laquelle sont connectées deux boîtes à vide, représentant l'enceinte expérimentale, par des tubes de 200 μm de diamètre et 500 μm de longueur représentant les faces d'entrée et de sortie. On applique une condition appelée *waveTransmissive* aux surfaces extérieures de ces boîtes à vide. Cette condition permet au gaz de sortir du volume de simulation lorsqu'il atteint cette surface, et permet ainsi de réduire la taille des boîtes à vide et par conséquent le temps de calcul, sans perturber la simulation par une pression importante dans ces boîtes. Cette condition est justifiée par le rapport entre le volume de la cellule et celui de l'enceinte à vide qui est de l'ordre de $\sim 10^{-6}$, associé aux capacités de pompage de l'enceinte expérimentale, si bien que la pression dans l'enceinte reste toujours très inférieure à celle dans la cellule. En pratique, dans les conditions où cette cellule a été utilisée, la pression maximale dans l'enceinte lors de l'injection de gaz est de l'ordre de $\sim 10^{-2} \text{ mbar}$, soit $\sim 10^{-4}$ fois la pression dans la cellule.

Toutes les autres limites de la géométrie représentent des murs. On y utilise une condition appelée *zeroGradient* qui fixe les dérivées à 0 et impose un flux nul qui traduit l'impossibilité pour le gaz de pénétrer les parois d'un solide.

2.3.3 Résultats

La densité électronique au centre de la cellule (c'est à dire au point O sur la Fig. 2.6(b)) calculée à partir de la densité de gaz en supposant une ionisation complète est représentée sur la Fig. 2.7 en fonction du temps. On constate une augmentation lente de la densité jusqu'à $t_1 = 28 \mu\text{s}$ qui s'explique par le fait que le gaz s'écoule principalement dans la gorge autour de la cellule comme on peut le voir sur la Fig. 2.8(a). Entre t_1 et $t_2 = 50 \mu\text{s}$ le gaz pénètre l'intérieur de la cellule et plus particulièrement le centre d'une manière quasi-cylindrique comme on peut le voir sur la Fig. 2.8(b). On observe alors une augmentation brutale de la densité au centre jusqu'à dépasser la densité correspondant à 500 mbar, ce qui s'explique par le caractère quasi-cylindrique de l'écoulement combiné à la compressibilité du gaz. A l'instant $t_3 = 103 \mu\text{s}$, la densité dans la cellule est presque homogène (voir sur la Fig. 2.8(c)) transversalement. Les fuites dans les boites à vide à travers les faces d'entrée et de sortie

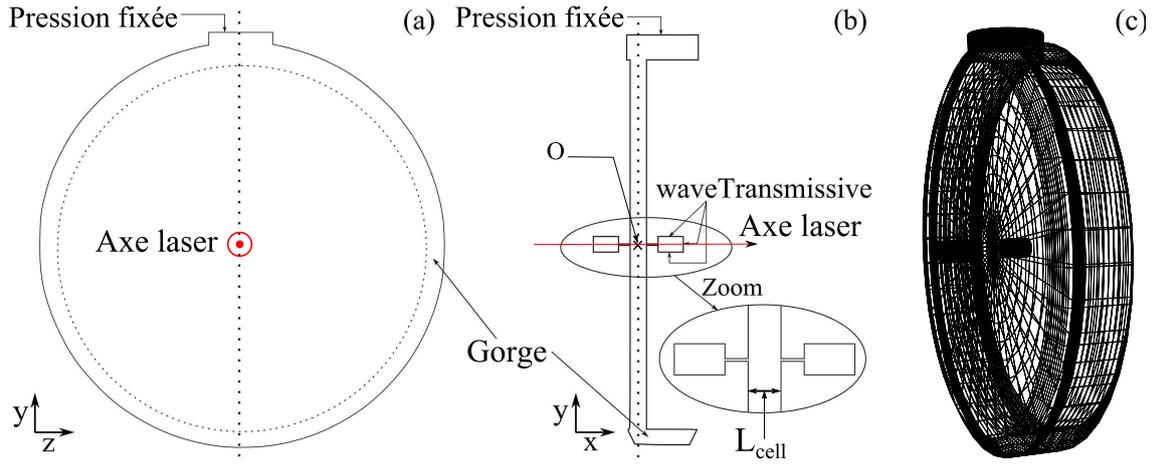


Figure 2.6 – (a) : Schéma d’une section transverse de la cellule et conditions aux bords. (b) : Schéma d’une coupe longitudinale et conditions aux bords. (c) : Maillage simplifié tel que visualisé dans Gnuplot [93]. Le nombre de cellules dans chaque direction a été divisé par 2 pour faciliter la visualisation.

produisent un gradient longitudinal et réduisent la densité dans la cellule jusqu’à $\sim t_4 = 180 \mu\text{s}$ où un régime stationnaire s’établit. Le régime stationnaire est donc bien atteint sur un temps beaucoup plus court que le temps de vidage du réservoir.

On trace sur la Fig. 2.9 la distribution de densité sur l’axe laser pour les différents instants $t_{1,2,3,4}$ correspondant aux lignes verticales sur la Fig. 2.7. Dans la simulation, la forme finale du profil de densité sur l’axe laser est rapidement obtenue ($\sim t_2 = 50 \mu\text{s}$). Après cet instant, la valeur maximale de densité varie jusqu’à atteindre une valeur stable lors du régime permanent ($\sim t_4 = 200 \mu\text{s}$) mais la forme du profil de densité reste similaire. Ce profil consiste en un plateau à l’intérieur de la cellule dont la longueur pourra être changée en variant L_{cell} . De chaque côté de ce plateau, on observe un fort gradient où la densité chute de $\sim 23.4 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ à $\sim 14.4 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ sur $\sim 0.35 \text{ mm}$ lors de la transition avec les trous dans les faces d’entrée et de sortie. Il est suivi d’un gradient plus doux dans les tubes que constituent ces faces faisant passer la densité électronique de $14.4 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ à $7.4 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ sur 0.4 mm et d’un gradient intermédiaire à ces deux derniers à l’extérieur de la cellule où la densité électronique atteint 10^{17} cm^{-3} sur une longueur de 0.65 mm .

2.3.4 Discussion

Les résultats de simulation sont en bon accord avec les résultats des mesures. En effet la densité électronique équivalente au centre de la cellule (point O sur la Fig. 2.6(b)) dans le régime stationnaire obtenu par la simulation est de $n_{e0_{\text{sim}}} = 24.9 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ à comparer au résultat expérimental $n_{e0_{\text{exp}}} = (23.7 \pm 0.5) \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$, soit un écart de 3 à 5%. Notons que cette légère différence peut s’expliquer, au moins partiellement, par la perte de charge dans le tuyau entre le réservoir et l’entrée de la cellule, qui n’est pas prise en compte dans la simulation.

On remarque cependant que les durées pour atteindre le régime stationnaire sont assez différentes dans l’expérience et dans la simulation numérique. En effet, on a vu sur la Fig. 2.3 que le régime stationnaire est atteint $\sim 35 \text{ ms}$ après l’ouverture de la vanne, soit ~ 7

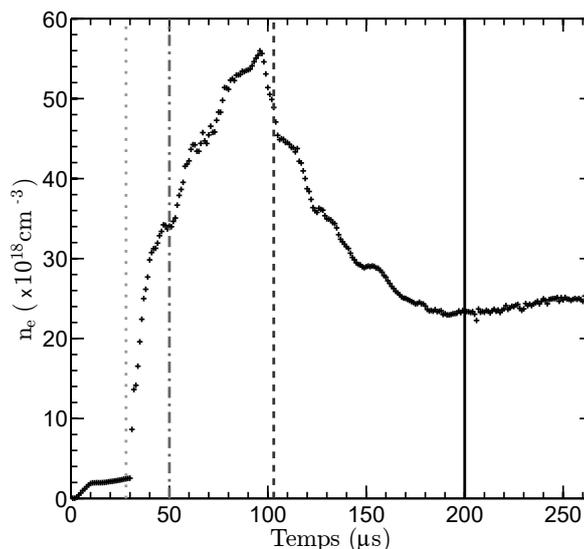


Figure 2.7 – Densité électronique au centre de la cellule. Les lignes verticales indiquent les 4 instants particuliers choisis pour tracer la Fig. 2.8 et les courbes de la Fig. 2.9.

ms après qu’une quantité de gaz détectable est entrée dans la cellule, tandis que le régime stationnaire est atteint après environ $\sim 200 \mu\text{s}$ de simulation. Le pas de temps d’acquisition du signal de la photodiode étant de $500 \mu\text{s}$, une dynamique telle que celle constatée dans la simulation n’est théoriquement pas observable. On voit pourtant dans l’expérience une variation du déphasage à une fréquence suffisamment faible pour être mesurée avec un pas de temps de 0.5 ms . La dynamique de remplissage dans la simulation n’est donc probablement pas fiable bien que la valeur de densité lors du régime stationnaire soit en accord avec les mesures. On peut donc avoir une confiance relative dans la forme du profil obtenu mais on préférera se fier aux mesures expérimentales pour fixer le délai entre l’ouverture de la vanne et l’arrivée de l’impulsion laser ultra-intense lors des expériences d’accélération d’électrons. Les mesures interférométriques donnant un régime stationnaire compris entre $t \simeq 35 \text{ ms}$ et $t \simeq 250 \text{ ms}$ après l’ouverture de la vanne, on choisit typiquement de régler l’arrivée de l’impulsion laser entre 40 ms et 60 ms après l’ouverture de la vanne afin de garantir que l’écoulement ait atteint le régime stationnaire tout en limitant la quantité de gaz ayant déjà fui dans l’enceinte et pouvant perturber la propagation et la focalisation du laser.

2.4 Conclusion

Dans le cadre de l’accélération laser-plasma multi-étages, un prototype de cellule pour l’injection d’électrons a été construit. Le choix de la cible s’est porté sur une cellule de gaz qui, *a priori*, présente une meilleure stabilité qu’un jet. La longueur variable de cette cellule nous offre un paramètre supplémentaire intéressant pour l’étude de l’accélération d’électrons.

La densité à l’intérieur de la cellule a été caractérisée expérimentalement et numériquement. L’étude numérique permet l’accès à la distribution de densité dans toute la géométrie, tandis que la caractérisation expérimentale permet d’obtenir la densité moyenne au centre et ainsi de confirmer les valeurs obtenues numériquement tout en permettant de fixer le délai entre l’ouverture de la vanne et l’arrivée de l’impulsion laser lors des expériences d’accélération.

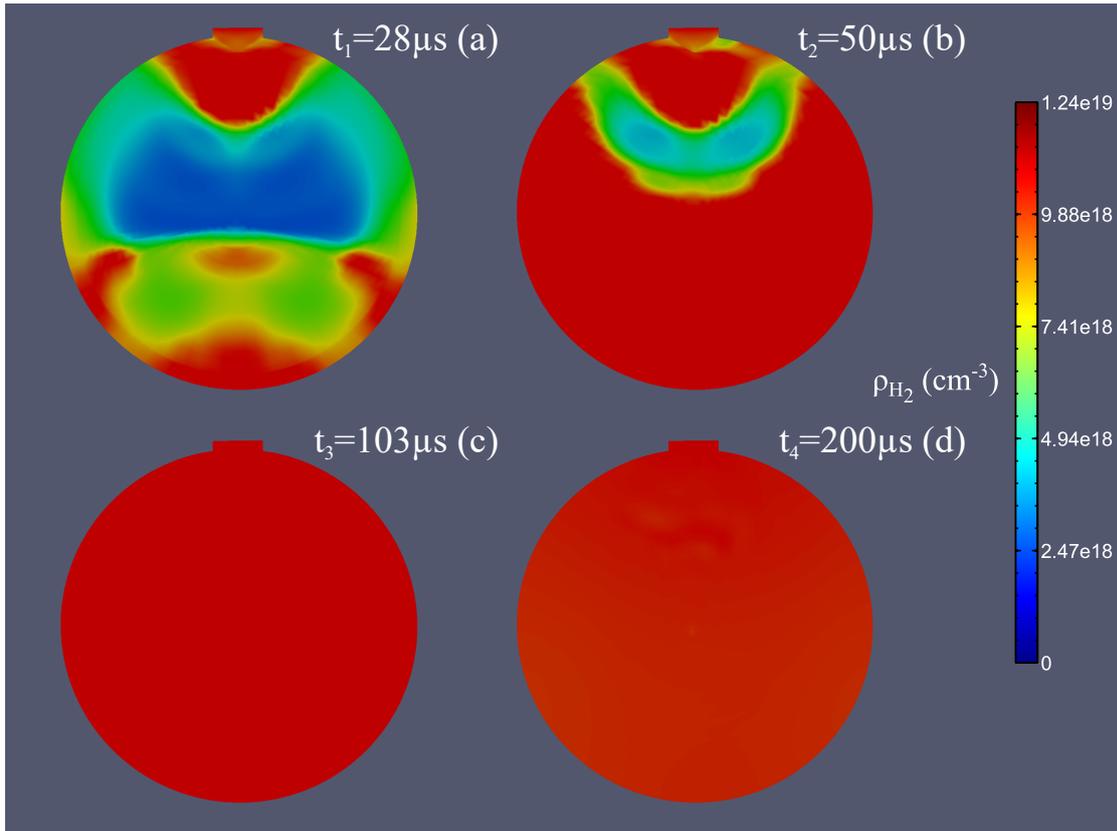


Figure 2.8 – Densité d’hydrogène ρ_{H_2} dans le plan perpendiculaire à l’axe laser au centre de la cellule pour différents instants. Le maximum de l’échelle de couleur correspond à une pression de 500 mbar.

On dispose donc de la distribution en densité le long de l’axe laser, en valeur absolue, grandeur nécessaire pour simuler précisément l’interaction laser-plasma, et ce en fonction des paramètres expérimentaux (pression de réservoir, longueur de cellule et durée d’ouverture de vanne). Pour des valeurs de longueurs de cellule ou de pression de réservoir qui n’auraient pas été explorées lors de la caractérisation expérimentale, on interpolera ou extrapolera linéairement les valeurs à partir des résultats disponibles pour fixer la valeur de n_{e0} au centre de la cellule. Le profil en densité le long de l’axe laser sera adapté pour les différentes longueurs $L_{cell} \neq 1$ mm en gardant les gradients inchangés et en modifiant la longueur du plateau à l’intérieur de la cellule.

Afin d’estimer les longueurs caractéristiques de la dynamique des électrons (L_φ , L_e , voir sec. 1.4) et le régime mis en jeu lors de l’interaction laser-plasma, et plus généralement pour être capable de modéliser l’interaction, il faut également caractériser les impulsions laser interagissant avec ce plasma. On va donc s’attacher dans la suite à présenter la caractérisation des impulsions laser des différentes installations utilisées au cours de cette thèse, ainsi qu’à présenter les méthodes d’analyse et de caractérisation des paquets d’électrons générés.

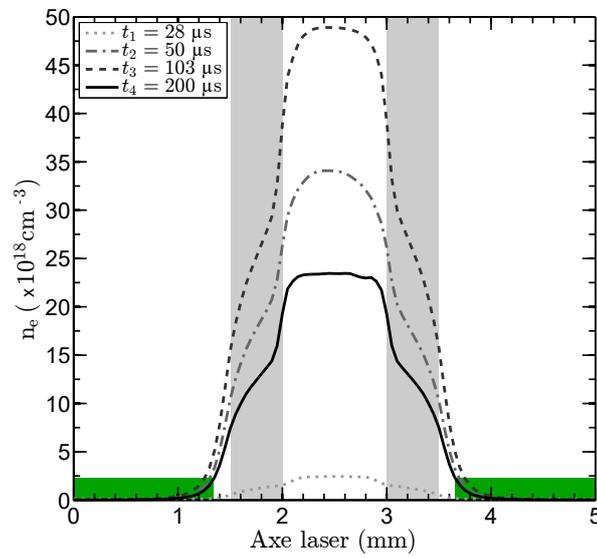


Figure 2.9 – Distribution de densité électronique le long de l’axe laser à 4 instants particuliers correspondant aux lignes verticales de la Fig. 2.7. Les surfaces grisées représentent les faces d’entrée et de sortie. Les surfaces vertes représentent les zones où $Kn \geq 0.01$.

Chapitre 3

Techniques expérimentales et méthodes d'analyse

Ce chapitre présente les techniques expérimentales mises en œuvre lors des campagnes au Lund Laser Centre (LLC) et sur l'installation UHI100 du CEA Saclay. Ces deux installations, bien que similaires dans leur architecture ont été utilisées pour leurs propriétés particulières : Le laser du LLC pour sa très bonne stabilité et l'installation UHI100 pour explorer un régime d'intensité sur cible supérieure. On abordera en premier lieu les caractéristiques des installations laser et les diagnostics associés avant de développer les méthodes d'analyse des données concernant les paquets d'électrons, toutes effectuées grâce au logiciel de calcul matriciel *Matlab*.

Sommaire

3.1	Le laser du Lund Laser Centre	48
3.1.1	Caractéristiques	48
3.1.2	Stabilisation et mise en forme	49
3.1.3	Diagnostics	52
3.1.4	Intensité sur cible	56
3.2	Le laser du LIDyL : UHI100	59
3.2.1	Caractéristiques	59
3.2.2	Mise en forme	59
3.2.3	Intensité sur cible	60
3.3	Diagnostics des paquets d'électrons	63
3.3.1	Traitement du bruit	63
3.3.2	Charge des paquets d'électrons	64
3.3.3	Pointé et divergence	65
3.3.4	Distribution en énergie	67
3.4	Conclusion	72

3.1 Le laser du Lund Laser Centre

3.1.1 Caractéristiques

Une partie des résultats expérimentaux présentés dans cette thèse a été obtenue en utilisant l'installation laser du LLC. Il s'agit d'une installation laser basée sur l'amplification à dérive de fréquence illustrée sur la figure 3.1 pouvant fournir jusqu'à 35TW de puissance crête à une cadence maximale de 10 Hz. La technique d'amplification à dérive de fréquence (ou CPA pour *Chirped Pulse Amplification*) consiste à étirer temporellement les impulsions de basse énergie issues de l'oscillateur fs afin de les amplifier. Cette méthode repose sur le fait qu'une impulsion courte est associée à une largeur spectrale finie déterminée par transformée de Fourier. On utilise des optiques dispersives, typiquement des réseaux, pour introduire une différence de chemin entre les différentes longueurs d'onde composant ces impulsions et ainsi les séparer temporellement. Les impulsions sont ensuite amplifiées à des niveaux d'énergie qui entraîneraient des dommages sur les éléments optiques si elle n'étaient pas étirées. On comprime ensuite les impulsions amplifiées pour en augmenter la puissance crête. Après compression les impulsions laser doivent être transportées sous vide et les optiques transmissives ne peuvent plus être utilisées.

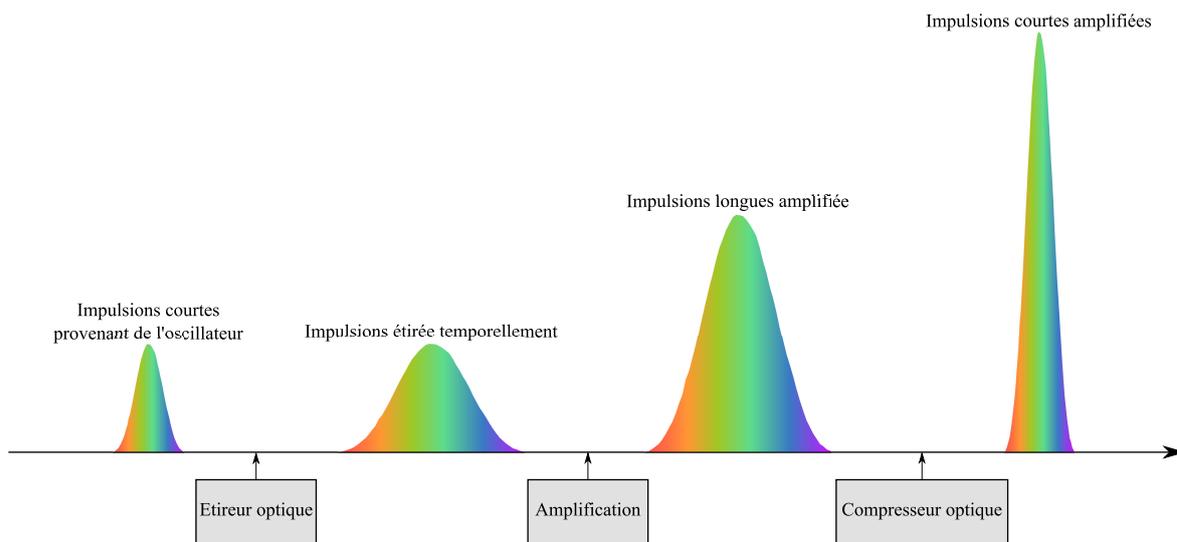


Figure 3.1 – Principe d'une chaîne laser CPA. Le code de couleur symbolise les différentes fréquences composant l'impulsion.

On présente de façon schématique la chaîne laser du LLC sur la Fig. 3.2. Elle est composée d'un oscillateur ((a) sur la Fig. 3.2) Titane:Saphir (Ti:Sa) à verrouillage de mode par effet Kerr optique, fournissant un train d'impulsions à 80 MHz dont 10 sont extraites toutes les secondes, centrées sur $\lambda_L = 0.8 \mu\text{m}$. Les impulsions ont une largeur spectrale totale à mi-hauteur d'environ 60 nm ce qui leur permet d'être étirées temporellement jusqu'à une durée d'environ 300 ps dans l'étireur optique (c) après être passées dans un premier amplificateur multi-passages (b). Les impulsions passent ensuite dans un amplificateur régénératif (d), un amplificateur multi-passages (e) et un filtre spatial (f) avant le dernier amplificateur multi-passages refroidi cryogéniquement¹ permettant d'atteindre une énergie d'environ $E_L =$

1. Le refroidissement cryogénique permet d'éviter la formation de lentille thermique qui pourrait mener

1300 mJ avant compression. De nombreux composants présents sur la chaîne permettent de mettre en forme les impulsions. Un Dazzler en sortie de l'oscillateur permet de contrôler spectralement les impulsions, un filtre spatial permet de contrôler la forme transverse des impulsions et des cellules de Pockels permettent de contrôler leur structure temporelle.

Après avoir été amplifiées, les impulsions sont comprimées temporellement dans un compresseur optique sous vide jusqu'à une durée minimale d'environ 37 fs puis transportées jusqu'à l'enceinte où ont lieu les expériences d'accélération.

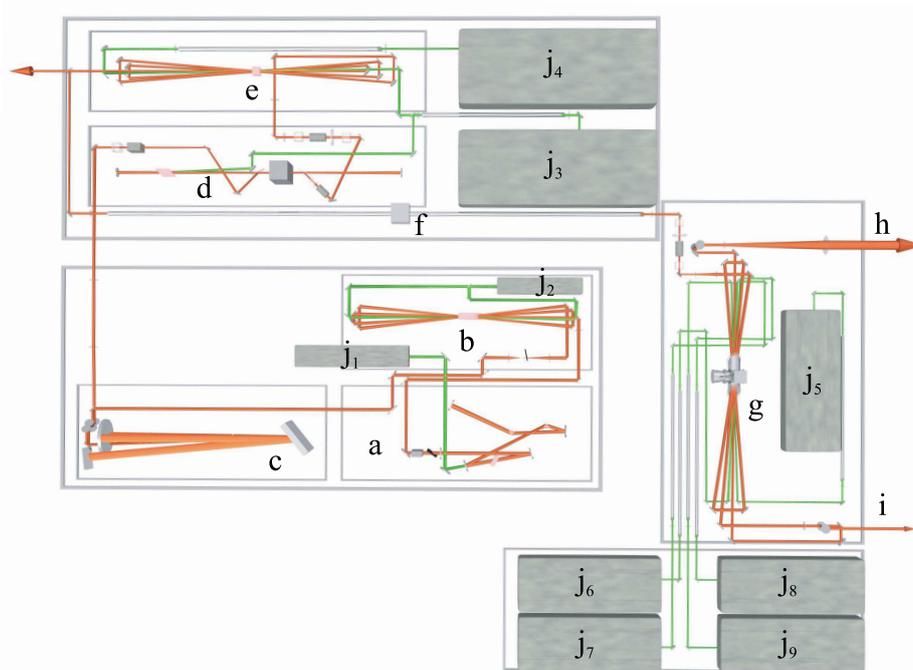


Figure 3.2 – Chaîne laser du LLC comprenant successivement dans l'ordre de propagation du faisceau (a) : l'oscillateur, (b) : pré-amplificateur multi-passages, (c) : étireur, (d) : amplificateur régénératif, (e) : amplificateur multi-passages, (f) : filtre spatial, (g) : amplificateur multi-passages cryogénique, (h) : faisceau principal vers compresseur, (i) : faisceau secondaire, (j_{1-9}) : lasers Nd:YAG de pompe.

3.1.2 Stabilisation et mise en forme

3.1.2.1 Stabilisation

L'installation laser du LLC est particulièrement adaptée à l'étude de l'accélération laser plasma de par l'excellente stabilité des paramètres laser. En effet, comme on l'a vu au Chap 1, dans le cadre d'un injecteur, l'accélération par sillage laser plasma repose sur l'interaction non-linéaire entre une impulsion laser et un gaz, et de faibles variations des paramètres expérimentaux peuvent mener à des différences importantes des mécanismes mis en jeu.

Un soin particulier a été apporté par l'équipe du LLC à la stabilisation du pointé laser, paramètre critique pour l'utilisation prolongée de capillaires [78] ou lorsque la cible gazeuse à un endommagement des composants optiques.

présente des variations de densité importantes sur une dimension plus faible que les fluctuations du centroïde laser au plan focal, comme cela peut être le cas avec un jet de gaz. Des sources de fluctuations du pointé laser ont été identifiées et corrigées. Une première source de fluctuation est la vibration mécanique rapide (échelle de temps : \sim ms) induite sur les optiques par les pompes à vide. Ces dernières sont donc isolées du sol grâce à des amortisseurs et déportées en dehors des salles laser et expérimentales. Une deuxième source de fluctuations du pointé sont les effets thermiques, sur les éléments laser, mais aussi sur la structure du bâtiment et les enceintes à vides qui peuvent faire dériver le pointé laser sur une échelle de temps de quelques heures. Ces dérives lentes sont compensées par l'asservissement, grâce à des miroirs piézoélectriques, de la position du centroïde laser mesurée par une caméra après une fuite du dernier miroir de transport [94] (voir Sec. 3.1.3 pour l'implantation). Enfin, le système cryogénique du dernier étage d'amplification provoque des vibrations régulières à une fréquence de 2 Hz. Ces vibrations étant de trop haute fréquence pour être corrigées par l'asservissement d'un miroir, un détecteur de vibration a été placé à proximité de cet étage d'amplification afin d'autoriser le tir uniquement au minimum d'amplitude de ces vibrations comme illustré sur la Fig. 3.3(a).

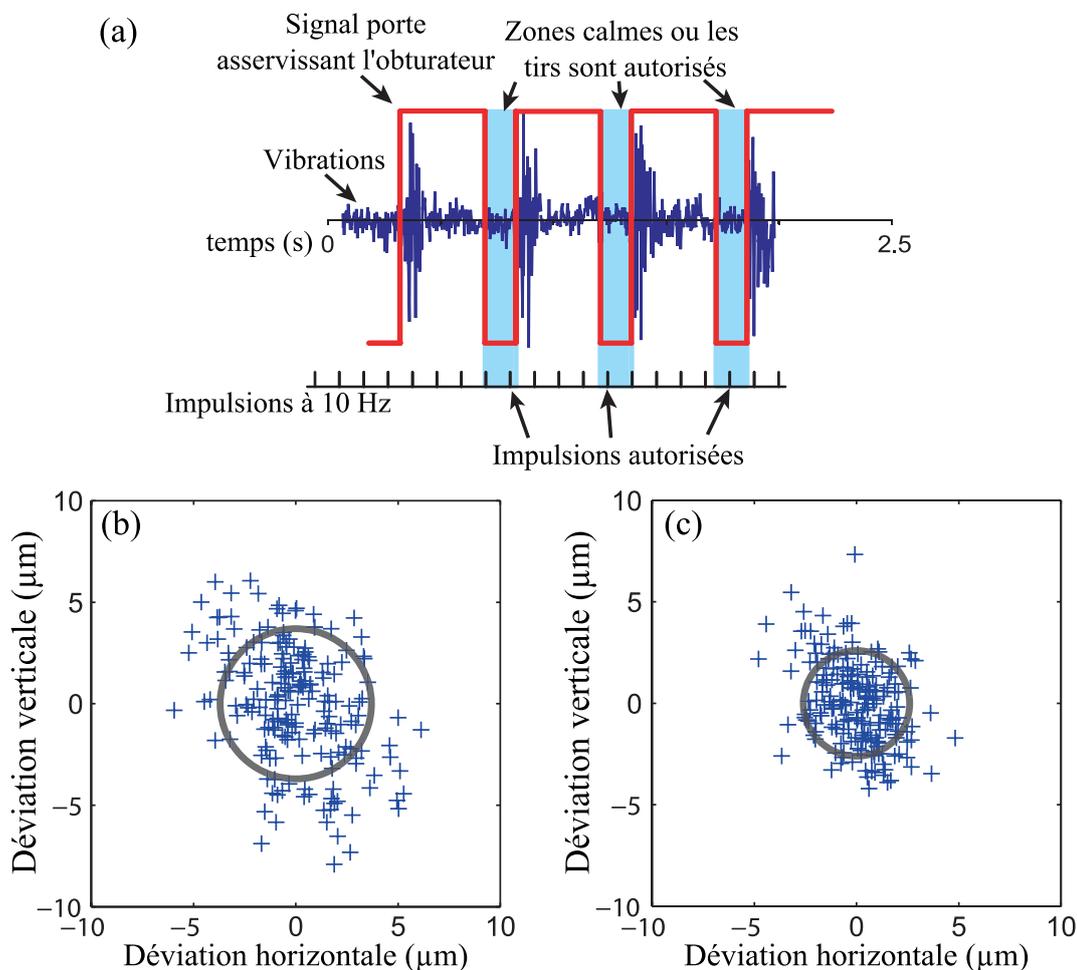


Figure 3.3 – Centroïdes des impulsions laser au plan focal (a) sans et (b) avec stabilisation active du pointé laser. Figures extraites et modifiées de la Réf. [94].

Ces précautions permettent de réduire les fluctuations du pointé laser de $6.7 \mu\text{rad}$ sans

stabilisation (même passive) à $2.6 \mu\text{rad}$ d'écart-type sur la durée caractéristique d'une étude expérimentale, c'est-à-dire quelques heures, comme l'illustre la comparaison des Fig. 3.3(b) et (c). Ces figures représentent les centroïdes de 200 tirs consécutifs avec uniquement une stabilisation passive (Fig. 3.3(a)) et une stabilisation active comprenant l'asservissement lié aux vibrations ainsi que les dérives lentes (Fig. 3.3(b)). Les cercles sur chaque figure représentent un écart-type de la distribution et passent de $3.7 \mu\text{rad}$ à $2.6 \mu\text{rad}$, montrant l'efficacité du système de stabilisation.

3.1.2.2 Correction du front d'onde

Le transport par des miroirs dont l'état de surface n'est pas parfait à l'échelle d'une fraction de la longueur d'onde et les désalignements le long de la chaîne laser introduisent des défauts sur la phase des impulsions laser. Ces défauts réduisent l'intensité maximale atteignable sur cible et la qualité de l'interaction laser plasma, ils doivent donc être corrigés.

Pour les corriger, l'installation du LLC dispose d'un miroir déformable couplé à un analyseur de front d'onde (Phasics sid4). L'analyseur de front d'onde qui repose sur de l'interférométrie à 4 ondes [95], permet de mesurer la phase du laser. Une matrice d'actuateurs piézoélectriques modifie alors la courbure du miroir déformable pour compenser ces défauts et assurer un front d'onde plan à une échelle $\lambda_L/10$ avant la focalisation, ou même produire un autre front d'onde cible.

Comme illustré par la fig. 3.4, la correction du front d'onde permet d'obtenir une tache focale plus symétrique. La symétrie de la distribution spatiale est importante dans notre cas. L'interaction repose sur l'auto-focalisation pour l'injection d'électrons (voir Sec. 1.2.3.1) et, comme on l'a vu en sec. 1.3.3, la distribution spatiale de l'impulsion joue un rôle sur la proportion d'énergie laser qui sera auto-focalisée et donc utile à l'excitation de l'onde plasma. De plus, une tache focale non symétrique produirait donc une auto-focalisation non symétrique qui augmenterait encore les défauts de l'impulsion et par conséquent de l'onde dans son sillage puisque la force pondéromotrice ne serait plus symétrique.

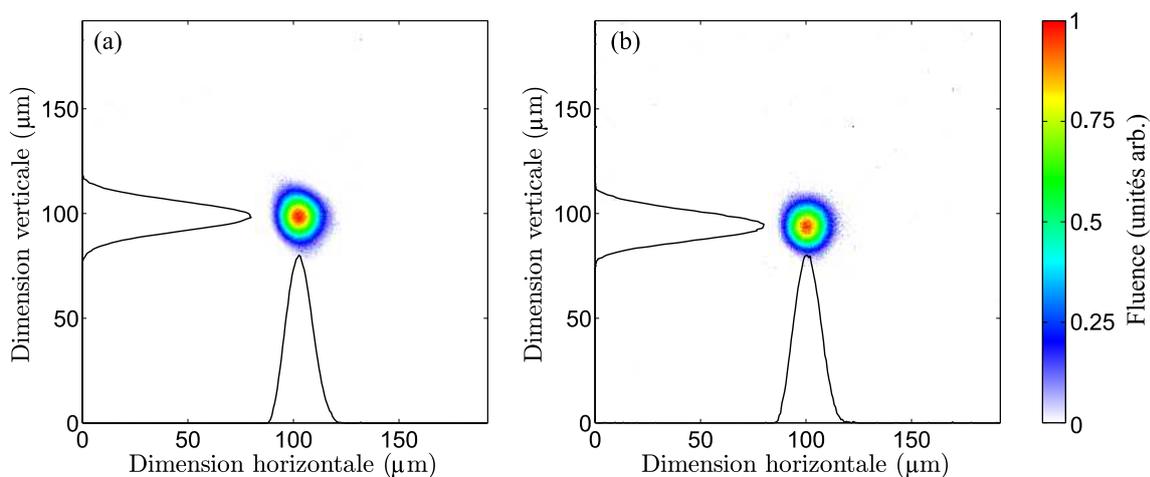


Figure 3.4 – Profil transverse d'intensité avant (a) et après (b) correction du front d'onde.

3.1.3 Diagnostics

La figure 3.5 présente schématiquement le dispositif expérimental utilisé au LLC et une partie des diagnostics du laser et des électrons tir à tir. La pression dans l'enceinte à vide est d'environ 10^{-5} mbar entre les tirs et elle peut remonter jusqu'à $\sim 10^{-2}$ mbar lors de tirs à haute densité. Deux caméras appelées C_1 et C_2 sont placées dans l'enceinte et observent toutes les deux une fuite du laser au travers du dernier miroir de transport diélectrique avant l'optique de focalisation. Cependant une de ces deux caméras observe le signal de l'oscillateur à 80 MHz, colinéaire aux impulsions amplifiées, et sert à asservir la position de l'impulsion dans le plan focal comme mentionné précédemment en sec. 3.1.2.1. Une autre caméra, nommée C_{IO} sur la Fig. 3.5, est équipée d'un objectif de microscope et peut également être mise en ligne afin d'observer le plan focal et être retirée pour laisser place à la cellule, ce sont les images de cette caméra qui seront utilisées pour caractériser la distribution transverse d'énergie laser au plan focal en sec. 3.1.3.2.

La cellule est placée dans la zone de focalisation et est suivie d'un écran fluorescent, appelé Lanex, imagé par une caméra 16bits appelée C_e et d'un dipôle magnétique permettant de mesurer la distribution en énergie des paquets d'électrons. Le dipôle magnétique peut être manuellement dégagé de l'axe laser afin d'observer les paquets d'électrons non déviés et d'avoir accès à leur charge et leur divergence (voir Sec. 3.3). L'écran est protégé de l'énergie laser transmise après l'interaction grâce à une feuille d'aluminium de 100 μm d'épaisseur.

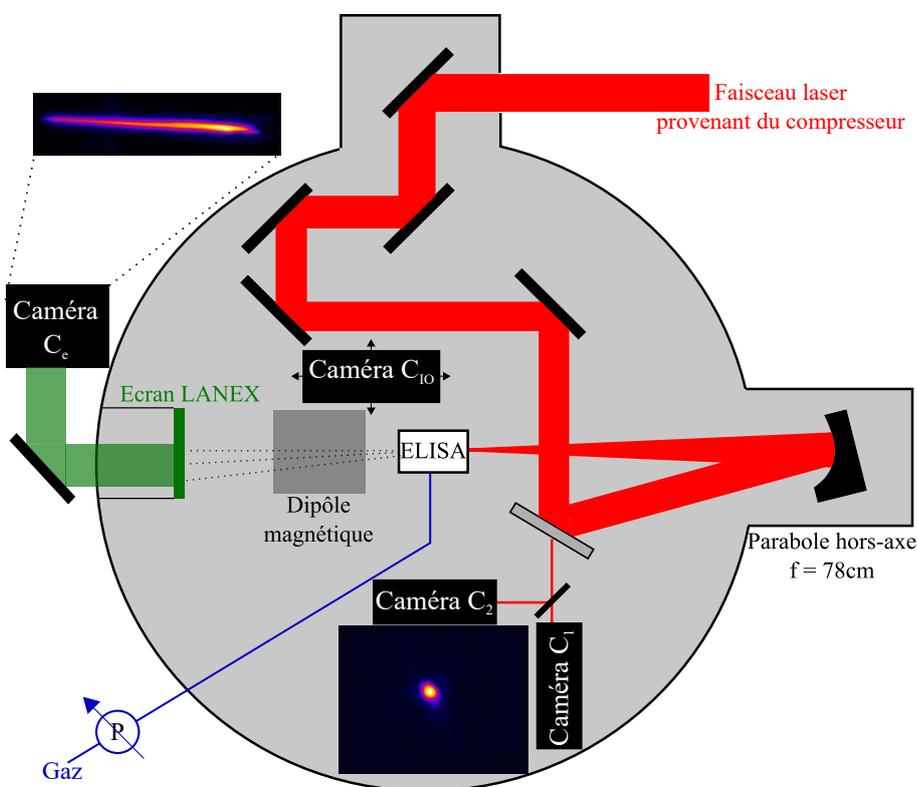


Figure 3.5 – Schéma du dispositif expérimental au LLC.

3.1.3.1 Pointé et énergie

Lorsqu'un tir haute intensité est déclenché, la caméra C_1 observant le signal à 80 MHz est protégée et la caméra C_2 enregistre une image du laser à pleine énergie, atténuée par des densités optiques. Les images enregistrées par cette deuxième caméra permettent d'accéder aux fluctuations de pointé tir à tir à la condition que la position de l'impulsion laser sur cette caméra soit corrélée avec sa position au centre de la chambre expérimentale. On a donc placé une caméra au centre de l'enceinte et enregistré un grand nombre de tirs simultanément sur les deux caméras avec le système d'asservissement du pointé en fonctionnement puis désactivé. On peut alors calculer la position du centroïde moyen sur chaque caméra et quantifier l'écart des centroïdes de chaque tir au centroïde moyen d_{t-t} (sur la caméra C_2) et d_{c-c} (sur la caméra C_{IO}), comme représenté sur la Fig. 3.6. On constate sur cette figure que les distances au centroïde moyen sur les deux caméras sont corrélées linéairement ($R^2 \simeq 0.928$) ce qui permet d'utiliser la caméra C_2 comme diagnostic des fluctuations de pointé tir à tir. Cette figure illustre également l'efficacité du système d'asservissement de pointé en comparant les fluctuations lorsque le système est actif (croix rouges) ou inactif (croix bleues). Les images enregistrées à chaque tir sur la caméra C_2 servent également à mesurer les variations relatives d'énergie laser, en complément de mesures calorimétriques en amont du compresseur.

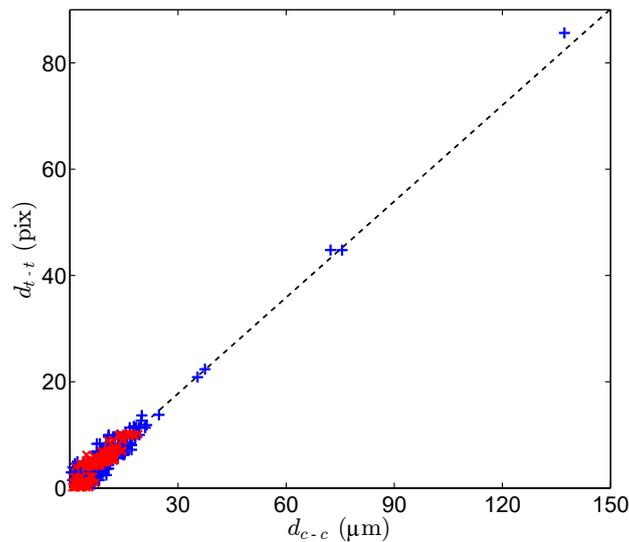


Figure 3.6 – Corrélation des fluctuations de pointé sur la caméra C_2 et la caméra C_{IO} . Les croix rouges correspondent au système de stabilisation de pointé actif, tandis que les croix bleues correspondent au système désactivé. Figure extraite et modifiée de la Réf. [96].

3.1.3.2 Profil transverse

Le profil d'intensité est mesuré dans le plan focal avant chaque série de tirs à l'aide de la caméra C_{IO} (*PointGrey Firefly*) dont le capteur CMOS a une dynamique de 10 bits. La caméra est montée sur des platines de translation lui permettant d'être déplacée selon trois axes et elle est équipée d'un objectif de microscope (*Mitutoyo 10X Plan Apo Infinity-corrected long working distance*) permettant d'atteindre un grandissement de $0.637 \mu\text{m}/\text{pixels}$.

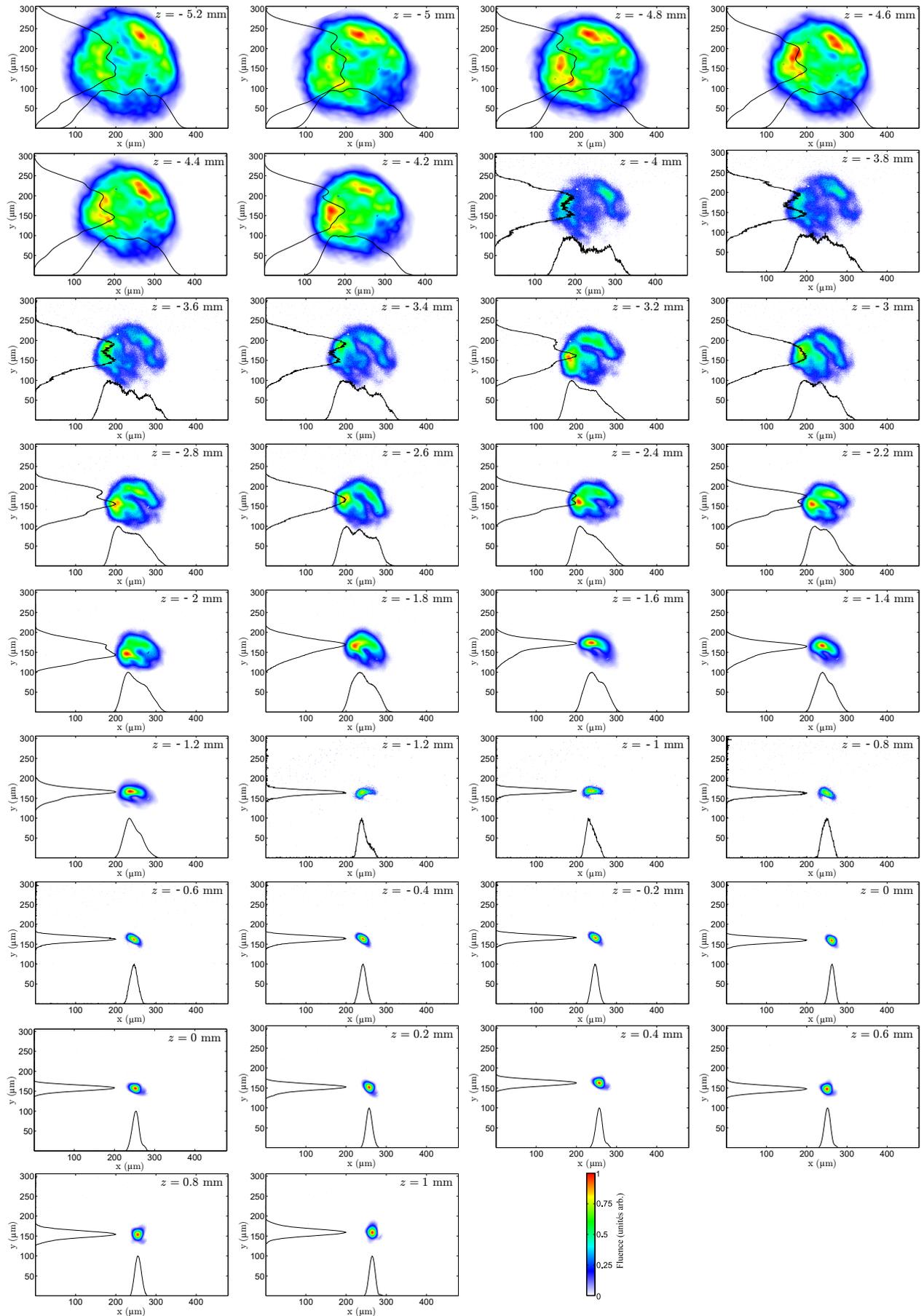


Figure 3.7 – Profils transverses à différentes positions sur l'axe laser.

On a enregistré le profil d'intensité à différentes positions le long de l'axe laser autour du plan focal comme illustré par la Fig. 3.7. Ces mesures, comme les mesures quotidiennes du profil d'intensité au plan focal, sont réalisées à pleine énergie, c'est-à-dire avec tous les amplificateurs en fonctionnement afin de s'approcher des conditions expérimentales. Le faisceau est atténué par réflexion puis on utilise des densités optiques calibrées sur une section où le faisceau est collimaté avant sa compression temporelle pour adapter le niveau de signal à la sensibilité de la caméra C_{IO} .

On observe un profil d'intensité proche d'une gaussienne au plan focal ($z = 0$ mm) et un profil plus plat lorsqu'on s'éloigne du plan focal. De plus, lorsqu'on s'éloigne du plan focal, des inhomogénéités apparaissent dans le faisceau. La distribution transverse n'est donc pas purement gaussienne, mais une somme des modes propres de l'équation d'onde dans l'approximation paraxiale, dont les modes d'ordre supérieur à 0 ne sont pas totalement négligeables.

Après avoir effectué une moyenne azimutale centrée sur le barycentre du faisceau, j'ai mesuré les rayons en $1/e^2$, c'est-à-dire à $\sim 13.5\%$ du maximum pour chaque image le long de l'axe laser. On trace les rayons ainsi mesurés sur la fig. 3.8 et on les compare à l'enveloppe théorique d'une gaussienne de même taille au plan focal. On voit qu'expérimentalement, le faisceau se défocalise légèrement moins vite qu'une gaussienne de même w_0 proche du plan focal ($-1 \text{ mm} < z < 1 \text{ mm}$) mais diverge plus rapidement loin du plan focal. Cet effet autour du plan focal est probablement causé par la réduction de la fluence lorsqu'on éloigne la caméra du plan focal. Le rapport signal sur bruit diminue alors également, ce qui a pour conséquence de réduire artificiellement l'estimation du rayon en $1/e^2$. Afin d'utiliser au mieux la dynamique de la caméra, nous avons adapté les jeux de densité optiques dans le trajet du faisceau ce qui crée des discontinuités dans la courbe (à $z = -1.2$ mm et entre $z = -4$ mm et $z = -4.2$ mm), les valeurs voisines, à droite de ces positions étant sous-estimées.

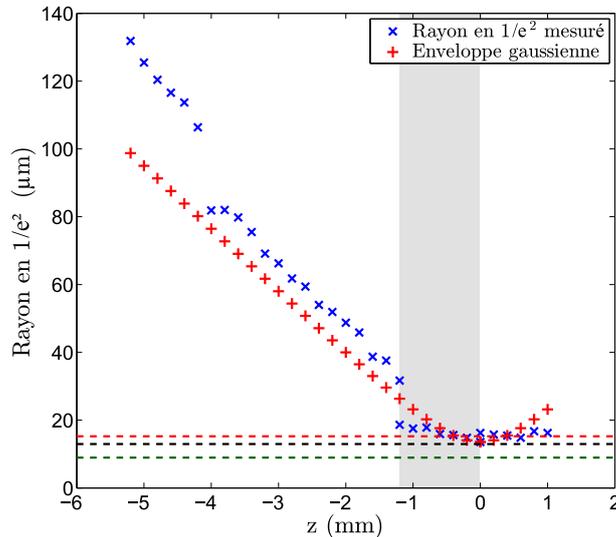


Figure 3.8 – Enveloppe du faisceau autour du plan focal comparé à une enveloppe théorique gaussienne de même rayon en $1/e^2$ au plan focal. Les lignes horizontales en pointillé indiquent les rayons en $1/e^2$ au plan focal, maximum (rouge) $w_{0,max} = 15.24 \mu\text{m}$, minimum (vert) $w_{0,min} = 8.94 \mu\text{m}$, et moyen (noir) $w_{0,moy} = 12.96 \mu\text{m}$ observés durant la campagne. La surface grisée représente la zone où $|z| \leq z_R$

On peut estimer la longueur de Rayleigh expérimentale, sans faire d'hypothèse sur l'impulsion. Sur la Fig. 3.8 la surface grisée représente la zone où $|z| \leq z_R$. On trouve expérimentalement $1 < z_R^{Exp} < 1.2$ mm quand un faisceau gaussien donne $z_R^{Gauss} = \pi w_0^2 / \lambda \simeq 720$ μm et une tache d'Airy limitée par diffraction donne $z_R^{Airy} = \pi \lambda_L (1.22f)^2 / D^2 \simeq 910$ μm (avec D le diamètre du faisceau collimaté arrivant sur l'optique de focalisation). L'enveloppe laser est donc proche d'une tache d'Airy limitée par diffraction, ce qui indique un profil en intensité de type super-gaussien avec une correction du front d'onde efficace.

3.1.3.3 Profil temporel

On mesure la durée de l'impulsion laser à chaque tir en utilisant un autocorrélateur optique en intensité. Cette mesure repose sur l'interférence de deux bras du faisceau avec un délai variable τ , on obtient alors un signal $S(\tau) \propto \int_{-\infty}^{+\infty} I(t)I(t-\tau)dt$. L'autocorrélation en intensité nécessite donc d'émettre une hypothèse sur le profil d'intensité de l'impulsion pour estimer sa durée totale à mi-hauteur. Par exemple, le signal d'autocorrélation tracé sur la Fig. 3.9(a) présente une largeur totale à mi-hauteur de 58.2 fs ce qui correspond à une durée d'impulsion de ~ 38 fs fwhm en supposant un profil temporel d'intensité en sécante hyperbolique carrée (sech^2). De précédentes mesures basées sur l'interférométrie spectrale (*Spectral Phase Interferometry for Direct Electric-field Reconstruction : SPIDER* [97]) ont montré un bon accord avec les durées estimées en utilisant cette méthode. Cette mesure d'autocorrélation en intensité est utilisée en routine après le démarrage du laser pour optimiser la position des réseaux du compresseur et repérer la position de compression maximale correspondante à la durée minimale d'impulsion, estimée à $\tau_L \simeq 37 \pm 3$ fs.

Il est également important de mesurer le contraste temporel de l'impulsion. En effet, l'ionisation de la cible gazeuse par une éventuelle pré-impulsion pourrait avoir des conséquences sur la densité électronique vue par l'impulsion principale. Le contraste est donc mesuré quotidiennement à l'aide d'un autocorrélateur du troisième ordre commercial (*Sequoia : Amplitude Technologies*) et une mesure typique de contraste est tracée sur la Fig. 3.9(b). Il est mesuré finement autour de l'impulsion principale afin d'avoir accès à l'intensité maximale et plus grossièrement autour de -150 ps où une pré-impulsion est attendue. On mesure un contraste moyen meilleur que $1 : 10^{-8}$ autour de 130 fs et une pré-impulsion à -160 ps environ $\sim 10^7$ fois moins intense que l'impulsion principale. En supposant une intensité sur cible de l'ordre de $\sim 10^{18}$ W/cm², on obtient une intensité maximale de la pré-impulsion de l'ordre de $\sim 10^{12}$ W/cm², bien en dessous de l'intensité nécessaire pour supprimer la barrière coulombienne de l'atome d'hydrogène ($\sim 10^{14}$ W/cm²).

3.1.4 Intensité sur cible

L'intensité maximale sur cible est l'un des paramètres expérimentaux les plus importants, avec la densité électronique du plasma, pour déterminer le régime d'interaction laser plasma (voir Chap.1). Il est donc essentiel de l'estimer avec la plus grande précision possible et de connaître les incertitudes associées à cette estimation pour faciliter la comparaison entre résultats expérimentaux et de simulations. On présente ici deux méthodes permettant d'estimer l'intensité maximale sur cible à partir d'images du plan focal, de l'énergie sur cible et de la durée d'impulsion. La description des méthodes s'appuie sur les deux images à $z = 0$

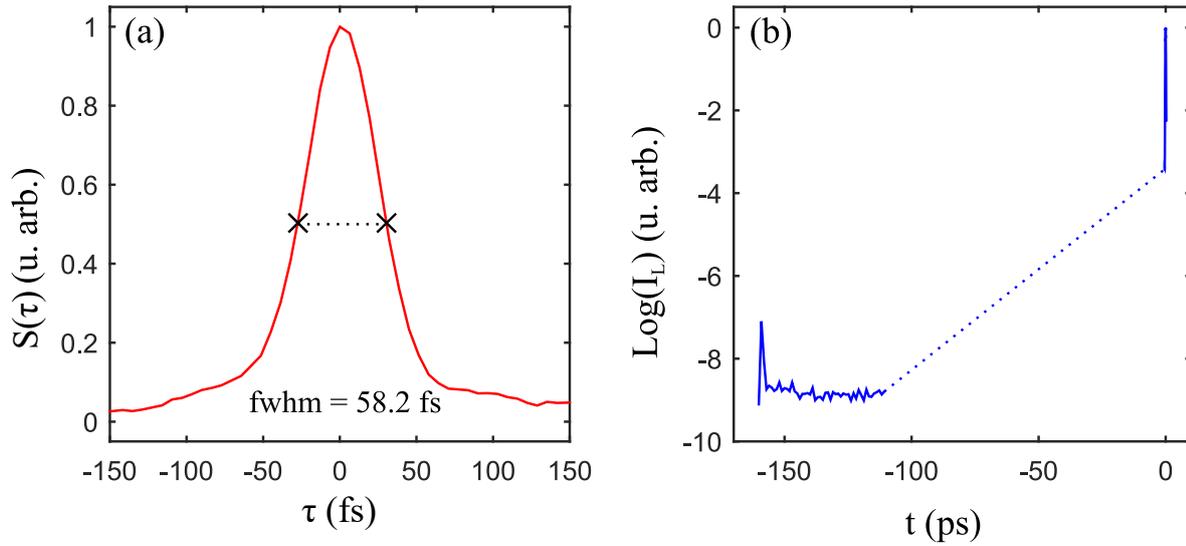


Figure 3.9 – (a) : Trace de l'autocorrélateur. (b) : Contraste temporel. La ligne pointillé entre $t = -110$ ps et $t \sim 0$ ps représente l'absence de mesure.

mm de la Fig. 3.7 et une valeur moyenne pour la campagne sera donnée à la fin de cette section.

3.1.4.1 Traitement du bruit

Le traitement du bruit consiste d'abord à utiliser un filtre médian permettant de supprimer le bruit « salt and pepper », c'est-à-dire les pixels isolés dont la valeur est très éloignée de la valeur des pixels voisins. Ce filtre remplace la valeur d'un pixel dont la valeur est grande par rapport à ses 8 voisins direct par la valeur médiane de ces pixels voisins. Ce traitement ne concerne en réalité que très peu de pixels car les images sont peu bruitées. On calcule ensuite un bruit moyen dans une zone où l'on ne peut distinguer de signal laser et on le soustrait à l'image.

3.1.4.2 Méthode 1 : « pixelMax »

La première méthode consiste à considérer le pixel le plus illuminé après traitement du bruit sur les images du plan focal que l'on indicera *pixelMax*. L'énergie déposée sur ce pixel peut être estimée par le rapport entre le nombre de comptes sur ce pixel et le nombre de comptes total dans l'image multiplié par l'énergie sur cible E_{cible} . L'énergie sur cible est calculée par le produit de l'énergie laser totale mesurée à chaque tir avant compression, et de la transmission globale des optiques entre l'entrée du compresseur et après la parabole de focalisation $E_{cible} = E_{laser} \times Transmission$. L'énergie déposée sur le pixel le plus illuminé est donc estimée par :

$$E_{pixelMax} = \frac{\text{comptes}_{pixelMax}}{\text{comptes}_{total}} E_{cible} \quad (3.1)$$

On peut ensuite estimer l'intensité maximale I_{max} en divisant cette énergie par la surface imagée par un pixel \mathcal{A} et la durée fwhm de l'impulsion laser τ_L :

$$I_{max} = \frac{E_{pixelMax}}{\mathcal{A}\tau_L} \quad (3.2)$$

Avec une énergie laser de $E_{laser} = 1.3$ J, une durée de $\tau_L = 37$ fs et une transmission mesurée à $Transmission = 45$ % on trouve $I_{max}^{pixelMax} \simeq 4.6 \times 10^{18}$ W/cm².

3.1.4.3 Méthode 2 : « fonction »

Une deuxième méthode consiste à ajuster une fonction analytique sur chaque profil d'intensité. Dans la pratique, on effectue d'abord une moyenne azimutale autour du barycentre du profil d'intensité au plan focal, avant d'ajuster un profil radial gaussien au profil ainsi calculé. En effet, on a vu précédemment (voir sec. 3.1.3.2) que proche du plan focal la distribution transverse d'énergie est proche d'une gaussienne et on pourra alors appliquer la formule de l'intensité maximale d'une gaussienne : $I_{max} = 4\sqrt{\pi \ln(2)}E_{cible}/\tau_L\pi^2w_0^2$. Pour prendre en compte la différence de distribution et notamment l'énergie laser contenue dans les pieds de la distribution transverse, on calcule la différence d'énergie totale entre les profils expérimentaux et les gaussiennes ajustées. On trouve qu'environ ~ 80 % de l'énergie totale des profils expérimentaux est contenue dans les profils gaussiens ajustés et on peut corriger l'énergie laser par un facteur 0.8.

On trouve en moyenne avec cette méthode une intensité maximale $I_{max}^{Gauss} \simeq 3.2 \times 10^{18}$ W/cm².

3.1.4.4 Incertitudes

Afin d'estimer l'incertitude associée à cette intensité, il faut évaluer l'incertitude des différents termes utilisés pour la calculer.

L'incertitude relative associée à l'énergie sur cible est estimée à 11 % à partir de la précision de la mesure de transmission, $Transmission = 45 \pm 5$ %, largement dominante par rapport à la mesure de l'énergie avant compression.

Pour estimer l'incertitude sur la dimension transverse w_0 on peut choisir la valeur de l'écart-type des valeurs observées pendant la campagne expérimentale afin de prendre en compte les variations d'optimisation du plan focal. On obtient alors $w_0 = 12.96 \pm 1.26$, soit une incertitude relative de 9.7 %.

La valeur de l'incertitude sur la durée d'impulsion laser est estimée à 3 fs, ce qui donne une incertitude relative de $3/37 = 8.1$ %

En prenant en compte ces différentes sources d'incertitudes, on arrive à un total de 28.8 % et en faisant la moyenne des mesures du plan focal pendant toute la campagne expérimentale, on obtient, avec la méthode « fonction », une intensité maximale moyenne de $I_{maxLLC} \simeq (3.1 \pm 0.9) \times 10^{18}$ W/cm² pour la campagne expérimentale ce qui correspond à $a_0 \simeq 1.2 \pm 0.2$. La méthode « pixelMax » donne des valeurs d'intensité supérieures, mais la comparaison des résultats expérimentaux aux résultats de simulations numériques semblent indiquer que les valeurs obtenues avec la méthode fonction sont plus proches des valeurs expérimentales.

3.2 Le laser du LIDyL : UHI100

3.2.1 Caractéristiques

La chaîne laser de l'installation UHI100 repose sur le même principe de conception que la chaîne du LLC. C'est également une chaîne CPA basée sur un oscillateur Ti:Sa dont la largeur spectrale légèrement supérieure permet d'atteindre une durée minimale d'impulsion après compression plus faible de ~ 23 fs. L'énergie à la sortie du dernier amplificateur et avant compression est également plus importante avec environ ~ 2.4 J en moyenne. Cette installation n'est pas équipée d'un système de stabilisation active comme l'installation du LLC mais peut fournir des impulsions plus énergétiques et plus brèves ce qui peut permettre d'atteindre des intensités sur cible plus élevées. Pour cela, il faut mettre en forme les impulsions en corrigeant le front d'onde pour atteindre les plus hautes intensités possibles.

3.2.2 Mise en forme

De façon similaire à l'installation du LLC la correction de front d'onde utilise un miroir déformable couplé à un analyseur de front d'onde. La principale différence se trouve dans l'analyseur de front d'onde, qui repose ici sur une matrice de micro-lentilles, appelée masque de Shack-Hartmann [98], placée devant un capteur CCD. La mesure, dont le principe est illustré sur la fig. 3.10, repose sur le déplacement des points de focalisation de chaque microlentille lorsque le front d'onde est localement déformé, par rapport à leurs positions de référence correspondant à un front d'onde plan. Cet analyseur de front d'onde présente des performances inférieures à l'analyseur présent au LLC en terme de résolution spatiale (~ 110 μm contre ~ 30 μm pour le *phasics sid4*) et en terme de résolution sur la phase (~ 8 nm contre ~ 2 nm) selon les données des constructeurs. Il peut cependant fonctionner à plus haute cadence (100 Hz contre 10 Hz) mais nécessite d'apporter plus de soin à son alignement et n'est pas achromatique.

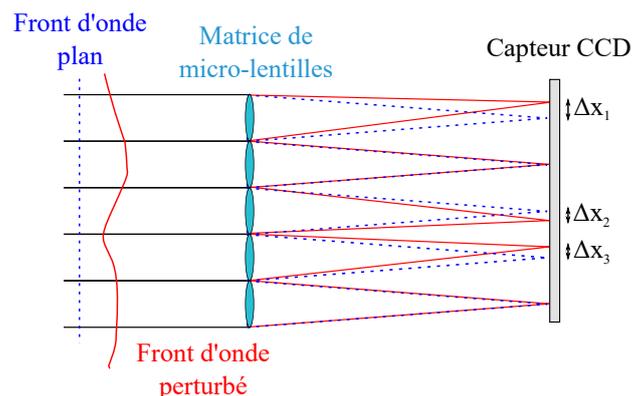


Figure 3.10 – Principe de la mesure Shack-Hartmann.

Sur la fig. 3.11, on voit que la distribution en intensité a été symétrisée et la proportion d'énergie dans les pieds de la distribution a été réduite après correction du front d'onde (~ 54 % de l'énergie dans un cercle de diamètre fwhm dans la tache corrigée contre ~ 52 % avant correction).

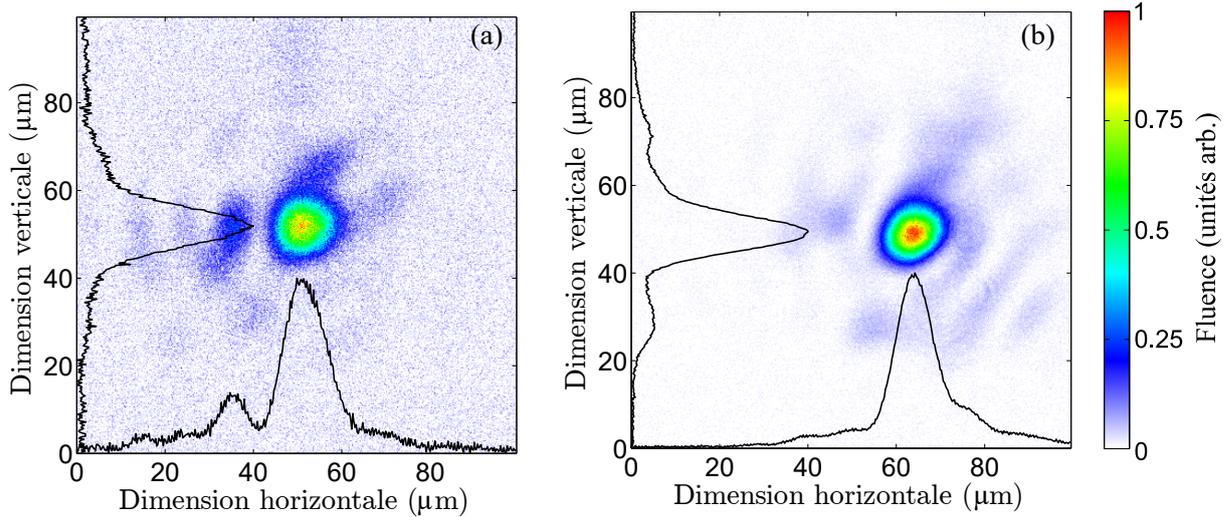


Figure 3.11 – Distribution d'énergie laser dans le plan focal avant (a) et après (b) correction du front d'onde.

3.2.3 Intensité sur cible

Pour déterminer l'intensité sur cible sur cette installation, de manière similaire au LLC, on enregistre des images du plan focal du laser à pleine énergie, après correction du front d'onde.

Le traitement du bruit sur ces images est identique à celui du LLC décrit en Sec. 3.1.4.1.

J'utilise ici la méthode « fonction », utilisée pour déterminer l'intensité au LLC : On effectue une moyenne azimutale après avoir repéré le centre de la tâche focale pour obtenir le profil radial d'intensité. On ajuste ensuite une gaussienne sur ce profil puis on en extrait la valeur du rayon en $1/e^2$, un exemple de profil radial et la gaussienne associée sont présentés sur la Fig. 3.12(a). On voit sur cet exemple de distribution transverse d'énergie qu'une partie de l'énergie laser se trouve dans les pieds de la distribution, la distribution expérimentale n'étant pas parfaitement gaussienne. Lorsqu'on trace la somme cumulée de cette distribution, ce qui revient à tracer l'énergie contenue dans un cercle de rayon r en fonction de r , comme sur la Fig. 3.12(b), on constate une différence entre l'énergie contenue dans la gaussienne ajustée par rapport au profil mesuré. En moyenne, on trouve que $\sim 48.8\%$ de l'énergie mesurée est contenue dans les profils gaussiens ajustés.

L'énergie laser totale avant compression est en moyenne $E_{Laser} = 2.4 \pm 0.05$ J et la transmission jusqu'au centre de la chambre est elle estimée à $Transmission \simeq 38 \pm 5\%$ grâce à des mesures calorimétriques entre la sortie du dernier amplificateur et le centre de la chambre expérimentale. La durée d'impulsion fwhm est optimisée et mesurée chaque jour à l'aide d'un *SPIDER* [97] et est estimée en moyenne par $\tau_L = 23 \pm 1$ fs.

En prenant ces valeurs, et en estimant l'incertitude sur les rayons en $1/e^2$ par l'écart-type des différentes mesures soit $w_0 = 16.3 \pm 1.2$ μm , on obtient une incertitude totale de $\sim 17\%$ et une valeur d'intensité maximale de $I_{max_{UHI}} = (4.7 \pm 0.7) \times 10^{18}$ W/cm² ce qui correspond à un vecteur potentiel normalisé de $a_0 = 1.48_{-0.12}^{+0.11}$. On pourra bien sûr recalculer l'intensité dans des conditions expérimentales particulières, par exemple après un allongement de la durée d'impulsion, ou dans le cas où toute l'énergie laser n'est pas utilisée, mais l'intensité

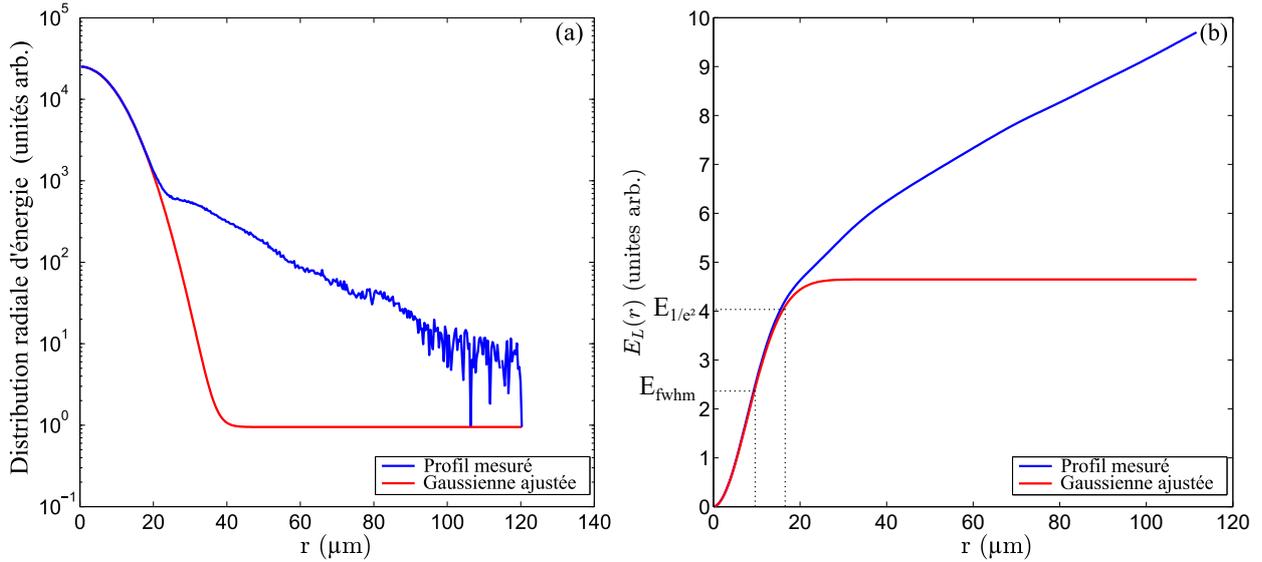


Figure 3.12 – (a) : Exemple de profil radial mesuré et profil gaussien ajusté correspondant en échelle logarithmique. (b) : Énergie encerclée en fonction du rayon r du cercle.

calculée ici donne une bonne estimation de l'intensité maximale obtenue sur cible sur cette installation et dans cette configuration.

Dispositif expérimental Les expériences d'accélération ont lieu dans une enceinte à vide dont un schéma technique est présenté sur la Fig. 3.13. On choisit ici de présenter la configuration finale de l'enceinte expérimentale. En effet, plusieurs campagnes expérimentales ont eu lieu sur cette installation tout au long de cette thèse, des diagnostics ont donc été ajoutés au fur et à mesure des campagnes et d'autres améliorés.

Dans l'enceinte expérimentale, l'impulsion principale est transportée dans un vide de quelques 10^{-5} mbar jusqu'à la parabole de focalisation de longueur focale $f = 1$ m grâce à deux miroirs diélectriques. On peut noter qu'une fuite derrière le dernier miroir permet de contrôler l'axe d'arrivée sur la parabole de focalisation.

Un faisceau sonde non compressé temporellement entre également dans l'enceinte et traverse la cellule transversalement à l'axe laser principal. Les images de cette sonde permettent de positionner la cellule longitudinalement dans le plan focal de l'impulsion principale. Elle permet également d'obtenir des images d'ombroscopie lors des expériences d'accélération comme celle présentée à titre d'exemple sur la Fig. 3.14. Ces images montrent l'intérieur de la cellule avec la surface interne de la face d'entrée à gauche et celle de la face de sortie à droite. Lorsque le synchronisme entre l'impulsion intense, l'injection de gaz et l'impulsion sonde est ajusté, elle permettent d'observer le canal de plasma généré par le passage de l'impulsion intense. Dans la pratique, ces images permettent de fixer la position longitudinale de la cellule ainsi que de s'assurer de la présence du plasma et donc de diagnostiquer un éventuel problème d'injection de gaz.

La cellule est placée au centre de la chambre et entourée de différents diagnostics, destinés soit à l'alignement de la cellule sur l'axe du faisceau principal soit à la caractérisation des paquets d'électrons :

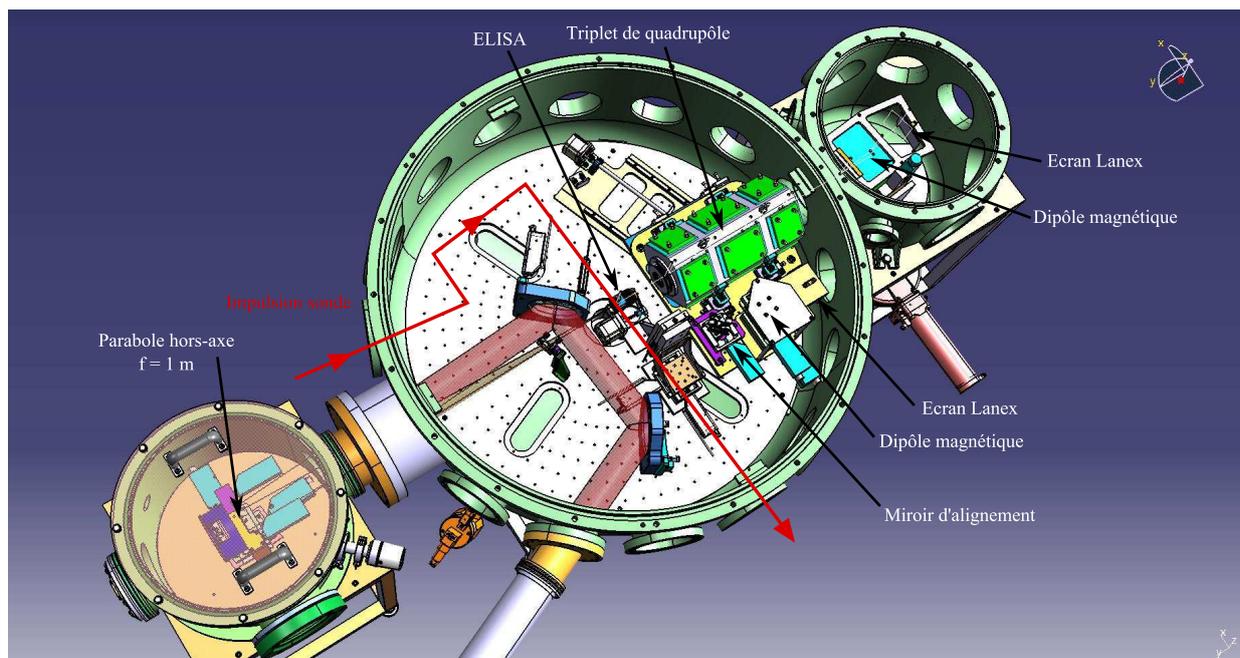


Figure 3.13 – Schéma de l'enceinte expérimentale.

- Un miroir d'alignement permettant d'observer le faisceau principal transmis à travers la cellule. L'observation du faisceau transmis permet de corriger l'angle entre la cellule et l'axe laser grâce à la motorisation de la cellule. Les contraintes ne sont cependant pas sévères dans le cas de longueurs de cellule $L_{cell} \leq 1$ mm (de l'ordre z_R) associés à des faces d'entrée et de sortie percées de trous de $400 \mu\text{m}$ de diamètre comme dans la plupart des expériences menées lors de cette thèse.
- Un premier dipôle magnétique motorisé suivi d'un écran Lanex permettant de diagnostiquer la distribution en énergie des électrons produits ou l'empreinte directe des paquets d'électrons sur l'écran en déplaçant le dipôle de l'axe des électrons.
- Un triplet de quadrupôles magnétiques permettant de transporter et de focaliser les électrons jusqu'à une deuxième enceinte de diagnostic.
- Un deuxième dipôle magnétique associé à un écran Lanex. Ici également, le dipôle est motorisé pour permettre l'observation des paquets d'électrons non déviés.

Ces diagnostics sont motorisés et peuvent être utilisés suivant quatre configurations distinctes pour la caractérisation des paquets d'électrons. On peut d'une part caractériser le pointé et la distribution spatiale des paquets d'électrons directement à la sortie de la cellule grâce au premier écran Lanex, ce qui correspond à la configuration \mathcal{S}_1 illustrée sur la Fig. 3.15(a), et leur distribution en énergie en insérant le dipôle 1 sur le trajet des électrons ce qui correspond à la configuration \mathcal{S}_2 (Fig. 3.15(b)). Ces configurations sont particulièrement utilisées pour étudier les propriétés de la source d'électrons dans le Chap. 4. D'autre part, on peut utiliser le triplet de quadrupôles pour transporter et focaliser les paquets d'électrons jusqu'au deuxième écran Lanex, en présence ou non du dipôle 2, ce qui correspond respectivement aux configurations \mathcal{S}_3 et \mathcal{S}_4 (Fig. 3.15(c) et (d)). Les configurations \mathcal{S}_3 et \mathcal{S}_4 sont utilisées pour étudier le transport et la focalisation des paquets d'électrons produits par ELISA en vue de leur injection dans un second étage laser plasma mais elles permettent également de déterminer avec plus de précision les distributions en énergie des paquets d'électrons; elles seront particulièrement utilisées dans le Chap. 5. Dans toutes les configurations, les écrans

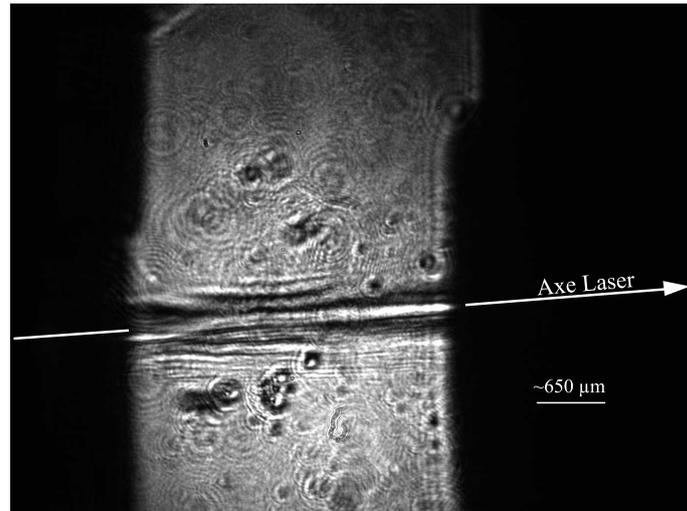


Figure 3.14 – Exemple d'image d'ombroscopie obtenue avec l'impulsion sonde.

sont placés dans l'axe du laser et protégés de l'énergie laser résiduelle après interaction par des feuilles d'aluminium d'une épaisseur totale d'environ 100 μm .

3.3 Diagnostics des paquets d'électrons

Toutes les informations sur les paquets d'électrons produits sont extraites des images des écrans Lanex. En effet lorsque les électrons atteignent un écran Lanex, ils déposent une partie de leur énergie dans une couche d'un matériau fluorescent permettant de convertir une densité surfacique de charge en lumière de fluorescence. Cette lumière de fluorescence peut alors être collectée par un système d'imagerie analysée pour calculer la densité de charge traversant le Lanex, à la condition que le facteur de calibration soit connu.

3.3.1 Traitement du bruit

À partir des images des écrans Lanex on peut mesurer la charge des paquets d'électrons, leur distribution spatiale et leur distribution en énergie. Il est donc important de traiter le bruit contenu dans ces images des écrans Lanex avant d'extraire les paramètres des paquets d'électrons. Le traitement effectué suit toujours les mêmes étapes :

1. Application d'un filtre médian afin de réduire le bruit « Salt & pepper ».
2. Sélection d'une zone vide de signal puis calcul du bruit moyen et de l'écart-type du bruit.
3. Soustraction du bruit moyen à l'image.
4. Mise à zéro des pixels dont la valeur après soustraction du bruit moyen est inférieure à 3 écart-type du bruit.

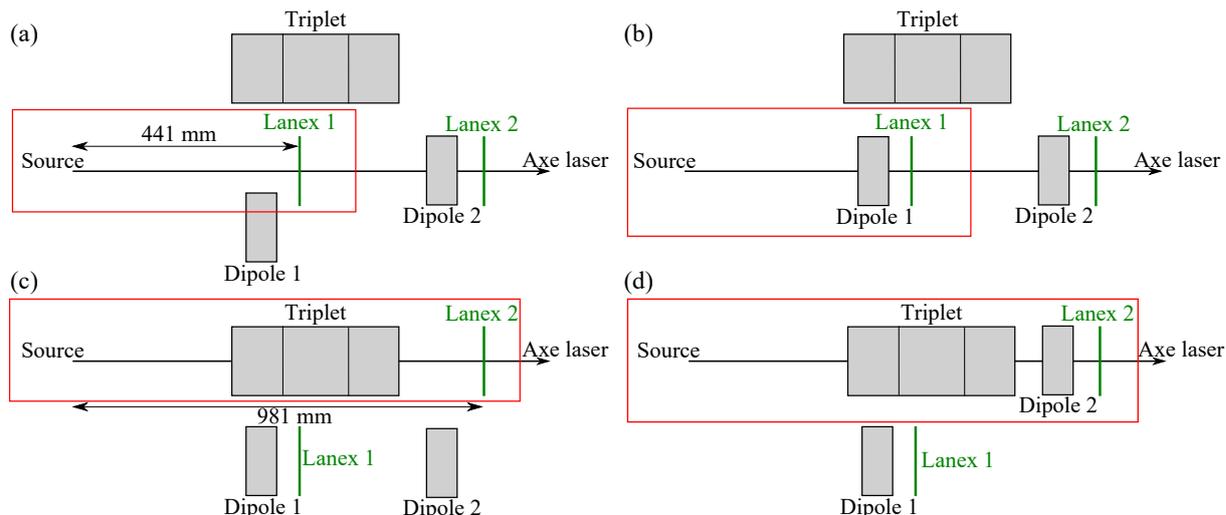


Figure 3.15 – Schéma des configurations expérimentales à UHI100. Les cadres rouges indiquent les ensembles d'éléments actifs. (a) Configuration \mathcal{S}_1 : Le Lanex 1 est sur l'axe à 441 mm de la source. (b) Configuration \mathcal{S}_2 : Dipôle 1 suivi du Lanex 1. (c) Configuration \mathcal{S}_3 : Triplet de quadrupôle sur le trajet des électrons et observations sur l'écran Lanex 2 à 981 mm de la source. (d) Configuration \mathcal{S}_4 : Triplet de quadrupôle et dipôle 2 sur le trajet du faisceau pour observer la distribution en énergie des paquets d'électrons sur le Lanex 2.

3.3.2 Charge des paquets d'électrons

Dans cette thèse, la charge des paquets d'électrons est estimée à partir de l'intensité lumineuse sur les images des écrans Lanex. Contrairement à l'utilisation de diagnostics dédiés à la mesure de la charge comme les ICT (pour *Integrating Current Transformer*), la détermination de la charge à partir des images des écrans Lanex permet l'obtention d'informations supplémentaires sur le faisceau comme nous le verrons par la suite (voir Sec. 3.3.3 & 3.3.4). Un facteur de calibration en pC/comptes doit cependant être établi pour convertir l'intensité lumineuse collectée par les caméras en charge mesurée. Ce facteur de calibration peut être obtenu par différentes méthodes qui ont été explorées chacune sur une installation. Un tel facteur de calibration est rendu possible par la linéarité entre l'émission de lumière de fluorescence du Lanex et la charge déposée au-dessus d'une énergie minimale d'environ ~ 3 MeV [99].

3.3.2.1 Charge au LLC

Ce travail de calibration avait été fait lors d'une précédente collaboration [100] et était encore valable pour la campagne présentée dans cette thèse mais on propose cependant une brève description de la méthode employée pour l'obtenir, à des fins de comparaison avec l'installation UHI100. L'équipe du LLC s'est basée sur les facteurs de calibration publiés par *A. Buck et al.* [101] permettant d'obtenir le facteur de conversion entre le nombre de photons de fluorescence émis par le Lanex dans un angle solide d'observation en fonction de la charge pour différents types d'écrans. Le facteur pour l'écran utilisé est $\Omega = (6.95 \pm 0.6) \times 10^9$ photons/sr/pC. Il faut ensuite prendre en compte l'angle solide de collection Θ et la

transmission du système optique utilisé à la longueur d'onde d'émission du Lanex $\lambda_{Lanex} = 548$ nm, $T_{\lambda_{Lanex}}$, puis l'efficacité quantique de la caméra CCD utilisée, EQ , pour obtenir le facteur en de calibration. Le facteur ainsi obtenu est : $A_{LLC} = \Omega \times \Theta \times T_{\lambda_{Lanex}} \times EQ = 1.407 \times 10^{-7}$ pC/comptes [100].

3.3.2.2 Charge à UHI100

Une autre approche consiste à mesurer directement l'intensité lumineuse captée par le système de mesure exposé à un faisceau d'électrons de charge connue et c'est la méthode choisie pour l'installation UHI100. Pour ce faire, le système de mesure a été transporté auprès d'un accélérateur d'électrons conventionnel du CEA Saclay : ALIENOR (*Accélérateur LINéaire d'Electrons NanOseconde pour l'étude de la Radiolyse*). Le but étant de calibrer le système de mesure dans la même configuration que celle utilisée dans les expériences d'accélération laser-plasma, on a transporté et remis en place le système complet sur cette installation, de façon à conserver la géométrie et donc les angles de collection. On conserve également la transmission du système optique, puisque tous les éléments optiques sont présents : le hublot de l'enceinte à vide, le filtre passe bande à la longueur d'onde d'émission du Lanex (filtre passe bande à 543 nm avec 22 nm de largeur de bande et une densité optique moyenne de 6 autour de cette bande), le miroir argent dans l'axe du faisceau d'électrons, l'objectif et la caméra 16bits (*Princeton Instruments MicroMax:1024B*).

La charge des paquets d'électrons issus d'ALIENOR a été réduite jusqu'à une valeur minimale de 1 nC afin de s'approcher des densités de charges mesurées lors des expériences d'accélération laser-plasma et de rester en dehors de la zone de saturation du Lanex. En effet, une saturation de la lumière émise par le Lanex à partir d'une densité de charge de 20 pC/mm² a été observée par *Buck et al.* [101]. La densité de charge lors de nos expériences de calibration était de l'ordre de 1 pC/mm² soit en dessous du régime de saturation du Lanex. En comparant la charge mesurée par un *Beam Current Monitor* (BCM) au nombre de comptes intégrés sur l'image du Lanex, on obtient une calibration de $A_{UHI} = 1.072 \times 10^{-6}$ pC/comptes. Cette calibration correspond à la configuration \mathcal{S}_1 de la Fig. 3.15. On déduira de cette mesure la calibration pour les configurations $\mathcal{S}_{2,3,4}$ en prenant en compte les différences d'angle de collection de la lumière de fluorescence de l'écran Lanex.

3.3.3 Pointé et divergence

Le pointé et la divergence sont déterminés à partir des images des Lanex après un traitement de bruit tel que décrit précédemment (voir Sec. 3.1.4.1). Dans le cas où le paquet d'électrons n'est pas dévié par un dipôle magnétique, on calcule la divergence fwhm à partir de la taille fwhm de la distribution spatiale du paquet sur l'écran que l'on divise par la distance entre la source d'électrons et l'écran.

Comme illustré par la Fig. 3.16, la divergence fwhm des paquets d'électrons est donnée par $\theta_{fwhm} = (\Theta_{Lanex} - \Theta_{source}) / d_{source-lanex}$ avec Θ_{Lanex} la taille fwhm de la distribution au niveau de l'écran Lanex et Θ_{source} la taille fwhm de la source et $d_{source-lanex}$ la distance entre la source et l'écran. La taille Θ_{source} n'est pas mesurée lors des expériences mais on peut estimer qu'elle est du même ordre de grandeur que l'extension transverse du sillage, elle même de l'ordre de la dimension transverse du laser, c'est-à-dire $\sim 1 - 10$ μm . La taille

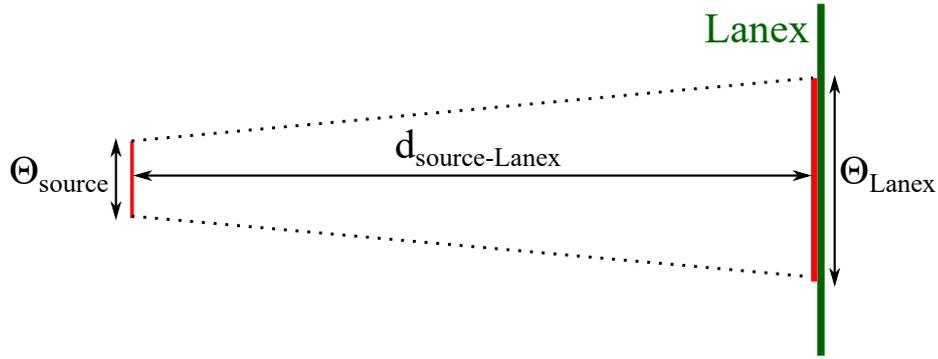


Figure 3.16 – Principe de la mesure de la divergence fwhm des paquets d'électrons.

Θ_{Lanex} mesurée sur l'écran étant millimétrique, voire centimétrique, l'extension transverse de la source, c'est-à-dire la dimension transverse du paquet d'électrons lorsqu'il s'échappe du plasma, est négligée et on peut faire l'approximation suivante : $\Theta_{Lanex} - \Theta_{source} \simeq \Theta_{Lanex}$.

De même, la présence de feuilles d'aluminium protégeant le Lanex de la lumière laser et de couches protectrices dans le Lanex avant la couche fluorescente, peut perturber la mesure de la divergence des paquets d'électrons. En effet, la diffusion des électrons dans les différents matériaux qu'ils traversent avant d'atteindre la couche fluorescente augmente la divergence du paquet [102–104]. Cependant, ces matériaux étant accolés à la couche fluorescente du Lanex, l'augmentation de la divergence liée à ces matériaux peut-être ici négligée mais il faut garder à l'esprit que ce diagnostic, bien que non destructif, perturbe fortement les propriétés du faisceau et ne pourra donc pas être utilisé en amont d'applications.

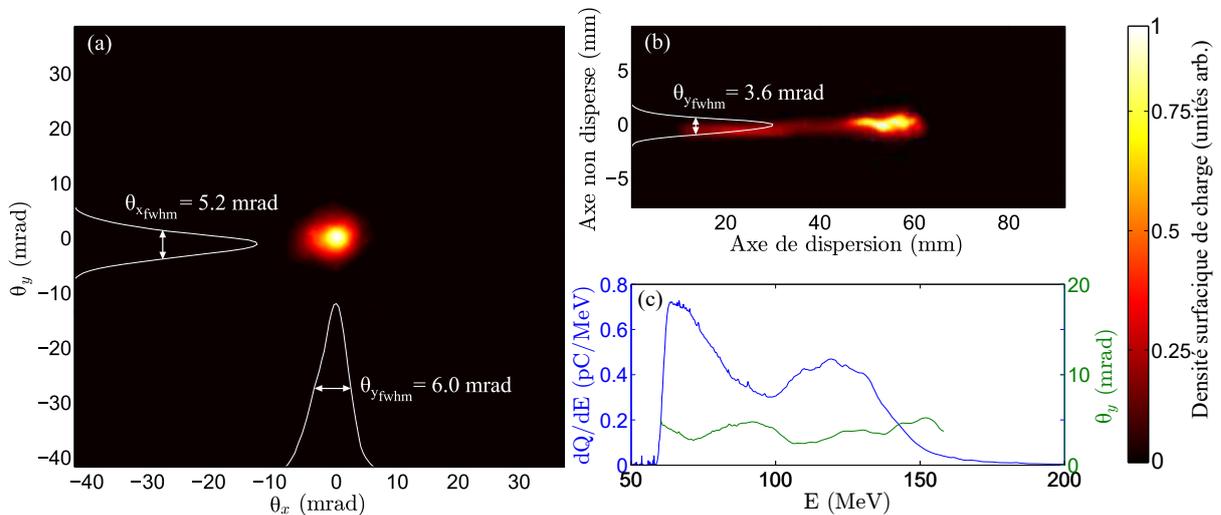


Figure 3.17 – (a) Image d'un faisceau d'électrons non dévié, projections horizontales et verticales associées et divergences fwhm. (b) Image d'un paquet d'électrons dispersé par le dipôle du LLC et projection sur l'axe non-dévié. (c) Distribution en énergie d'un paquet d'électrons dispersé par le dipôle du LLC et divergence fwhm sur l'axe vertical en fonction de l'énergie.

On peut ainsi déterminer la divergence fwhm selon l'axe horizontal, vertical ou la divergence radiale après avoir effectué une moyenne azimutale autour du centre de la distribution. Un

exemple de distribution spatiale d'un paquet d'électrons au niveau du Lanex est donné sur la Fig. 3.17(a). Les axes sont gradués en mrad selon la méthode explicitée ci-dessus et on calcule une divergence fwhm selon les deux axes de $\theta_{x_{fwhm}}$ ($\theta_{y_{fwhm}}$) $\simeq 5.2$ (6.0) mrad.

Dans le cas où on observe un paquet d'électrons dispersé dans une des dimensions par un dipôle magnétique, on peut toujours calculer la divergence fwhm selon l'axe non dispersé en effectuant une projection sur l'axe non dispersé par le dipôle. Ce calcul est illustré sur la Fig. 3.17(b) : l'axe de dispersion est l'axe horizontal et on calcule la divergence $\theta_{y_{fwhm}}$ en projetant la distribution sur l'axe des ordonnées.

Dans le cas d'un paquet dispersé, on peut également estimer la divergence fwhm en fonction de l'énergie, comme présenté à titre d'exemple sur la Fig. 3.17(c). La méthode consiste à calculer la divergence fwhm sur chaque colonne de pixels, c'est-à-dire sur chaque canal en énergie. On remarque cependant, en comparant à la distribution en énergie, que ce calcul ne donne des valeurs pertinentes que lorsque le niveau de signal est suffisamment important.

3.3.4 Distribution en énergie

3.3.4.1 Dispersion des électrons

La distribution en énergie des électrons est déterminée grâce à un spectromètre à électrons. Il consiste en un dipôle magnétique permettant de dévier les électrons de façon différente selon leur énergie via la force de Lorentz $\vec{F}_M = -e\vec{v}_e \wedge \vec{B}$. Cette force, étant par définition orthogonale à la vitesse, ne modifie pas l'énergie des électrons. Comme illustré sur la Fig. 3.18, les électrons se déplacent d'abord en ligne droite entre la source et l'aimant (pas de champs et l'effet de charge d'espace est négligé), ils voient ensuite le champ magnétique du dipôle et répondent à l'équation du mouvement :

$$\gamma_e \frac{d\vec{v}_e}{dt} = \frac{\vec{F}_M}{m_e} \quad (3.3)$$

puis se déplacent en ligne droite jusqu'à l'écran Lanex.

Il existe plusieurs façons de calculer la déflexion, et donc la position d'arrivée sur l'écran, d'un électron en fonction de son énergie. On peut intégrer numériquement l'équation du mouvement 3.3 sur toute la trajectoire des électrons en utilisant une carte de champ du dipôle considéré ou considérer le champ magnétique comme constant dans l'entrefer du dipôle et nul à l'extérieur. En effet, la trajectoire des électrons dans un champ magnétique dipolaire uniforme est un arc de cercle dont le rayon, que l'on nomme rayon de Larmor R_L , s'exprime ainsi :

$$R_L = \frac{m_e c}{eB} \sqrt{\left(\frac{\mathcal{E}_e + m_e c^2}{m_e c^2}\right)^2 - 1} \quad (3.4)$$

avec \mathcal{E}_e l'énergie cinétique de l'électron, et B l'amplitude du champ magnétique.

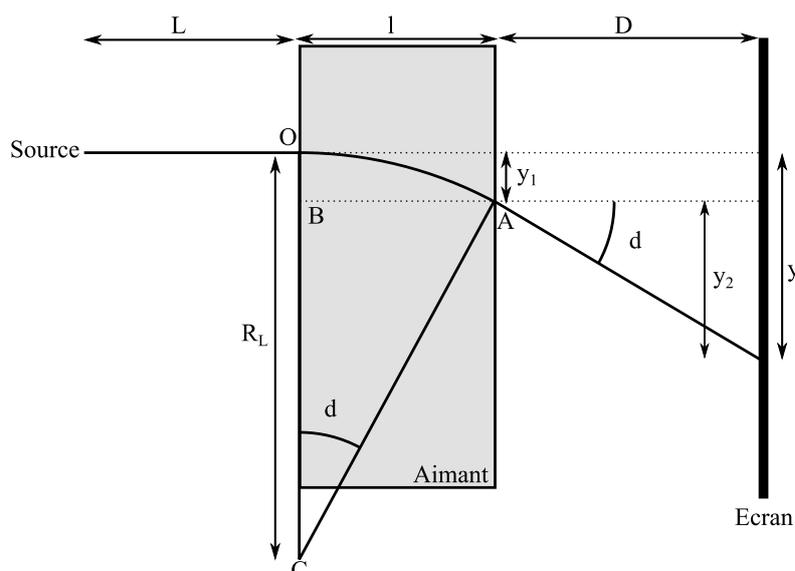


Figure 3.18 – Schéma de principe du spectromètre à électrons.

Application numérique

Pour un électron d'énergie $\mathcal{E}_e = 100$ MeV et un champ magnétique d'amplitude $B = 0.8$ T, le rayon de Larmor relativiste est $R_L \simeq 42$ cm.

En s'appuyant sur les notations de la Fig. 3.18, on peut déterminer que la déviation d'un électron est :

$$y = y_1 + y_2 = \frac{l}{R_L} (l/2 + D) \quad (3.5)$$

En injectant l'expression 3.4 du rayon de Larmor et en négligeant l'énergie de masse des électrons par rapport à leur énergie cinétique, on obtient :

$$\mathcal{E}_e = \frac{eBlc(l/2 + D)}{y} \quad (3.6)$$

On a donc une relation reliant l'énergie des électrons à leur déviation par rapport à l'axe de propagation du paquet non-dévié. Dans la pratique, la position de référence du paquet non-dévié est repérée en écartant le dipôle de l'axe de propagation des électrons. On peut noter que pour obtenir cette équation, on a considéré le champ magnétique comme uniforme ce qui n'est pas le cas dans la réalité. Cette méthode présente l'avantage de pouvoir obtenir rapidement la courbe de dispersion correspondant aux conditions expérimentales de chaque série sans avoir à recalculer numériquement la trajectoire exacte des électrons au cours de leur propagation, tout en donnant des résultats suffisamment proches pour que l'erreur commise soit faible devant les incertitudes de la mesure (voir sec. 3.3.4.2).

3.3.4.2 Incertitudes sur l'énergie des électrons

A partir de l'expression liant l'énergie à la déviation des électrons 3.6, on peut exprimer l'incertitude relative sur l'énergie en fonction de l'incertitude sur les autres paramètres :

$$\frac{\Delta \mathcal{E}_e}{\mathcal{E}_e} = \frac{\Delta B}{B} + \left(\frac{1 + D/l}{l/2 + D} \right) \Delta l + \left(\frac{1}{l/2 + D} \right) \Delta D + \frac{\Delta y}{y} \quad (3.7)$$

Cette expression prend en compte les incertitudes liées aux paramètres physiques (distances et valeur du champ magnétique) ainsi que l'incertitude sur la position Δy liée à la discrétisation de l'image mais elle ne prend cependant pas en compte toutes les sources d'incertitudes. En effet, l'équation 3.6 a été obtenue en considérant le cas idéal où l'angle d'incidence d'entrée des électrons dans l'aimant est nul. En réalité les paquets d'électrons ont une divergence et tous les électrons n'entrent pas avec le même angle d'incidence dans l'aimant. De plus, les fluctuations de pointé des paquets d'électrons ne sont pas prises en compte.

Effet de l'angle d'incidence La Fig. 3.19 présente le cas d'un électron arrivant avec un angle d'incidence i dans l'aimant. On voit qu'un angle d'incidence est équivalent à une erreur de l^* sur la longueur de l'aimant ainsi qu'une erreur de y^* sur la position d'entrée dans l'aimant. Or, géométriquement, on voit que :

$$l^* = R_L \sin(i) \quad (3.8)$$

et :

$$y^* = R_L [1 - \cos(i)] \quad (3.9)$$

De plus, il faut prendre en compte l'erreur commise sur la position d'entrée dans l'aimant causée par la divergence du paquet sur la distance L entre la source et l'aimant qui vaut :

$$y_2^* = L \tan(i) \quad (3.10)$$

On estime finalement l'incertitude relative liée à l'incidence des électrons dans l'aimant par :

$$\left[\frac{\Delta \mathcal{E}_e}{\mathcal{E}_e} \right]_{incidence} = \left(\frac{1 + D/l}{l/2 + D} \right) R_L \sin(i) + \frac{R_L [1 - \cos(i)]}{y} + \frac{L \tan(i)}{y} \quad (3.11)$$

Effet des fluctuations de pointé Une erreur de pointé, c'est-à-dire une erreur sur la position d'entrée dans l'aimant, ou encore sur la position de référence des paquets non-déviés se retrouve directement sur le déplacement mesuré sur l'écran. On peut donc estimer l'incertitude relative sur l'énergie liée aux fluctuations de pointé comme :

$$\left[\frac{\Delta \mathcal{E}_e}{\mathcal{E}_e} \right]_{pointé} = \frac{\sigma_Y}{y} \quad (3.12)$$

avec σ_y , l'écart-type du pointé des paquets d'électrons non-déviés.

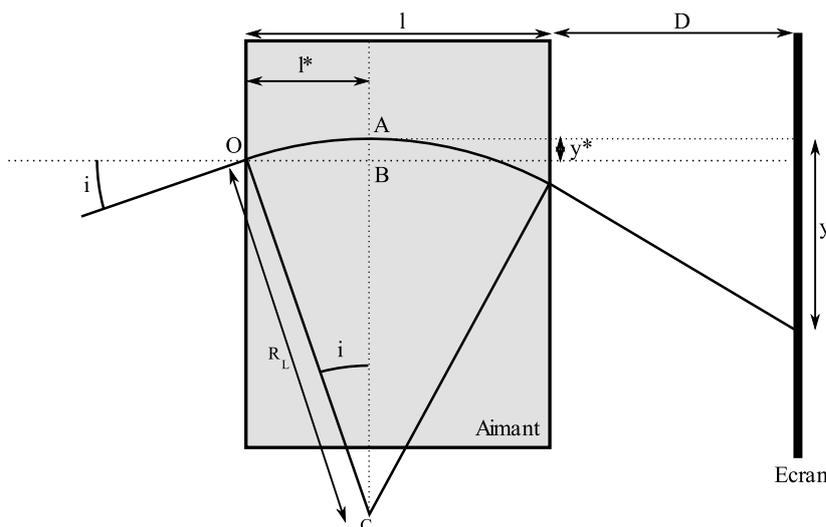


Figure 3.19 – Schéma sources d'incertitudes sur l'énergie.

Incertitude totale En prenant en compte toutes les sources d'incertitudes données précédemment, l'incertitude relative sur l'énergie s'exprime comme :

$$\frac{\Delta \mathcal{E}_e}{\mathcal{E}_e} = \frac{\Delta B}{B} + \left(\frac{1 + D/l}{l/2 + D} \right) [\Delta l + R_L \sin(i)] + \left(\frac{1}{l/2 + D} \right) \Delta D + \{ \Delta y + R_L [1 - \cos(i)] + L \tan(i) + \sigma_y \} \frac{1}{y} \quad (3.13)$$

3.3.4.3 Application aux configurations expérimentales

On applique ces méthodes pour calculer les courbes de dispersion des configurations expérimentales présentées sur les Fig. 3.20(a)&(c) donnant le déplacement y par rapport à la position des électrons non déviés en fonction de leur énergie en considérant un champ magnétique constant ou calculant la trajectoire des électrons dans une carte de champ mesurée. On voit que supposer un champ magnétique constant mène à une surestimation de l'énergie d'un électron à une position donnée par comparaison avec l'intégration complète du mouvement.

L'asservissement du pointé laser au LLC permet de revenir à la même position de référence des paquets non-déviés, on peut donc utiliser une unique courbe de dispersion pour toutes les données expérimentales et on choisit donc d'utiliser la courbe de dispersion calculée par intégration du mouvement, plus précise. À UHI100, on doit calculer une courbe de dispersion pour chaque série de tirs après avoir déterminé la position de référence des paquets non-déviés sur le Lanex. On utilise donc la méthode considérant un champ constant, plus simple et plus rapide pour calculer les courbes de dispersion pour chaque série. L'utilisation d'un champ constant et la surestimation de l'énergie en résultant est cependant faible par rapport à l'incertitude de la mesure ce qui permet d'utiliser ces courbes de dispersion en routine, le calcul prenant en compte la carte de champ pouvant être effectué pour étudier plus précisément des cas particulièrement intéressants.

On trace sur les Fig. 3.20(b)&(d) les incertitudes sur l'énergie associées à chaque configuration expérimentale avec les divergences et fluctuations de pointé typiques. On voit que la

contribution principale à l'incertitude sur l'énergie est la divergence des paquets d'électrons pour les deux installations. Les fluctuations de pointé des paquets d'électrons étant corrélées avec les fluctuations de pointé laser [78, 79], l'incertitude sur l'énergie liée aux fluctuations de pointé est plus faible au LLC qu'à UHI100. L'incertitude totale sur l'énergie est typiquement beaucoup plus faible au LLC qu'à UHI100 grâce aux plus faibles fluctuations de pointé et à une distance source - dipôle L plus courte, ce qui réduit l'effet de la divergence sur l'incertitude totale (voir Éq. 3.11).

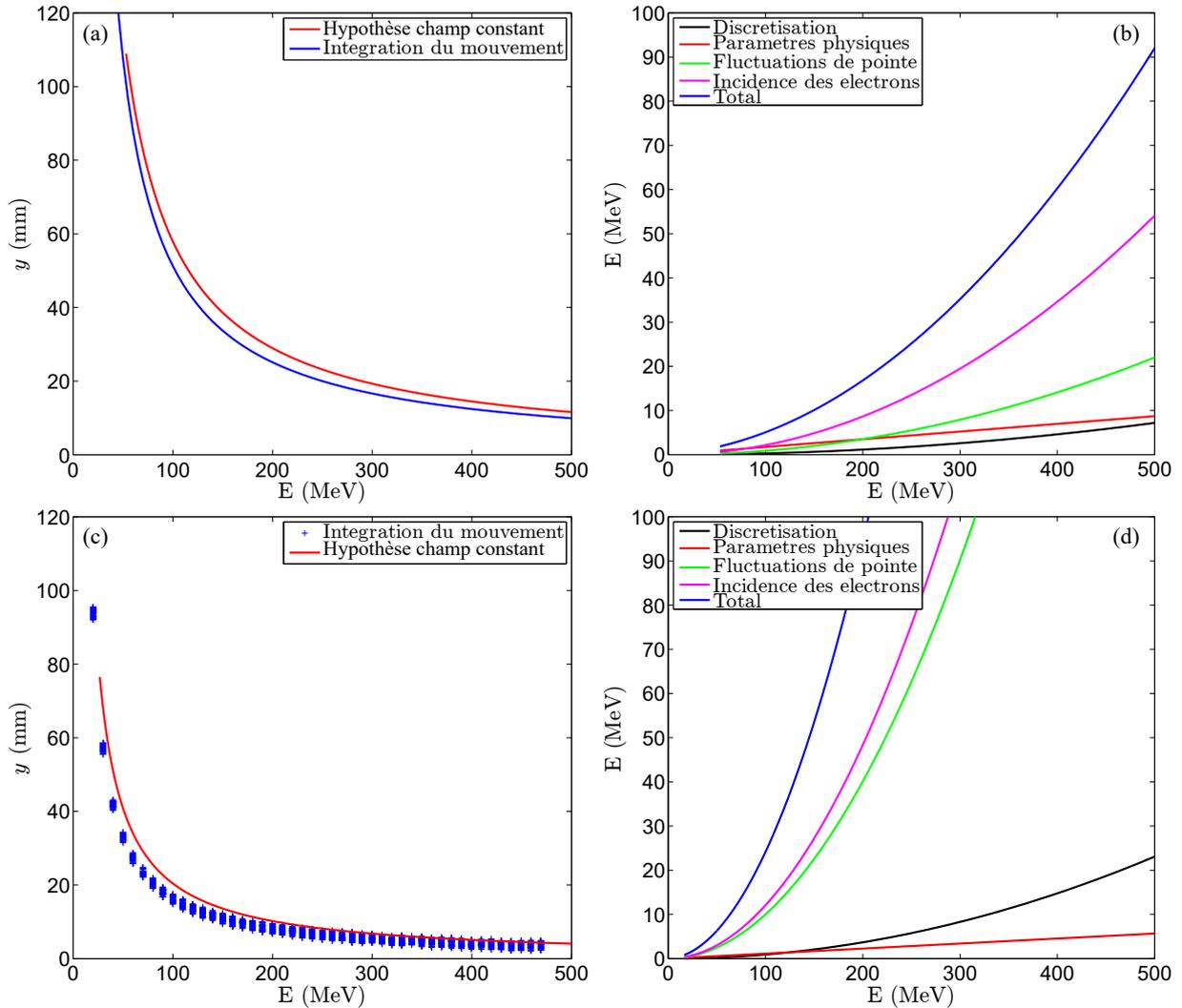


Figure 3.20 – (a) : Courbes de dispersion correspondant à la configuration du LLC calculées en supposant un champ magnétique constant et en intégrant numériquement l'équation du mouvement. (b) : Incertitudes sur l'énergie dans la configuration du LLC avec une fluctuation de pointé typique de 3 mrad et une divergence de 10 mrad. (c) : Courbes de dispersion correspondant à la configuration \mathcal{S}_2 de UHI100 calculées en supposant un champ constant et en intégrant numériquement l'équation du mouvement. (d) : Incertitudes sur l'énergie dans la configuration \mathcal{S}_2 de UHI100 avec une fluctuation de pointé typique de 4.5 mrad et une divergence de 10 mrad.

Ce diagnostic présente une énergie minimale dite « de coupure » au dessous de laquelle

les électrons ne sont pas détectés. Bien qu'il existe une énergie en dessous de laquelle les électrons ne peuvent pas sortir du dipôle et sont perdus dans un de ses bords, l'énergie de coupure expérimentale est en réalité déterminée par le bord de l'image du Lanex, ou le bord du Lanex lui même, en fonction des configurations.

3.4 Conclusion

Les deux installations laser utilisées dans cette thèse pour l'accélération laser ont été présentées. Ces deux installations sont basées sur des systèmes laser similaires mais présentent tout de même des différences faisant leur spécificité.

Les deux installations sont basées sur un oscillateur Ti:Sa à $\lambda_L = 0.8 \mu\text{m}$ et peuvent fournir des impulsions à une fréquence maximale de 10 Hz. De même, les deux installations sont équipées d'un système de correction de front d'onde permettant de corriger les aberrations optiques induites par les imperfections des optiques lors de la propagation des impulsions. L'installation du LLC bénéficie d'un système de stabilisation de pointé qui permet de réduire les fluctuations des paquets d'électrons produits et ainsi d'améliorer l'incertitude sur leur énergie. L'installation UHI100 du CEA Saclay présente quant à elle une énergie plus importante ainsi qu'une durée d'impulsion plus courte permettant d'atteindre des intensités laser sur cible supérieures. Au cours de cette thèse, on a également implanté une ligne magnétique permettant à la fois de réduire l'incertitude sur l'énergie des électrons mais aussi d'étudier leur transport et leur focalisation. Les paramètres laser de ces deux installations sont résumés dans le tableau 3.1.

Installation	LLC	UHI100
λ_L (μm)	0.8	0.8
E_L (J)	1.3	2.4
τ_L (fs)	37 ± 3	23 ± 1
w_0 (μm)	13.0 ± 1.3	16.1 ± 1.0
I_{max} ($\times 10^{18} \text{W}/\text{cm}^2$)	3.06 ± 0.88	4.7 ± 0.7
a_0	1.20	1.48

Table 3.1 – Paramètres laser typiques des installations du LLC et de UHI100 lors des campagnes expérimentales.

Les données collectées sur les électrons, consistent exclusivement en des images des paquets d'électrons déviés ou non par un dipôle magnétique. On a ainsi accès à leur propriétés spatiales transverses comme leur pointé ou leur divergence pour les paquets non-déviés, et à leur distribution en énergie pour les paquets déviés. Les méthodes d'analyse des données qui ont été présentées ont été mises en oeuvre pour tous les résultats expérimentaux présentés dans la suite de cette thèse.

Chapitre 4

Étude paramétrique des propriétés de la source d'électrons

Ce chapitre discute des résultats expérimentaux obtenus avec la cellule de gaz de longueur variable ELISA présentée dans le Chap. 2 et les installations laser présentées dans le Chap. 3. Les propriétés des paquets d'électrons présentées ici ont été obtenues à partir des images des écrans Lanex en utilisant les méthodes d'analyse décrites dans le Chap. 3. On s'intéressera à l'influence des différents paramètres expérimentaux en commençant par la valeur de densité électronique. On abordera ensuite successivement l'influence du pourcentage d'azote, de la longueur interne de la cellule et de la position du plan focal par rapport à la cellule. On comparera ensuite notre cellule de longueur variable à des jets de gaz *via* la dépendance de la charge produite avec l'énergie réduite. On précisera les paramètres expérimentaux et l'installation laser sur laquelle chaque résultat a été obtenu avant d'évaluer spécifiquement l'impact de l'installation laser sur les caractéristiques de la source.

Sommaire

4.1	Introduction	74
4.2	Influence de la densité	75
4.2.1	Considérations générales	75
4.2.2	Charge accélérée et divergence des paquets d'électrons en fonction de la densité électronique	76
4.2.3	Influence sur la distribution en énergie des paquets d'électrons	78
4.2.4	Conclusion	82
4.3	Influence du pourcentage d'azote	83
4.4	Influence de la longueur du plasma	85
4.5	Influence de la position du plan focal	87
4.6	Charge en fonction de l'énergie réduite	91
4.7	Impact de l'installation laser sur les caractéristiques de la source	95
4.7.1	Impact sur la charge des paquets d'électrons	95
4.7.2	Impact sur l'énergie des électrons	96
4.7.3	Impact sur la stabilité du pointé et la divergence	97
4.8	Conclusion	99

4.1 Introduction

Le travail effectué dans le cadre de cette thèse avait pour objectif d'étudier les mécanismes physiques de l'injection d'électrons pour concevoir un injecteur laser plasma. Une étude paramétrique des propriétés des électrons accélérés dans la cellule ELISA a donc été effectuée pour mettre en évidence les mécanismes mis en jeu. Les résultats de cette étude pourront ensuite être utilisés pour modifier la cible afin de l'adapter aux conditions expérimentales du laser APOLLON et aux contraintes de l'injection dans un futur second étage laser plasma.

Les paramètres plasma explorés dans cette cellule sont :

- Un plasma composé d'hydrogène pur ou d'un mélange d'hydrogène et d'azote avec une proportion d'azote variant entre 0.1% et 5%.
- Une densité électronique comprise entre $n_e \sim 4 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ et $n_e \sim 2 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$.
- Une longueur de cellule entre $L_{cell} = 0.2 \text{ mm}$ et $L_{cell} = 10 \text{ mm}$.

L'influence des paramètres laser sur les propriétés des électrons est plus difficile à évaluer, notamment les effets de la distribution en intensité, car de faibles variations peuvent avoir un impact important et qu'elle n'est pas mesurée à chaque tir. On pourra cependant tirer des conclusions de la comparaison des propriétés des électrons obtenus avec ELISA au LLC et à UHI100. Les paramètres laser explorés peuvent être résumés comme :

- Une énergie dans le plan focal entre $E_L \sim 500 \text{ mJ}$ et $E_L \sim 910 \text{ mJ}$.
- Une durée d'impulsion de largeur totale à mi-hauteur variant entre $\tau_L \simeq 23 \text{ fs}$ et $\tau_L \simeq 37 \text{ fs}$.
- Une puissance entre $P_L \sim 15 \text{ TW}$ et $P_L \sim 40 \text{ TW}$.
- Un rayon de tache focale en $1/e^2$ compris entre $\sim 9 \text{ }\mu\text{m}$ et $\sim 17 \text{ }\mu\text{m}$.
- Une intensité maximale dans le vide entre $I_{max} \sim 3 \times 10^{18} \text{ W/cm}^2$ et $I_{max} \sim 4.7 \times 10^{18} \text{ W/cm}^2$.

Les études de ce chapitre s'appuient sur les mécanismes introduits au Chap. 1, notamment l'auto-focalisation (voir Sec. 1.2.3.1) et l'injection induite par ionisation (voir Sec. 1.3.5). Il peut également être utile de garder en tête les dépendances des champs et de la perturbation en densité en fonction des paramètres laser (voir les équations 1.35, 1.36, 1.37 et 1.38) ainsi que les lois d'échelles du Tab. 1.2.

Pour la plupart des expériences décrites ici, l'interaction laser-plasma est fortement non-linéaire dans la zone proche du maximum d'intensité, sans pour autant atteindre nécessairement le régime de la bulle. Une interprétation détaillée des résultats expérimentaux nécessitent alors l'appui de la simulation numérique, utilisant principalement des codes PIC. Ceux-ci sont cependant très lourds à mettre en œuvre, d'autant plus que des aspects à 3 dimensions spatiales doivent être pris en compte. Au vu du très grand nombre de valeurs de paramètres qui ont été étudiées lors de cette thèse, il n'a pas été possible de modéliser l'ensemble des expériences réalisées. La modélisation PIC n'a été utilisée que pour certaines études faite au LLC, comme l'influence de la position du plan focal et celle du pourcentage d'azote. Pour compléter ces données, des informations ont également été obtenues à l'aide du code WAKE. Ce dernier utilisant l'approximation quasi-statique, ne peut donner des informations pertinentes que sur l'évolution de l'enveloppe laser et de l'onde plasma, le processus de piégeage ne pouvant être correctement pris en compte.

4.2 Influence de la densité

4.2.1 Considérations générales

La densité électronique du plasma avec lequel l'impulsion laser interagit est l'un des paramètres principaux. Comme on l'a vu au Chap. 1, la densité électronique entre en jeu pour la détermination de l'amplitude de l'onde plasma, sa période (et ainsi la durée résonnante pour l'impulsion laser, voir Sec. 1.2.2), sur les longueurs de déphasage et d'épuisement laser L_φ et L_e (voir Sec. 1.4) ainsi que sur les effets non-linéaires comme l'auto-focalisation (voir Sec. 1.2.3) qui est importante dans nos expériences car la puissance laser est supérieure à la puissance critique.

Les loi d'échelles proposées par *Lu et al.* [30] et introduites dans la Sec. 1.4.4, montrent que le gain maximal d'énergie des électrons est inversement proportionnel à la densité. Cependant, d'une part cette loi d'échelle ne s'applique que pour des longueurs de cellule égales à la valeur optimale et d'autre part le modèle utilisé pour la déduire se base sur plusieurs hypothèses, notamment que la taille de l'impulsion laser varie peu lors de l'interaction grâce à la compensation de la diffraction par l'auto-focalisation. Une augmentation de la densité a donc pour effet de réduire la longueur de déphasage et ainsi le gain en énergie maximal des électrons.

De fait la loi d'échelle de *Lu et al* se rapporte plus à un étage accélérateur qu'à un injecteur. En effet dans la gamme de paramètres étudiée dans cette thèse relatif à un injecteur, les mécanismes d'injection et d'accélération reposent sur une évolution de l'impulsion laser par auto-focalisation au cours de l'interaction. De plus, le profil de densité sur l'axe laser dans la cellule n'est pas homogène et les gradients de densité à l'avant et à l'arrière de la cellule jouent un rôle important sur le processus d'interaction. L'objectif de cette source étant de produire des électrons dans la gamme d'énergie [50; 200] MeV, ELISA a été le plus souvent utilisée à de faibles longueurs (≤ 1 mm) souvent inférieures à la longueur de déphasage.

Application numérique

Pour une densité électronique de $n_e = 4 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$, soit la plus faible explorée dans cette cellule, et $a_0 = 2$ la longueur de déphasage non-linéaire donnée par *Lu et al.* est $L_\varphi \simeq 2.2$ mm et le gain en énergie est $\Delta W \simeq 290$ MeV. Pour $n_e = 2 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$, soit la plus haute densité utilisée dans cette cellule, et $a_0 = 2$ on obtient $L_\varphi \simeq 195 \text{ }\mu\text{m}$ et $\Delta W \simeq 58$ MeV.

Pour de faibles longueurs de cellule ($L_{cell} \lesssim 1$ mm), on peut donc s'attendre à ce que même les électrons piégés en début de cellule n'atteignent pas leur longueur de déphasage dans la gamme des faibles densité. Dans ce cas, le gain en énergie ne sera pas limité par la longueur de déphasage. Une augmentation de la densité devrait permettre une plus grande auto-focalisation du laser et une augmentation de l'amplitude de l'onde plasma dans son sillage, menant par conséquent à des électrons plus énergétiques d'une part parce que le champ accélérateur est plus élevé et également parce que les électrons sont piégés plus tôt, et peuvent donc être accélérés sur de plus grandes distances.

4.2.2 Charge accélérée et divergence des paquets d'électrons en fonction de la densité électronique

Un comportement indépendant de l'installation laser considérée est l'évolution de la charge des paquets d'électrons accélérés en fonction de la densité électronique du plasma, dont un exemple est représenté sur la Fig. 4.1(a). Expérimentalement, on fait progressivement varier la pression dans le réservoir : la pression de départ est généralement de l'ordre de 50 à 100 mbar (ce qui correspond à une densité électronique dans la cellule de $\sim 2.2 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ à $\sim 4.6 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$) et ne permet pas d'obtenir d'électrons dans nos conditions expérimentales. On augmente ensuite progressivement la pression dans le réservoir jusqu'à obtenir des électrons. On enregistre ensuite plusieurs tirs (typiquement 5) dans les mêmes conditions expérimentales afin d'estimer la stabilité des paquets produits.

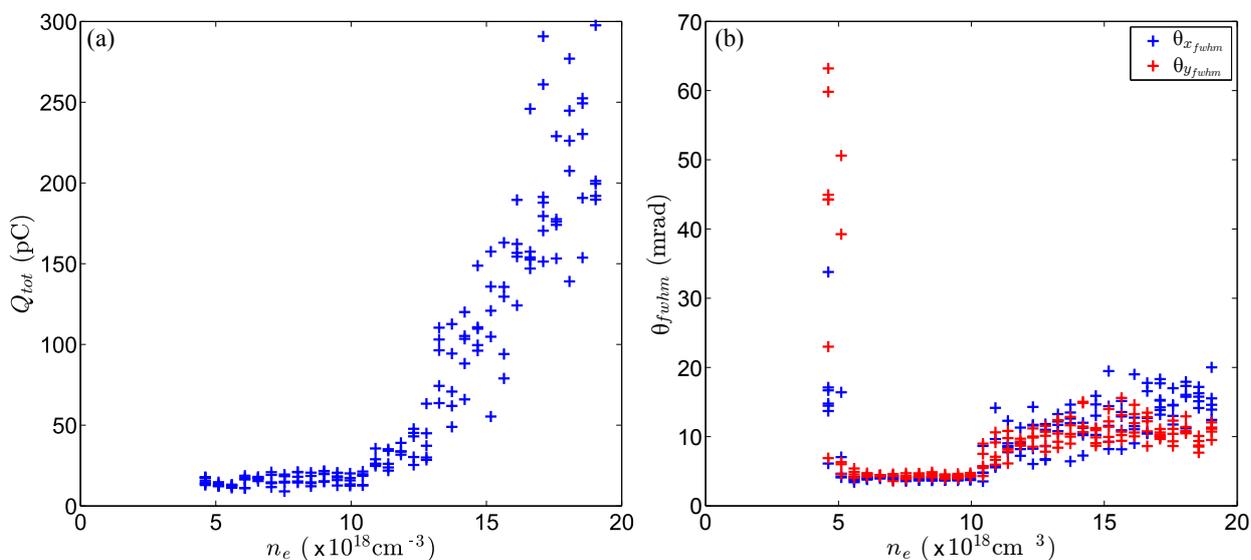


Figure 4.1 – (a) : Charge totale en fonction de la densité électronique et (b) divergences horizontales et verticales pour un mélange de gaz de composition 99% H_2 +1% N_2 , $L_{cell} = 0.58 \text{ mm}$ et les faces d'entrée/sortie percées de trous de $200 \mu\text{m}$ de diamètre et le plan focal est situé à $z_f \simeq 1.3 \text{ mm}$ après la face interne de l'entrée de la cellule, c'est à dire à $z = 3.3 \text{ mm}$ sur l'axe de la Fig. 2.8(b). Ce résultat a été obtenu au LLC avec une intensité laser $I_{max_{LLC}} \simeq (3.1 \pm 0.9) \times 10^{18} \text{ W/cm}^2$, soit $a_0 \simeq 1.2$.

On observe un seuil en densité à partir duquel des électrons deviennent détectables sur les images des écrans Lanex. Une fois le seuil dépassé, soit pour $n_e \geq 4.6 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ sur la Fig. 4.1(a), la charge produite est d'abord quasi-constante, de l'ordre de $\sim 16 \text{ pC}$, jusqu'à $n_e \sim 10 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$, puis augmente avec une pente d'environ $\sim 25 \text{ pC}/10^{18} \text{ cm}^{-3}$. On observe également des fluctuations de charge plus importantes à mesure que la densité augmente. Bien qu'elle ne soit pas visible ici, on observe souvent une saturation, voire une redescente de la charge produite à haute densité ($n_e \gtrsim 15 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$).

Sur la Fig. 4.1(b), on représente la divergence calculée à partir de la largeur totale à mi-hauteur verticale et horizontale des paquets d'électrons mesurés. On peut constater que proche du seuil en densité, les paquets d'électrons ont une divergence importante. Ces paquets ont une distribution spatiale très diffuse, et ne présentent pas de pic ce qui explique que la divergence calculée soit importante. Une fois le seuil dépassé, un pic apparaît dans la

distribution spatiale et la divergence fwhm se réduit à environ ~ 4 mrad. La divergence est ensuite stable jusqu'à $n_e \simeq 10 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$, valeur pour laquelle la divergence augmente jusqu'à ~ 11 mrad en moyenne. On constate également que, de façon similaire à la charge, la divergence est plus fluctuante après cette valeur de densité.

Discussion L'existence d'une densité seuil s'explique dans le cas de l'injection induite par ionisation par plusieurs effets. Un premier seuil est fixé par la nécessité d'ioniser l'ion considéré, ici N^{5+} . Le taux d'ionisation ADK de N^{5+} ne devient non-négligeable qu'au delà de $a_0 = 1.50$, la suppression de la barrière de potentiel étant obtenue pour $a_0 = 2.20$, le taux d'ionisation va donc croître rapidement entre ces deux valeurs. Une fois le seuil d'ionisation franchi, la deuxième condition est que l'électron soit piégé. Nous avons vu dans la Sec. 1.3.5 que pour être piégé dans l'onde de plasma, un électron doit subir une différence de potentiel supérieure à un seuil, entre sa position d'ionisation et sa position de piégeage, c'est la condition exprimée par l'équation 1.50. On remarque dans cette inégalité que plus le facteur de Lorentz de l'onde de plasma γ_p est petit, plus le seuil de piégeage diminue; or γ_p est déterminé par la vitesse de groupe du laser v_G (en négligeant l'évolution du sillage dans une densité inhomogène) qui est d'autant plus faible que la densité électronique du plasma est élevée. Ainsi, une augmentation de la densité diminue la différence de potentiel minimale nécessaire à l'injection d'électrons assistée par ionisation. Enfin la différence de potentiel varie avec la densité, d'une façon qui dépend de la durée de l'impulsion laser. Typiquement, pour des impulsions courtes, elle va augmenter avec la densité, jusqu'à atteindre une situation de résonance pour ensuite diminuer. La durée de l'impulsion laser évoluant au cours de la propagation, on peut comprendre que l'effet de la densité va aussi dépendre de la longueur d'interaction. On comprend ainsi que la valeur du seuil en densité dépend de plusieurs paramètres expérimentaux. A titre d'exemple, en supposant l'ionisation au pic d'intensité laser *Chen et al.* [45] donnent un seuil d'injection par ionisation de $a_0 = 1.7$ pour $\gamma_p = 33$ (ce qui correspond à approximativement à $n_e \simeq 1.6 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ en régime linéaire) et *Lu et al.* [30] donnent un seuil d'auto-injection de $a_0 \simeq 2$. Ce seuil de production de paquets d'électrons sera à nouveau abordé par la suite en prenant en compte d'autres paramètres que la densité seule (voir Sec. 4.6).

Pour analyser plus en détails les résultats de la Fig. 4.1(a), nous avons reporté la valeur maximale de a_0 en fonction de la densité, ainsi que la valeur de la densité relative à ce maximum obtenus à l'aide du code WAKE sur la Fig. 4.2.

On peut voir sur cette figure, qu'à $4 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ nous obtenons pratiquement exactement le seuil de *Lu et al.* ($a_0 \simeq 1.7$ et $n_e = 1.6 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$). On observe également que l'ensemble des maxima, même à la densité la plus élevée, sont obtenus à une densité plus faible qu'au centre de la cible, c'est à dire dans la zone de gradient descendant en sortie de cible. De plus l'évolution de l'intensité par auto-focalisation étant rapide, le calcul montre que le seuil d'ionisation n'est également atteint qu'en sortie de cible. La limite, observée expérimentalement de $15 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$, d'un comportement instable, correspondant également dans la modélisation au seuil à partir duquel le maximum d'intensité est obtenu à l'intérieur de la cible.

On constate ainsi sur l'exemple de la Fig. 4.1(a) que la zone de sortie de cible a un rôle prépondérant. Ceci se retrouvera dans plusieurs autres situations présentées par la suite.

Ce comportement est général et a été observé sur les deux installations laser où a été utilisée

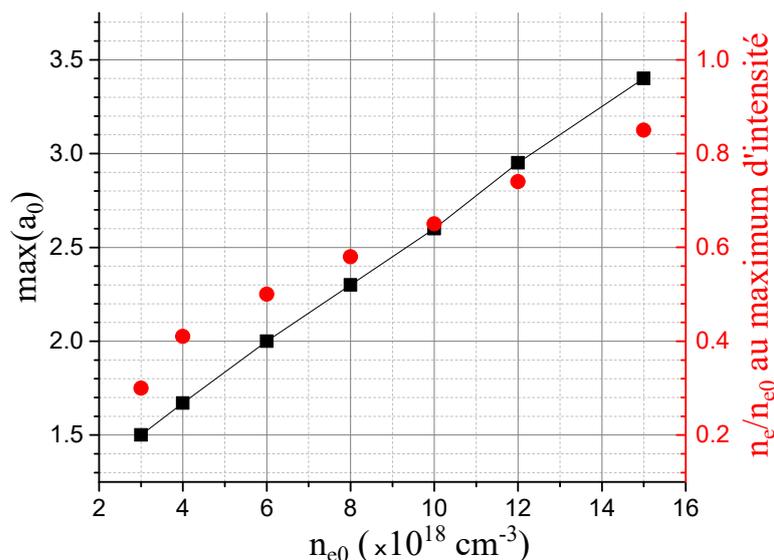


Figure 4.2 – Valeur maximale de a_0 (noir) et de la densité relative au maximum d'intensité (rouge) en fonction de la densité (calculs WAKE).

ELISA. On va maintenant s'intéresser à l'effet de la densité sur la distribution en énergie des électrons obtenus sur chaque installation.

4.2.3 Influence sur la distribution en énergie des paquets d'électrons

4.2.3.1 Au LLC

On trace sur la Fig. 4.3(a-f) les distributions en énergie des électrons (à partir de la limite inférieure de détection soit environ ~ 50 MeV) pour différentes densités électroniques, variant de $n_e = 7.1 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ à $n_e = 10.4 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$, soit dans le domaine qui apparaît comme le plus approprié. On observe d'abord à $n_e \simeq 7.1 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ des spectres de basse énergie présentant une décroissance quasi-linéaire entre ~ 64 MeV et ~ 95 MeV puis une décroissance plus lente entre ~ 100 et ~ 200 MeV. À $n_e \simeq 8.0 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$, une deuxième composante apparaît sur certains spectres : un pic de 50 à 70 MeV de largeur à mi-hauteur, autour de 150 MeV. Cette nouvelle composante est observée également à $n_e \simeq 8.5 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$. À cette densité, la composante haute énergie est observée dans 3 tirs sur 4 (contre 2 sur 5 à $n_e \simeq 8.03 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$) et sa densité de charge maximale devient comparable à la densité de charge basse énergie avec $\sim 0.025 - 0.05$ pC/MeV. En augmentant encore la densité jusqu'à $n_e \simeq 9.0 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$, on augmente la charge de la composante basse énergie tandis que le niveau de densité de charge à haute énergie reste stable à ~ 0.05 pC/MeV. On peut également noter que des structures apparaissent sur les spectres, jusqu'à ~ 125 MeV. L'augmentation de la densité à $n_e \simeq 9.5 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ puis à $n_e \simeq 10.4 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ a le même effet d'augmenter la charge à basse énergie, jusqu'à ~ 0.35 pC/MeV puis ~ 0.45 pC/MeV, rendant la composante haute énergie moins visible, la réduisant à un plateau à $n_e \simeq 9.5 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$, puis à une simple inflexion sur les spectres à $n_e \simeq 10.4 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ présentant une décroissance monotone.

Une autre façon de représenter ces mêmes données est présentée sur la Fig. 4.4, où sont tracées l'énergie maximale E_{max} (Fig. 4.4(a)) ; définie comme l'énergie pour laquelle la densité de

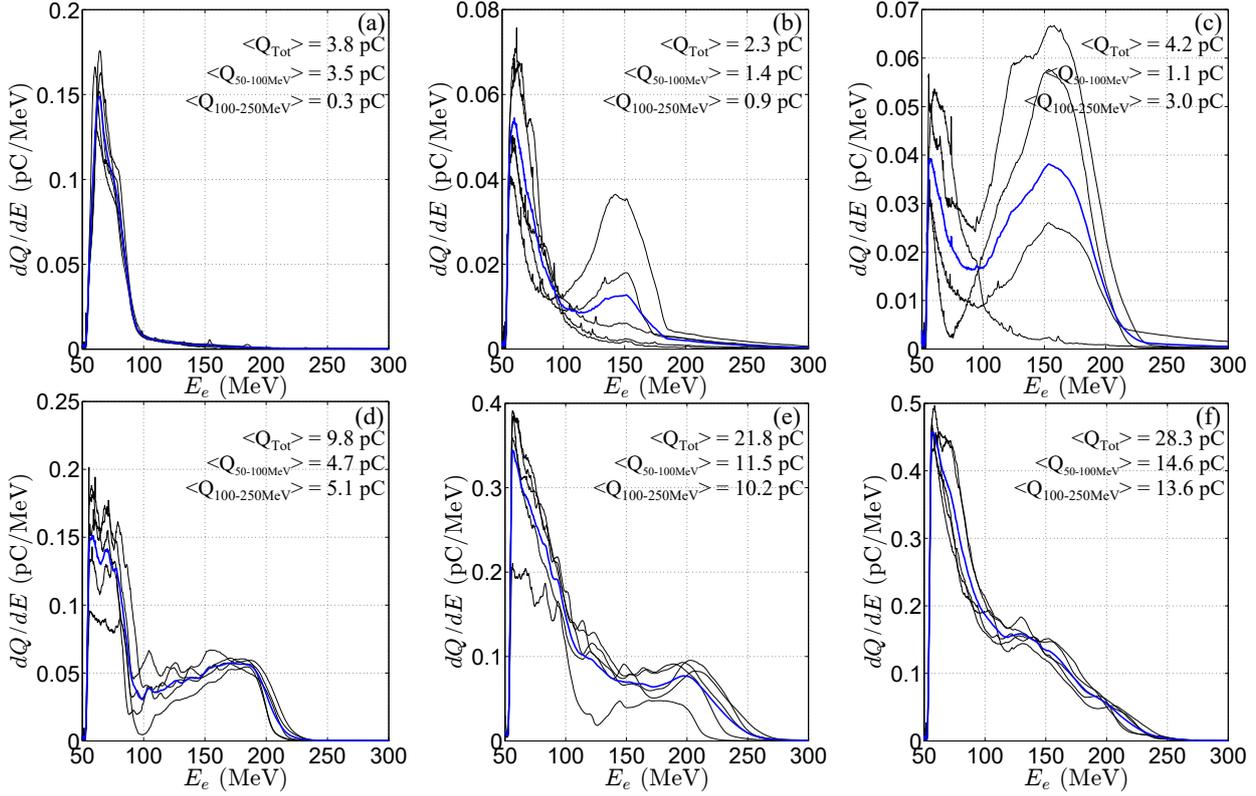


Figure 4.3 – Distribution en énergie typique des paquets d’électrons produits au LLC pour différentes densités électroniques : (a) $n_e \simeq 7.1 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$, (b) $n_e \simeq 8.0 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$, (c) $n_e \simeq 8.5 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$, (d) $n_e \simeq 9.0 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$, (e) $n_e \simeq 9.5 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$, (f) $n_e \simeq 10.4 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$. La composition du mélange de gaz utilisé est 99% H_2 +1% N_2 , la longueur de la cellule est $L_{\text{cell}} = 0.2 \text{ mm}$, la position du plan focal est $z_f = 0.75 \text{ mm}$ après la face interne de la face d’entrée (c’est à dire à 2.75 mm sur l’axe de la Fig. 2.8(b)) et les faces d’entrée/sortie sont percées de trous de 200 μm de diamètre.

charge du spectre est égale à 10% de la densité de charge maximale) et l’énergie moyenne E_{moy} (Fig. 4.4(b)) en fonction de la densité électronique. On voit que l’énergie maximale augmente en moyenne avec une tendance linéaire de $\sim 93 \text{ MeV}$ à $\sim 227 \text{ MeV}$ entre $n_e \simeq 7.05 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ et $n_e \simeq 9.49 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ avant d’être réduite à $\sim 207 \text{ MeV}$ pour $n_e \simeq 10.43 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$. L’énergie moyenne des spectres passe quant à elle de $\sim 79 \text{ MeV}$ pour $n_e \simeq 7.05 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ à $\sim 132 \text{ MeV}$ pour $n_e \simeq 8.52 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ avant de se stabiliser autour de $\sim 115 \text{ MeV}$ entre $n_e \simeq 9.00 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ et $n_e \simeq 10.43 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$.

Discussion On peut tout d’abord noter que le code WAKE redonne pour l’expérience de la Fig. 4.3(a-f) des résultats très semblables à ceux de la Fig. 4.2. A savoir une valeur maximale de a_0 qui varie de 2.2 à 2.36 obtenue à une densité relative entre 0.55 et 0.67. Le processus d’injection et d’accélération a donc lieu entièrement dans la zone de gradient descendant. Or on sait qu’un gradient descendant favorise l’auto-injection. On peut donc s’interroger sur les contributions relatives de l’auto-injection et de l’injection par ionisation. Pour répondre à cette question, on compare sur la Fig. 4.5 (figure extraite de la réf. [105]) les spectres obtenus avec un mélange de gaz (99% H_2 +1% N_2) avec ceux obtenus dans de l’hydrogène

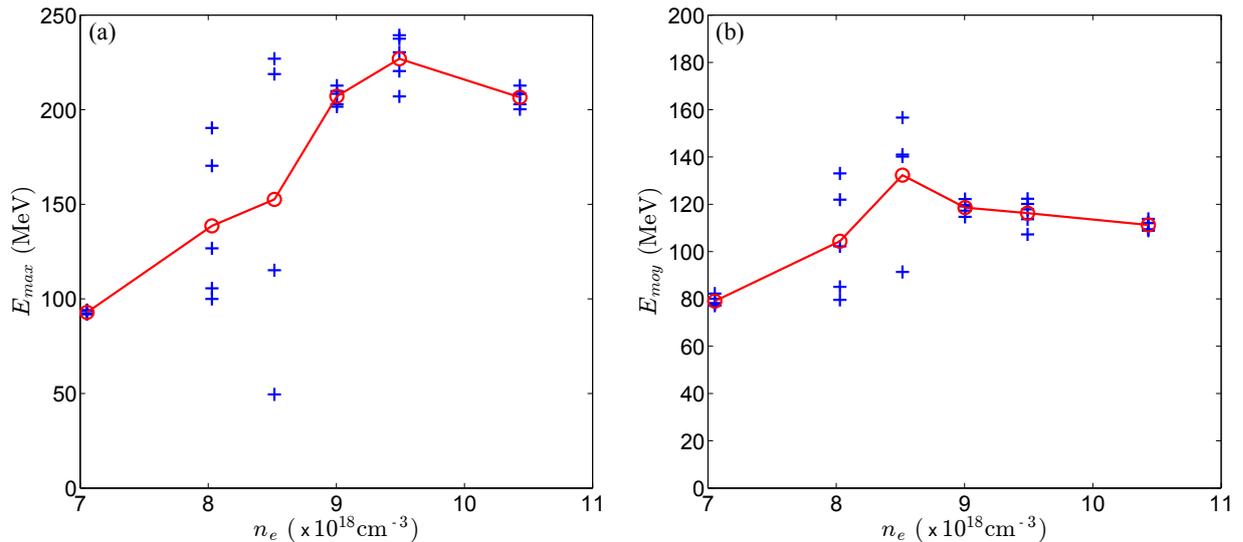


Figure 4.4 – (a) : Énergie maximale et (b) énergie moyenne en fonction de la densité électronique du plasma correspondant aux spectres de la Fig. 4.3. Les croix bleues représentent chaque tir et les cercles rouges représentent la moyenne des tirs à paramètres expérimentaux fixés.

pur (H_2). On voit que dans le cas de l'hydrogène pur, le spectre ne présente que le pic autour de ~ 150 MeV tandis que dans les mêmes conditions, une composante basse énergie (un pic à ~ 90 MeV) est observée pour un mélange 99% H_2 +1% N_2 . On peut donc supposer que le pic haute énergie est composé principalement d'électrons de l'hydrogène auto-injectés. Le seuil d'injection en a_0 est plus grand pour l'auto-injection que pour l'injection induite par ionisation [45, 46] et les valeurs aux seuils sont supérieures à la valeur de a_0 maximale obtenue dans le vide. Comme l'intensité maximale au cours de l'interaction dépend de l'auto-focalisation qui augmente avec la densité, une densité plus grande est nécessaire pour que l'auto-focalisation permette d'atteindre le seuil d'auto-injection que pour atteindre le seuil d'injection induite par ionisation. C'est ce qui explique que le pic d'auto-injection n'est pas visible aux plus basses densités (voir Fig. 4.3(a)).

Des simulations avec le code CALDER-Circ [106] ont été utilisées pour modéliser l'interaction pour un mélange de gaz de composition 99% H_2 +1% N_2 à une densité électronique de $n_e = 9.1 \times 10^{18} \text{cm}^{-3}$, $L_{cell} = 0.8$ mm et $a_0 = 1.25$. Les résultats de simulation indiquent que dans ces conditions, l'injection assistée par ionisation d'électrons issus des ions N^{5+} et N^{6+} a lieu continuellement sur toute la longueur du plateau de densité, ce qui a pour conséquence de produire une distribution en énergie large mais contenant relativement peu d'électrons. La majorité des électrons accélérés sont en fait injectés dans le gradient de densité à l'arrière de la cellule. On observe à la fois l'auto-injection d'électrons issus de l'hydrogène et des cinq premiers électrons de l'azote, et l'injection assistée par ionisation d'électrons des couches internes de l'azote. Ces deux mécanismes d'injection ayant une dynamique différente mènent à deux populations distinctes d'électrons accélérés. En effet, les électrons auto-injectés sont ionisés loin du pic de l'impulsion laser et sont piégés à l'arrière de la bulle tandis que les électrons issus des couches internes de l'azote sont ionisés proche du pic d'intensité et sont piégés dans une région proche du centre de la bulle. Les électrons auto-injectés subissent donc un champ accélérateur de plus grande amplitude que les électrons injectés par ionisation, plus proches du centre de la bulle. La conséquence de cette séparation spatiale est l'accélération à

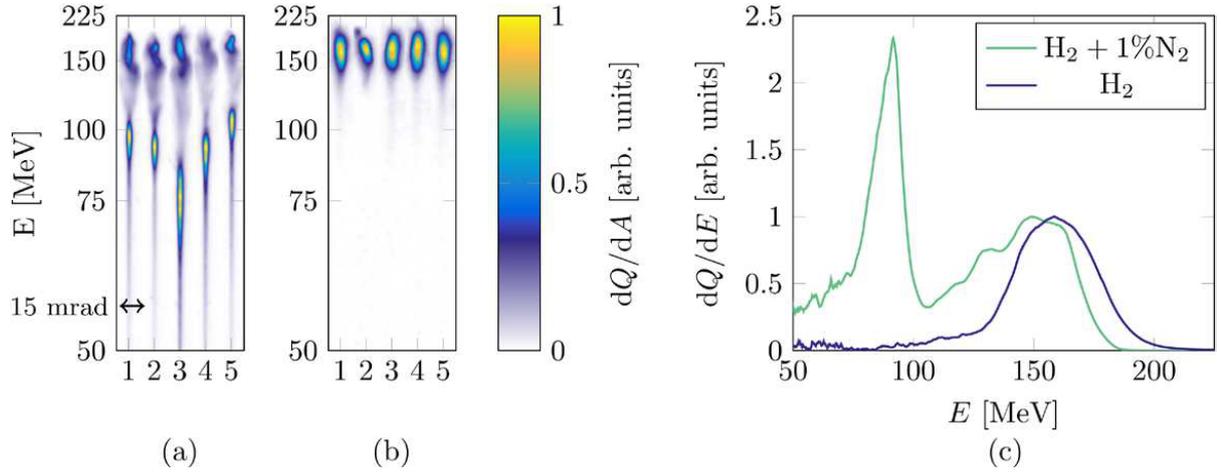


Figure 4.5 – Identification des espèces par comparaison entre les paquets obtenus avec un mélange de gaz 99% $H_2+1\% N_2$ (a) et de l'hydrogène (H_2) pur (b) à une densité électronique de $n_e = 9.6 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ et pour une longueur de cellule de $L_{cell} = 0.7 \text{ mm}$. Chaque image est normalisée à sa valeur maximale. Les spectres typiques associés à ces images de l'écran Lanex sont représentés sur la Fig. 4.5(c) et normalisés à la valeur du pic situé à $\sim 150 \text{ MeV}$. Figure extraite de la réf [105].

plus haute énergie des électrons auto-injectés par rapport aux électrons injectés par ionisation ce qui est cohérent avec les observations expérimentales.

Notons que pour l'expérience de la Fig. 4.5, la cible est plus longue que dans les deux cas précédents. CALDER-Circ montre que le maximum d'intensité de valeur plus élevé ($a_0 = 3.8$) est obtenu dans la première partie du plateau. Pourtant ici encore la zone en sortie de cible joue le rôle principal dans l'injection et l'accélération du paquet d'électron. Une possible explication à la faible efficacité du piégeage en début de cible, est la durée élevée de l'impulsion laser, qui au début de l'interaction est nettement supérieure à la valeur de résonance. En sortie de cible la durée de l'impulsion a pu être suffisamment réduite par auto-compression et se rapprocher de la valeur de résonance.

4.2.3.2 À UHI100

L'évolution de la distribution en énergie (au-dessus de la limite de détection expérimentale de $\sim 20 \text{ MeV}$) des paquets d'électrons produits à UHI100 dans un mélange de gaz composé de 99% $H_2 + 1\% N_2$ pour une densité variant entre $n_e = 4.6 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ et $n_e = 9.5 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ est présentée sur la Fig. 4.6. La longueur interne de la cellule était de $L_{cel} = 0.5 \text{ mm}$ et l'intensité laser était de $I_{maxUHI} \simeq 4.7 \times 10^{18} \text{ W/cm}^2$ (soit $a_0 \simeq 1.48$).

Le comportement général est similaire aux résultats obtenus au LLC avec cependant quelques différences : à $n_e \simeq 4.61 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ (Fig. 4.6(a)), on voit une distribution piquée autour de $\sim 35 \text{ MeV}$, puis en augmentant la densité jusqu'à $n_e \simeq 6.57 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ (Fig. 4.6(c)) une bosse supplémentaire apparaît autour de $\sim 90 \text{ MeV}$ dans la distribution mais elle ne se détache pas du pic basse énergie. Entre $n_e \simeq 7.54 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ et $n_e \simeq 8.52 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ le pic à $\sim 90 \text{ MeV}$ se détache et devient dominant dans la distribution. L'augmentation de la densité électronique jusqu'à $n_e \simeq 9.49 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ provoque ensuite l'élévation de la densité

de charge à basse énergie et la distribution devient alors relativement plate entre le seuil de détection (soit ~ 20 MeV) et ~ 120 MeV.

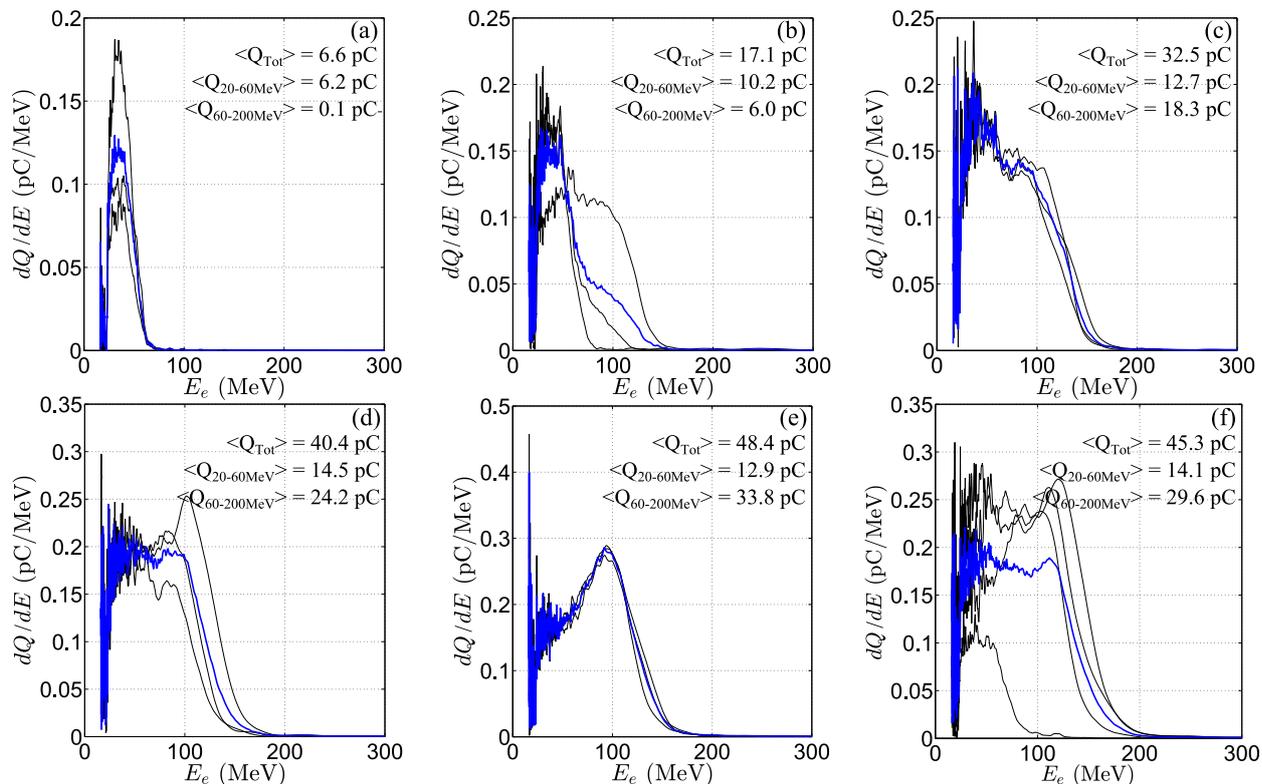


Figure 4.6 – Distribution en énergie typique des paquets d'électrons produits à UHI100 pour différentes densités électroniques : (a) $n_e \simeq 4.61 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ (b) $n_e \simeq 5.59 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ (c) $n_e \simeq 6.57 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ (d) $n_e \simeq 7.54 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ (e) $n_e \simeq 8.52 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ (f) $n_e \simeq 9.49 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$. La composition du mélange de gaz utilisé est 99% H_2 +1% N_2 , la longueur de la cellule est $L_{\text{cell}} = 0.5$ mm, la position du plan focal est $z_f = 0$ mm après la face interne de la face d'entrée (c'est à dire à 2 mm sur l'axe de la Fig. 2.8(b)) et les faces d'entrée/sortie sont percées de trous de 400 μm de diamètre.

Similairement à la Fig. 4.4, on représente sur la Fig. 4.7 E_{max} et E_{moy} en fonction de la densité électronique du plasma. L'évolution observée est une augmentation de E_{max} entre $n_e \simeq 4.61 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ et $n_e \simeq 6.57 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$, passant de ~ 59 à ~ 139 MeV, puis une stabilisation entre $n_e \simeq 6.57 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ et $n_e \simeq 9.49 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$. E_{moy} augmente avec la densité électronique du plasma entre $n_e \simeq 4.61 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ et $n_e \simeq 8.52 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$, passant de ~ 45 MeV à ~ 96 MeV en moyenne, puis rediminue légèrement, bien que cette diminution puisse être due à des fluctuations tir à tir.

4.2.4 Conclusion

Ces résultats montrent que la densité électronique du plasma dans la cellule de gaz ELISA a une influence importante sur les propriétés des paquets produits, tant au niveau de la charge, de la divergence que de la distribution en énergie. Il existe un seuil en densité proche de $4 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ au dessous duquel on ne produit pas d'électrons de haute énergie, la

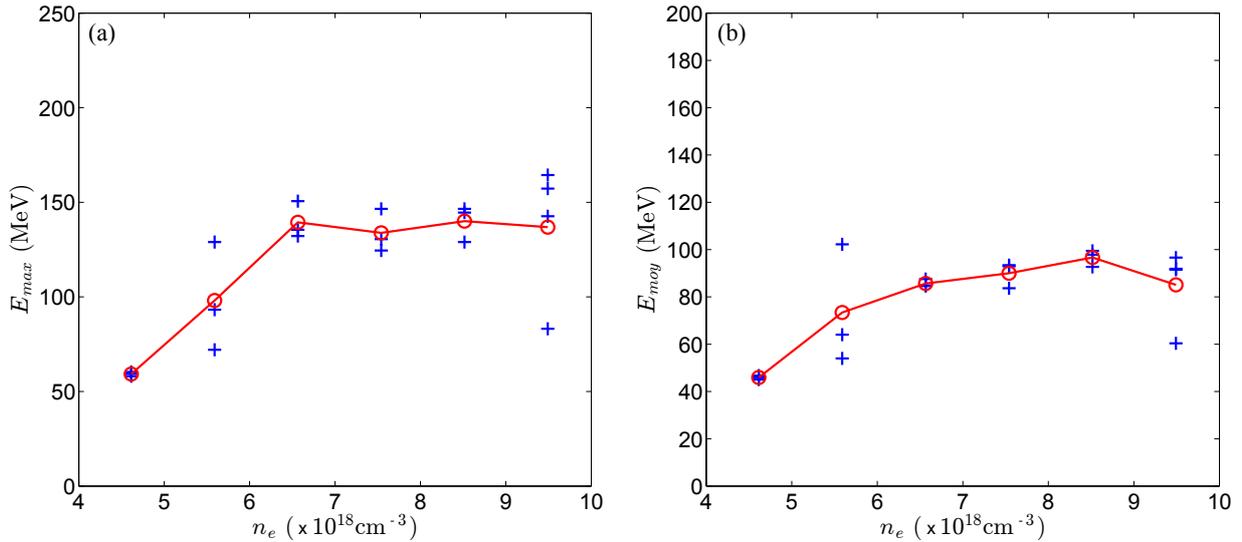


Figure 4.7 – (a) : Énergie maximale et (b) énergie moyenne en fonction de la densité électronique du plasma correspondant aux spectres de la Fig. 4.6. Les croix bleues représentent chaque tir et les cercles rouges représentent la moyenne des tirs à paramètres expérimentaux fixés.

charge augmente ensuite avec la densité, surtout au dessus de $n_e \simeq 10^{19} \text{cm}^{-3}$ ou la pente devient plus importante mais cela s'accompagne de fluctuations tir à tir plus importante. La divergence a un comportement similaire à la charge, à la différence que proche du seuil, les paquets d'électrons produits sont diffus et par conséquent la divergence est grande.

Ces considérations inciteraient à travailler à relativement haute densité afin d'augmenter la charge produite par l'injecteur. Cependant, l'utilisation de hautes densités mène à des paquets d'électrons dont la distribution en énergie est plus large et la plus grande charge produite serait donc majoritairement inutilisable dans un second étage, comme nous le verrons dans le Chap. 5. De plus les paquets produits à haute densité sont plus fluctuants, tant en charge qu'en divergence. Il y a donc un compromis à faire sur la charge produite dans une gamme d'énergie fixée, et la stabilité des paquets produits. Concernant la distribution en énergie, on observe également une forte influence de la densité. Une structure piquée avec des énergies entre 75 et 150 MeV, bien adaptées pour un injecteur, apparaît à des densités se situant entre 7 et $10 \times 10^{18} \text{cm}^{-3}$. Ce domaine en densité semble donc intéressant pour l'injecteur tant sur l'installation du LLC que sur UHI100. L'augmentation de la puissance laser sur UHI100 conduit principalement à une augmentation de la charge des électrons relativistes, comme on peut le voir en comparant les Fig. 4.3 et 4.6.

4.3 Influence du pourcentage d'azote

Le pourcentage d'azote dans le gaz confiné par la cellule a été étudié au LLC en préparant différents mélanges, de proportion d'azote variable puis en reproduisant des tirs dans les mêmes conditions expérimentales pour les différents mélanges. La Fig. 4.8(a) présente les distributions en énergie des paquets d'électrons pour différents pourcentages d'azote, variant de 0.1 % à 5 % dans une cellule de longueur $L_{cell} = 0.8 \text{mm}$ et à une densité électronique

de $n_e \simeq 9.96 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$. Cette valeur ne prend pas en compte la différence de densité électronique pouvant découler du nombre plus important d'électrons de l'azote. La densité électronique donnée est donc celle qui serait obtenue avec de l'hydrogène pur, tel que lors de la caractérisation de la cellule. On constate que les distributions en énergie des électrons accélérés dans les différents mélanges de gaz sont similaires. Elles consistent en une courbe décroissante depuis le seuil de détection ($\sim 50 \text{ MeV}$) jusqu'à $\sim 200 \text{ MeV}$. La proportion d'azote a donc une influence limitée sur la forme des spectres mais a un impact important sur la charge produite comme on peut le voir sur la Fig. 4.8(b) qui présente la charge au dessus du seuil de détection en énergie correspondant aux spectres de la Fig. 4.8(a). La charge détectée augmente linéairement avec la proportion d'azote entre 0.1% et 1%, en passant de $\sim 3.8 \text{ pC}$ à $\sim 12.6 \text{ pC}$, soit une pente d'environ $\sim 10 \text{ pC}/\%N_2$. Au-dessus de 1% la croissance de la charge devient plus modérée, elle vaut $\sim 15 \text{ pC}$ et $\sim 20 \text{ pC}$ pour 2% et 5% respectivement, ce qui semble indiquer une saturation de la courbe pour les plus hautes proportions d'azote.

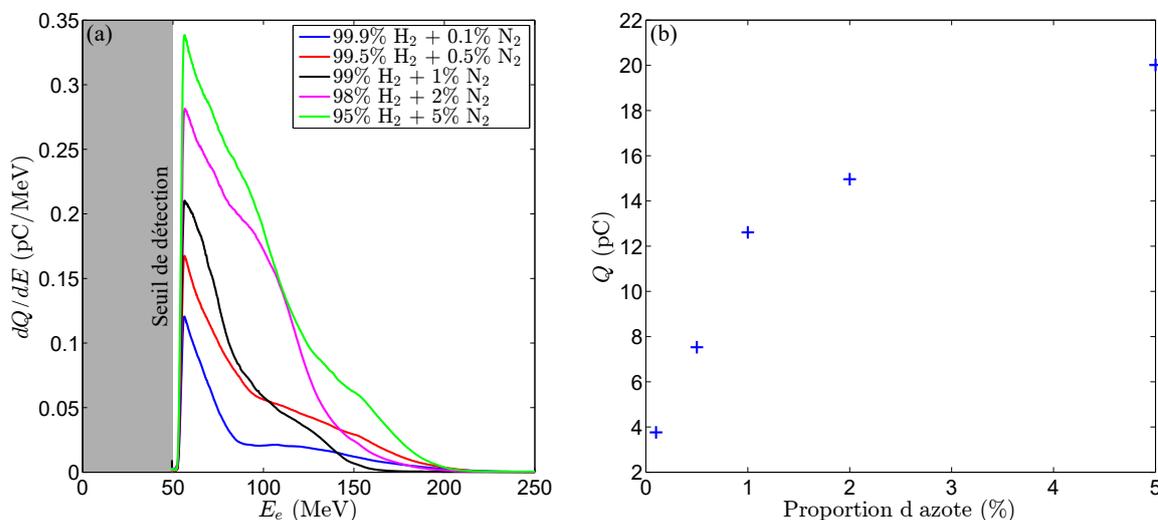


Figure 4.8 – (a) : Spectres mesurés pour différentes proportions d'azote dans le mélange de gaz et (b) charge totale au dessus du seuil de détection ($\sim 50 \text{ MeV}$) correspondante. La densité électronique est $n_e = 9.96 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$, la longueur de la cellule est $L_{cell} = 0.8 \text{ mm}$, la position du plan focal est $z_f = 0.5 \text{ mm}$ après la face interne de la face d'entrée (c'est à dire à 2.5 mm sur l'axe de la Fig. 2.8(b)) et les faces d'entrée/sortie sont percées de trous de $200 \mu\text{m}$ de diamètre.

Discussion La proportion d'azote restant limitée on peut supposer qu'elle a un impact réduit sur l'évolution de l'impulsion laser au cours de l'interaction. De plus, bien que les conditions expérimentales soient proches de celles de la Fig. 4.5, le pic d'auto-injection à 150 MeV n'est pratiquement pas visible (sauf faiblement à 0.1% de N_2). De fait ici la cellule est plus longue et le plan focal est plus loin que pour le cas présenté 4.5. On peut en conclure que l'injection a principalement lieu dans le plateau de densité et que la contribution du gradient descendant, et notamment de l'auto-injection, en sortie de cible est faible. L'injection se fait donc principalement par ionisation des couches internes de N_2 , l'augmentation de sa densité permet ainsi d'augmenter la charge, en augmentant le nombre d'électrons satisfaisant les

conditions de piégeage. Cela fait de la proportion d'azote dans le mélange de gaz un paramètre potentiellement intéressant pour un injecteur, en permettant d'augmenter la charge produite par l'injecteur tout en conservant la distribution en énergie.

La saturation de la charge pour les proportions d'azote importantes pourrait être attribuée au *beam loading*, c'est-à-dire à la compensation des champs du plasma par celui de la charge déjà piégée. Lorsque le champ du paquet d'électrons devient comparable à celui du plasma, le champ total est fortement réduit et n'est plus suffisant pour pouvoir piéger de nouvelles charges.

4.4 Influence de la longueur du plasma

La longueur du plasma, ajustée en modifiant la longueur de la cellule, est également un paramètre important qui interfère avec les autres paramètres. On trace par exemple sur la Fig. 4.9(a) la charge moyenne (moyenne de 5 tirs) au dessus de 50 MeV en fonction de la longueur de la cellule, pour trois positions du plan focal dans le vide différentes et à une densité électronique de $n_e \simeq 4.1 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$. On voit que le comportement de la charge accélérée en fonction de la longueur de la cellule change fortement avec la position de focalisation. Les positions de focalisation $z_f = 0.05 \text{ mm}$ et $z_f = 0.3 \text{ mm}$ ont un comportement similaire à partir de $L_{cell} = 1.1 \text{ mm}$: une décroissance pour $L_{cell} = 1.2 \text{ mm}$ puis un maximum local pour $L_{cell} = 1.4 \text{ mm}$ et une diminution pour $L_{cell} = 2.5 \text{ mm}$. La position $z_f = 0.3 \text{ mm}$ présente cependant un maximum de charge pour $L_{cell} = 1.1 \text{ mm}$ tandis que la position $z_f = 0.55 \text{ mm}$ a un maximum pour $L_{cell} = 1.2 \text{ mm}$ et une charge relativement stable pour les autres longueurs. On voit donc sur cette figure que la position de plan focal présente un effet croisé avec la longueur de la cellule. On peut s'interroger sur une modification de la longueur effective d'injection par la position du plan focal et cet effet sera abordé par la suite (voir Sec. 4.5).

Sur la Fig. 4.9(b) sont tracés les spectres moyens (moyenne de 5 tirs) pour différentes longueurs, avec $z_f = 0.3 \text{ mm}$. On s'intéresse donc à la distribution en énergie des paquets d'électrons constituant chaque point de la courbe bleue de la Fig. 4.9(a). Pour $L_{cell} = 1 \text{ mm}$, la distribution présente un maximum autour de $\sim 67 \text{ MeV}$; lorsqu'on augmente la longueur jusqu'à $L_{cell} = 1.1 \text{ mm}$ la charge à basse énergie augmente fortement (multipliée par un facteur ~ 2.7) mais un maximum local est toujours visible, à une énergie accrue, d'environ $\sim 72 \text{ MeV}$. Pour $L_{cell} = 1.2 \text{ mm}$ puis $L_{cell} = 1.4 \text{ mm}$, la charge totale diminue et une bosse à environ $\sim 82 \text{ MeV}$ puis $\sim 87 \text{ MeV}$ est toujours distinguable mais la densité de charge à basse énergie est désormais dominante. On remarque également que l'énergie maximale observée augmente continument entre $L_{cell} = 1 \text{ mm}$ et $L_{cell} = 1.4 \text{ mm}$. Pour $L_{cell} = 2.5 \text{ mm}$, la charge diminue encore et sa distribution en énergie devient plus monotone, avec un plateau entre $\sim 55 \text{ MeV}$ et $\sim 67 \text{ MeV}$ suivie d'une décroissance quasi-linéaire jusqu'à $\sim 90 \text{ MeV}$.

Discussion Nous avons vu sur la Fig. 4.1 que pour une cible courte, la densité de $4 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ est proche du seuil. Dans ces conditions la première longueur de cellule optimale est celle conduisant à une valeur maximale de a_0 à la fin du plateau en densité. La valeur de cette longueur augmente avec la position focale. On voit ainsi que la valeur L_{cell} du premier pic 4.9(a) augmente lorsque z_f passe de 0.3 à 0.5 mm et pour $z_f = 0.05 \text{ mm}$, l'auto-focalisation n'est pas assez forte pour atteindre une valeur de a_0 suffisante en sortie de cible. Lorsque

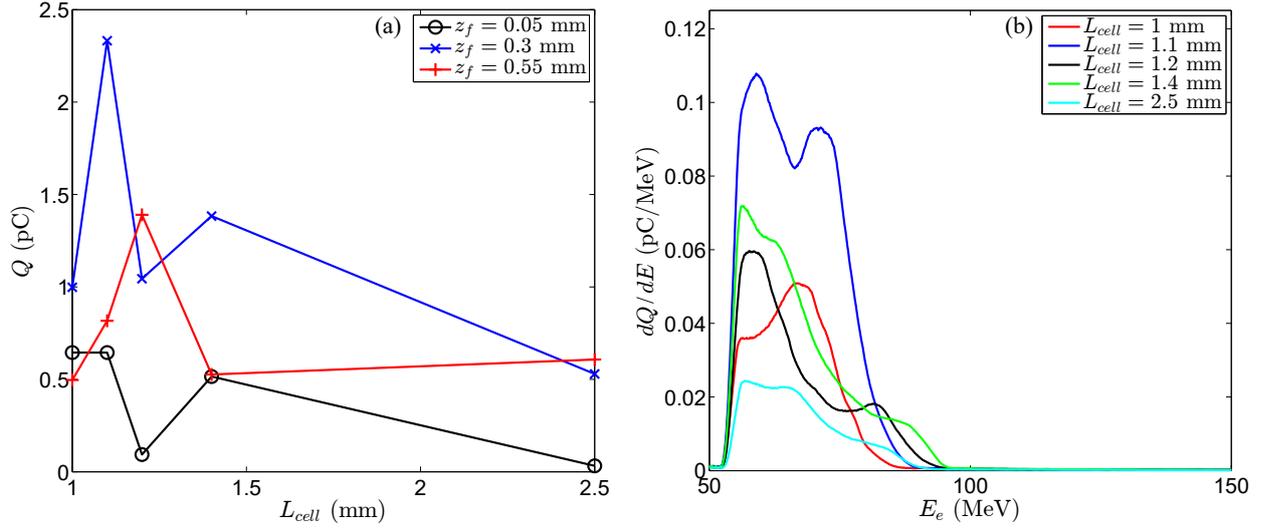


Figure 4.9 – (a) Charge moyenne (moyenne de 5 tirs) des paquets d'électrons dont l'énergie est au dessus de 50 MeV en fonction de la longueur de la cellule L_{cell} pour différentes positions de focalisation z_f et $n_e \simeq 4.1 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$. (b) Distribution en énergie moyenne des électrons pour différentes longueurs de cellule. Ces spectres correspondent aux points de la Fig. 4.9(a) pour $z_f = 0.3$ mm. Ces résultats ont été obtenus au LLC avec une intensité laser d'environ $I_{LLC} \simeq (3.1 \pm 0.9) \text{ W/cm}^2$ ($a_0 \simeq 1.2$).

la longueur de la cellule augmente, le maximum en intensité est obtenu dans le plateau. La densité étant faible le puits de potentiel n'est pas suffisant pour piéger efficacement les électrons dans le plateau, la zone en sortie de cible continuera à donner une contribution dominante. Le processus d'interaction et d'accélération dépendra donc de l'intensité laser et de la forme de son enveloppe à l'extrémité du plateau. On sait en particulier que pour une cellule longue, au-dessus de la puissance critique, a_0 va osciller et décroître, ce qui peut expliquer à la fois l'observation de plusieurs pics (courbe bleue de la Fig. 4.9(b)) et également la décroissance aux longueurs de cellule les plus élevées.

Sur la Fig. 4.10 on présente la charge en fonction de la densité électronique pour des longueurs de cellule explorant presque entièrement la gamme des longueurs accessibles avec ELISA ($0 \text{ mm} \leq L_{cell} \leq 10 \text{ mm}$). Les courbes pour $L_{cell} \geq 5 \text{ mm}$ suivent la même tendance : une augmentation progressive de la charge entre $n_e \simeq 7 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ et $n_e \simeq 13.3 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ suivie d'une décroissance, de plus les niveaux de charge sont similaires. Pour la cellule courte en revanche ($L_{cell} = 0.2 \text{ mm}$), on voit que les niveaux de charge à basse densité sont similaires mais la charge semble saturer pour $n_e \gtrsim 10 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$, bien que des points à plus haute densité seraient nécessaires pour confirmer cette tendance déjà observée en Sec. 4.2.2.

Les grandes longueurs de cellule ($L_{cell} \geq 5 \text{ mm}$) semblent donc permettre d'atteindre des niveaux de charge plus importants que les cellules courtes, en repoussant la saturation de la charge à des densités plus élevées. Cependant, comme on a pu le constater en Sec. 4.2.2 les hautes densités favorisent les fluctuations des propriétés des électrons.

L'effet de la longueur reste difficile à évaluer, peut-être en partie à cause de la façon dont les mesures sont effectuées : pour changer la longueur de la cellule, nous devons ouvrir la salle expérimentale, déplacer une caméra sous vide dans l'enceinte expérimentale pour contrôler le changement de longueur, puis changer la longueur et refermer la salle d'expérience après

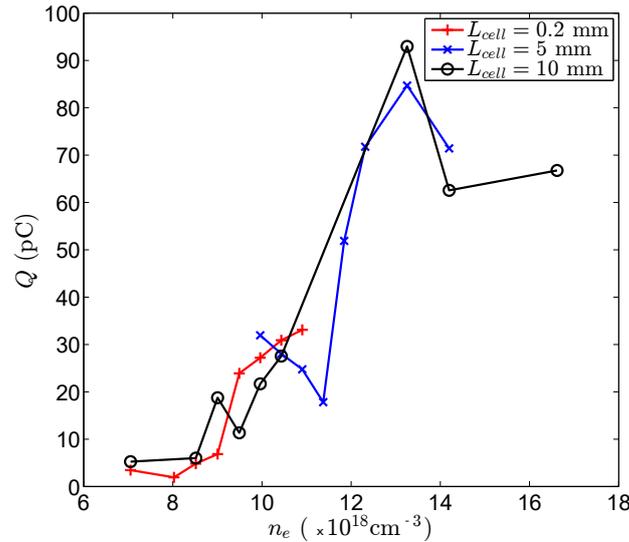


Figure 4.10 – Charge en fonction de la densité électronique pour différentes longueurs avec $z_f = -0.25 \text{ mm}$. La référence pour les positions du plan focal est la surface interne de la face d'entrée, soit comme sur l'axe des abscisses de la Fig. 4.12(c).

s'être remis dans les conditions de tir. On effectue ensuite 5 tirs pour chaque position de la cellule sur l'axe laser. On voit donc que différentes variables expérimentales peuvent évoluer lors de ces mesures à différentes longueurs : des effets thermiques sur le laser peuvent modifier la distribution d'intensité du laser, l'alignement de la cellule peut être légèrement modifié ou encore la densité maximale peut être légèrement différente. Ces fluctuations de paramètres expérimentaux ainsi que le couplage des effets de la longueur de la cellule avec d'autres paramètres expérimentaux rendent difficile l'établissement de comportements généraux en fonction de L_{cell} .

La position de focalisation a notamment une influence couplée avec la longueur de la cellule, comme on se propose de l'aborder dans la section suivante.

4.5 Influence de la position du plan focal

Cette étude de l'influence de la position du plan focal par rapport au profil de densité a été réalisée au LLC et publiée dans *Physics of Plasmas* [107]. Elle consiste à faire varier la position de la cellule le long de l'axe laser, en gardant tous les autres paramètres expérimentaux constants, notamment la longueur de la cellule. Pour cette étude, la densité électronique du plateau dans la cellule était de $n_e = (8.3 \pm 0.2) \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ et la composition du mélange de gaz utilisé était 99% H_2 +1% N_2 . Les faces d'entrée et de sortie de la cellule étaient percées de trous de 200 μm de diamètre et la taille fwhm de la tache focale dans le vide était de 17 μm .

Les spectres expérimentaux sont tracés sur la Fig.4.11(a-d) et comparés aux résultats du code de simulation numérique de type *particle-in-cell* (PIC) WARP [108]. Les spectres expérimentaux sont tracés en lignes pleines et les surfaces grisées représentent les incertitudes expérimentales sur l'énergie (voir Sec. 3.3.4.2). Les spectres de simulations sont en lignes

pointillées et sont normalisés à la valeur expérimentale à ~ 55 MeV pour $z_f = -0.35$ mm. Le code WARP a été utilisé dans sa version quasi-3D, c'est à dire en utilisant une décomposition de Fourier des champs électromagnétiques dans la direction azimutale par rapport à l'axe de propagation du laser [106]. Deux modes de Fourier ont été inclus dans la simulation et un module d'ionisation basé sur le modèle ADK [109] était utilisé pour modéliser la dynamique d'ionisation [110]. Les paramètres de l'impulsion laser utilisés dans le code étaient $a_0 = 1.1$, une tache focale de $17 \mu\text{m}$ fwhm et une durée d'impulsion fwhm de 40 fs. La densité maximale du plasma utilisée dans les simulations est $n_{e0} = 7.8 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ et le profil de densité (ajusté sur le profil donné par les simulations OpenFOAM voir Sec. 2.3) est représenté par la surface grisée sur les Fig. 4.12 et 4.13.

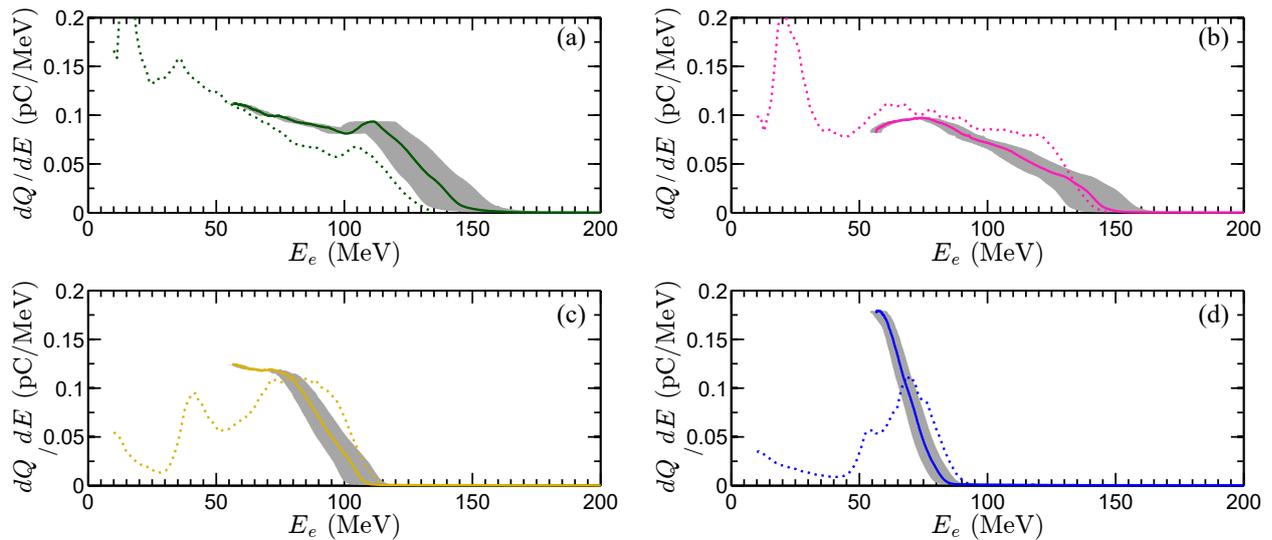


Figure 4.11 – Spectres pour différentes positions de la cellule par rapport au plan focal dans le vide : (a) $z_f = -0.35$ mm, (b) $z_f = 0.15$ mm, (c) $z_f = 0.65$ mm, (d) : $z_f = 0.9$ mm en fixant l'origine de l'axe sur la face interne de la face d'entrée de la cellule comme sur la Fig. 4.12. Les lignes continues représentent les données expérimentales (moyenne de 2 tirs), les lignes pointillées représentent les résultats de simulations WARP et les surfaces grisées représentent l'incertitude expérimentale sur l'énergie. Les spectres de simulations sont normalisés à la valeur expérimentale à ~ 55 MeV où $z_f = -0.35$ mm.

La longueur de la cellule était réglée pour être inférieure au millimètre mais n'était pas connue précisément. La distribution en énergie des électrons étant sensible à la longueur du plasma, une première série de simulations avec le code WARP à la position de focalisation $z_f = -0.35$ mm (c'est-à-dire le cas de la Fig. 4.11(a)) pour différentes longueurs a permis de déterminer que le meilleur accord entre les spectres expérimentaux et ceux issus de simulations était obtenu pour $L_{cell} = 0.5$ mm. La même longueur a ensuite été utilisée pour les simulations aux autres positions de focalisation. Pour une longueur interne de $L_{cell} = 0.5$ mm et une épaisseur des faces d'entrée et de sortie de 0.5 mm, le plan focal était situé à distance maximale de 1.4 mm d'une des faces (dans le cas de la Fig. 4.11(d) où $z_f = 0.9$ mm le plan focal est à 1.4 mm de la surface extérieure de la face d'entrée) qui sont percées de trous de $200 \mu\text{m}$ de diamètre. Or, la taille fwhm de la tache focale dans le vide à 1.4 mm du plan focal est d'environ $\sim 41 \mu\text{m}$ (voir les Fig. 3.7 et 3.8), on peut alors considérer que toute l'énergie laser détectée entre dans la cellule.

Pour toutes les positions focales, on observe un bon accord entre résultats de simulations et

expérimentaux. La distribution en énergie est fortement dépendante de la position du plan focal dans le vide z_f . Pour $z_f = -0.35$ mm, la distribution présente un plateau entre le seuil de détection (~ 55 MeV) et ~ 110 MeV, puis une décroissance quasi-linéaire jusqu'à ~ 150 MeV. Lorsqu'on augmente z_f , c'est-à-dire lorsqu'on positionne le plan focal plus à l'arrière de la cellule, l'extension du plateau et l'énergie maximale se réduisent pour finalement disparaître pour $z_f = 0.9$ mm.

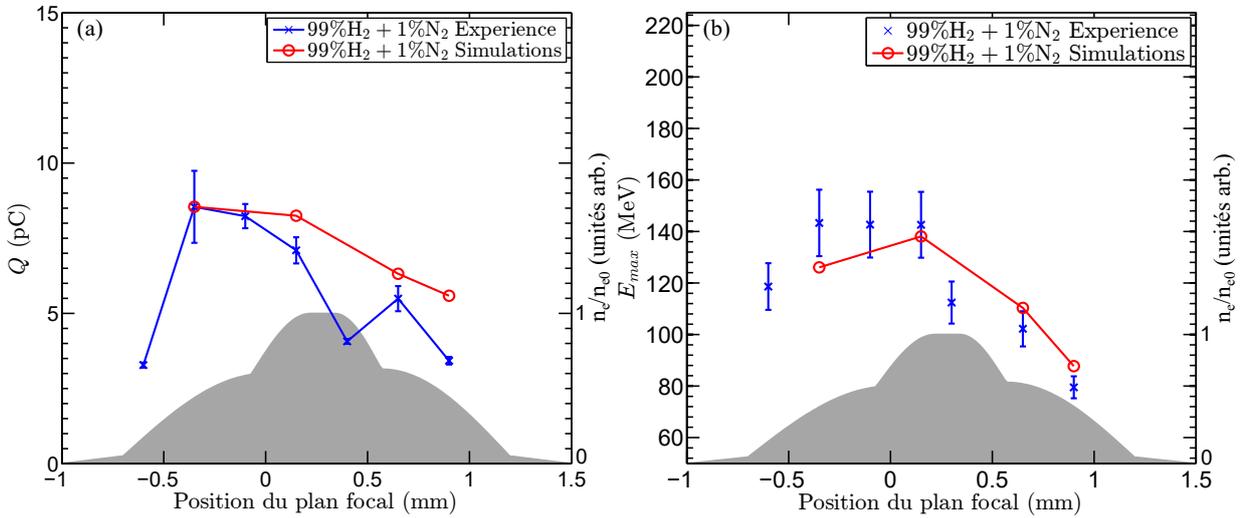


Figure 4.12 – (a) : Charge au dessus du seuil de détection (~ 55 MeV) et (b) : énergie maximale des paquets d'électrons en fonction de la position du plan focal. Les croix bleues représentent les données expérimentales (moyenne de 2 tirs) et les cercles rouges représentent les résultats de simulations WARP. La charge calculée par les simulations est normalisée à la valeur expérimentale dans le cas $z_f = -0.35$ mm. La valeur des barres d'erreurs sur la charge expérimentale est l'écart maximal entre la moyenne et les valeurs dont celle-ci est issue. Les barres d'erreur sur l'énergie maximale expérimentale représentent l'incertitude expérimentale associée à cette énergie calculée de la façon décrite en Sec. 3.3.4.2. Les surfaces grisées sur chacun des graphiques représentent le profil de densité normalisé n_e/n_{e0} utilisé dans les simulations. La surface interne de la face d'entrée est située à 0 mm et celle de la face de sortie à 0.5 mm.

On trace sur la Fig. 4.12(a) la charge totale au-dessus de 50 MeV et l'énergie maximale E_{max} sur la Fig. 4.12(b). Les croix indiquent les valeurs moyennes des résultats expérimentaux et les cercles et lignes rouges indiquent les résultats des simulations. Les valeurs de charge issus des simulations sont normalisées à la moyenne des valeurs expérimentales pour $z_f = -0.35$ mm.

On voit que les résultats expérimentaux et ceux issus des simulations présentent le même comportement. Entre $z_f = -0.35$ mm et $z_f = 0.15$ mm, la charge et E_{max} restent relativement stables, à respectivement ~ 8 pC et ~ 143 MeV, puis décroissent pour $z_f > 0.15$ mm jusqu'à $Q \simeq 3.4$ pC et $E_{max} \simeq 80$ MeV pour $z_f = 0.9$ mm. Cette réduction de l'énergie maximale pour $z_f > 0.15$ mm indique une réduction de la longueur d'accélération et/ou des champs accélérateurs. Les données expérimentales montrent également que E_{max} et Q augmentent entre $z_f = -0.6$ mm et $z_f = -0.35$ mm. Pour $z_f = -0.6$ mm, le plan focal dans le vide est situé avant l'entrée de la cellule, si bien que durant sa propagation, le laser peut diffracter significativement avant de rencontrer une densité suffisante pour que

l'auto-focalisation soit possible. En effet, à cette densité le rapport de la puissance laser et de la puissance critique est de $P_L/P_c = (P_L [GW]/17) \times (n_e/n_c) \simeq 4.1$, il faut donc une densité supérieure à $\sim 1/4$ du maximum pour que l'auto-focalisation ait lieu. On peut donc supposer que pour $z_f = -0.6$ mm, l'intensité maximale lors de l'interaction est plus faible que pour $z_f = -0.35$ mm, menant à de plus faibles champs accélérateurs. Pour confirmer ce comportement, observons maintenant l'évolution du vecteur potentiel obtenue par les simulations.

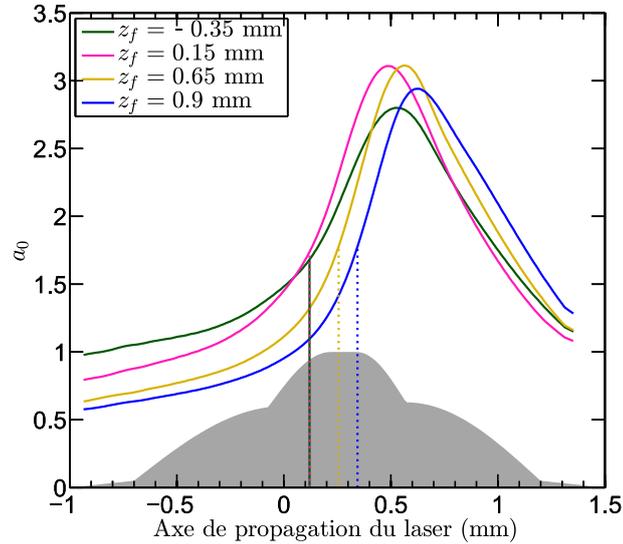


Figure 4.13 – Évolution du vecteur potentiel normalisé a_0 obtenu dans les simulations WARP pour les différentes positions du plan focal dans le vide z_f . Les lignes pointillées verticales représentent le début de l'injection et la surface grisée représente le profil de densité normalisé n_e/n_{e0} utilisé dans les simulations.

L'évolution du vecteur potentiel normalisé a_0 donnée par les simulations PIC au cours de l'interaction est tracée sur la Fig. 4.13 pour les différentes positions du plan focal. L'évolution de a_0 est similaire pour les quatre positions de focalisation, indiquant que les processus de focalisation et de défocalisation du laser sont dominés par la distribution de densité. Dans le vide, a_0 augmenterait jusqu'à atteindre $a_0 = 1.1$ en $z = z_f$ puis diminuerait de façon symétrique. Dans les simulations, avec le profil de densité utilisé, la croissance de a_0 devient plus forte à la même position sur l'axe de propagation (autour de $z = -0.25$ mm) pour tous les z_f indiquant le début de l'auto-focalisation, et décroît lorsque la densité chute après $z = 0.5$ mm. La position du plan focal z_f a donc un impact sur la valeur maximale de a_0 . On voit que pour $z_f = 0.15$ mm et $z_f = 0.65$ mm, le a_0 maximum est d'environ ~ 3.1 tandis qu'il n'est que de ~ 2.8 quand le plan focal est situé à l'avant de la cellule ($z_f = -0.35$ mm) et ~ 2.95 lorsqu'il est à l'arrière ($z_f = 0.9$ mm).

On indique aussi sur cette figure par des lignes verticales pointillées, les positions pour lesquelles l'injection commence. C'est-à-dire les positions pour lesquelles des électrons dont l'énergie est supérieure à 10 MeV commencent à être observés dans les simulations. On voit que l'injection commence autour de la même valeur de $a_0 \simeq 1.7 \pm 0.1$ pour tous les cas. Pour $z_f > 0.15$ mm, cette valeur seuil en a_0 est atteinte après une plus longue distance d'interaction; l'injection commence donc plus tard et la longueur d'accélération est donc réduite puisque la longueur du plasma est constante.

On observe également dans les simulations que les plus grands champs accélérateurs sont obtenus pour $z_f = 0.15$ mm. Ainsi un décalage par rapport à cette position $z_f = 0.15$ mm mène à une réduction des longueurs d'injection et d'accélération ainsi qu'à une diminution de l'amplitude des champ électriques responsables du piégeage et de l'accélération. La conséquence, cohérente avec les résultats expérimentaux des Fig. 4.12(a&b) est que la charge et l'énergie maximale sont réduites lorsque le plan focal est décalé de la position $z_f = 0.15$ mm. On donne un exemple de la forme du sillage dans ce cas, à la position où le maximum de a_0 est atteint, sur la Fig. 4.14(a) et du champ électrique longitudinal sur l'axe correspondant sur la Fig. 4.14(b). À cette position, une bulle presque entièrement vide d'électrons est visible, indiquant un régime non-linéaire et on voit sur la Fig. 4.14(b) que les électrons piégés dans la structure déforment le champ sur l'axe autour de $z = 490$ μm , ce qui illustre le *beam loading* de la structure.

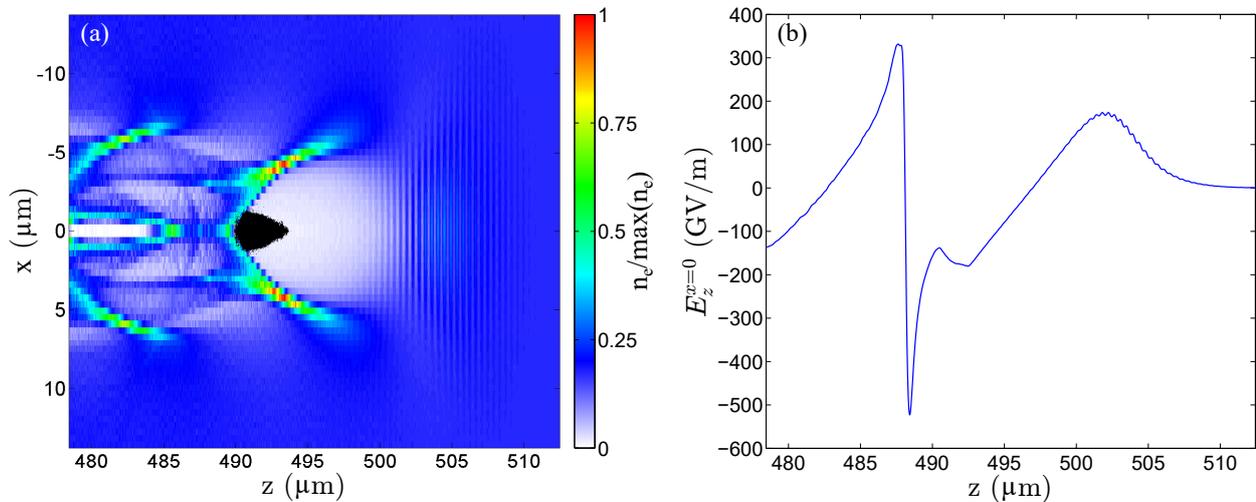


Figure 4.14 – (a) Carte de densité électronique issue des simulations WARP dans le cas $z_f = 0.15$ mm. Les électrons dont l'énergie est supérieure à 35 MeV sont représentés par des points noirs et superposés à l'image. (b) Champ électrique longitudinal sur l'axe laser.

Ces résultats indiquent que la position du plan focal par rapport au profil de densité utilisé joue un rôle prépondérant sur le déclenchement de l'injection induite par ionisation et sur le contrôle de l'accélération des électrons. Ce paramètre peut donc être utilisé pour modifier la charge totale des paquets d'électrons produits, ou via la distribution en énergie des électrons, la charge dans une gamme d'énergie donnée. C'est donc un paramètre de contrôle important dans la conception d'un injecteur.

4.6 Charge en fonction de l'énergie réduite

Comme abordé en Sec. 1.3.3, un seuil d'auto-injection dans les régimes de densité modérée $n_e \leq 5 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ a été observé expérimentalement en 2009 par *Froula et al.* [34]. En focalisant un laser 200 TW dans des jets d'Hélium, ce groupe a mesuré un seuil en puissance laser de $P_L/P_c \gtrsim 3$. *Mangles et al.* ont ensuite suggéré de définir un paramètre correspondant à une énergie laser réduite afin de prendre en compte à la fois l'auto-focalisation et l'auto-compression de l'impulsion laser dans l'évaluation seuil d'injection. Ce paramètre appelé

énergie réduite s'exprime comme $\alpha E_{cible} n_e / n_c$ avec α la proportion d'énergie laser dans une sphère dont le diamètre est la largeur totale à mi-hauteur, E_{cible} l'énergie laser sur cible et n_c la densité critique du plasma ; on rappelle que pour une longueur d'onde laser $\lambda_L = 0.8 \mu\text{m}$, la densité critique vaut $n_c = 1.74 \times 10^{21} \text{ cm}^{-3}$). Comme on peut le voir sur la Fig. 4.15 présentant la charge des paquets d'électrons en fonction de l'énergie réduite, les mesures de *Mangles et al.* présentent un seuil expérimental à partir duquel des électrons accélérés sont détectés de $\alpha E_{cible} n_e / n_c \simeq 0.9 \text{ mJ}$. Ce seuil est suivi d'une augmentation de la charge produite jusqu'à une saturation autour de $\sim 200 \text{ pC}$ pour $\alpha E_{cible} n_e / n_c \gtrsim 4 \text{ mJ}$. Les auteurs précisent cependant que ce seuil est dépendant à la fois de la puissance du système laser utilisé et de la longueur du milieu lorsque celle-ci est inférieure à la longueur d'épuisement laser.

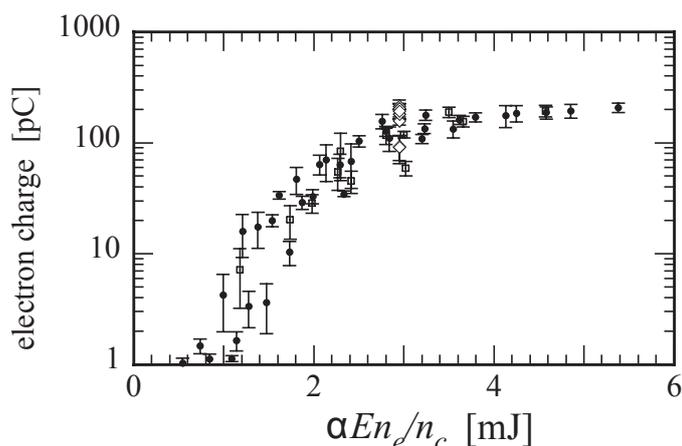


Figure 4.15 – Charge au dessus de 4 MeV en fonction de l'énergie réduite. Ces résultats ont été obtenus par *Mangles et al.* [35] avec de l'hydrogène (H_2) pur dans un jet de gaz supersonique produisant un profil en densité homogène de longueur 1.8 mm. La densité maximale était de $5 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$, la durée minimale d'impulsion était de 42 fs, l'énergie sur cible maximale était de 0.7 J et la meilleure tache focale obtenue avait une proportion d'énergie dans un cercle de diamètre fwhm de $\alpha = 0.48$. Chaque point représente la moyenne de 5 tirs et les barres d'erreurs représentent 1 écart-type.

Au cours de ma thèse, j'ai utilisé une approche similaire afin d'étudier l'existence d'un seuil pour l'injection assistée par ionisation dans le cas d'un mélange de gaz 99% H_2 +1% N_2 . Les données utilisées pour les figures présentées ici ont été obtenues au LLC. Il s'agit de variations de la densité électronique pour différentes longueurs de cellule, à position de focalisation fixée. La densité électronique a été variée entre $n_e \simeq 7.1 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ et $n_e \simeq 16.6 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$. Dans cette gamme de densité, la durée d'impulsion laser est initialement plus grande que la période plasma, $5.6 \lesssim \omega_p \tau_L \lesssim 8.5$, on peut donc s'attendre à ce que l'auto-compression laser joue un rôle important lors de l'interaction. De plus le rapport de la puissance laser à la puissance critique est $3.5 \lesssim P_L / P_c \lesssim 8.1$, on peut donc également s'attendre à ce que le laser s'auto-focalise fortement au cours de l'interaction dans tout le domaine de densité étudié.

On représente sur les Fig. 4.16(a-b) la charge dont l'énergie est supérieure à 50 MeV en fonction de l'énergie réduite pour différentes longueurs de cellule et différentes positions de focalisation. Le paramètre $\alpha(z)$ est estimé à partir de l'étude de la distribution d'intensité transverse présentée sur les Fig. 3.7 & 3.8 aux différentes positions autour du plan focal.

En utilisant la forme du profil de densité, on calcule la puissance critique le long du profil $P_c(z) = 8\pi\epsilon_0 m_e^2 c^5 n_c / e^2 n_e(z)$. On repère ensuite la position z_0 par rapport au plan focal pour laquelle la puissance laser devient plus grande que la puissance critique, soit $P_L \geq P_c(z_0)$, et on choisit la valeur de $\alpha(z_0)$ pour laquelle la distance au plan focal correspond. L'objectif est de prendre en compte la distribution transverse d'énergie, c'est à dire la proportion d'énergie qui va subir l'auto-focalisation, au moment où l'impulsion commence à s'auto-focaliser. En effet la distribution transverse de l'énergie laser peut varier de façon significative sur l'axe de propagation en fonction de la proximité du plan focal, et doit donc être prise en compte.

On voit sur la Fig. 4.16(a), correspondant à $z_f = 1.25$ mm que tous les points suivent une même tendance. On ne détecte aucune charge en dessous d'un seuil de $\alpha E_L n_e / n_c \simeq 1.6$ mJ. Les points juste au-dessus de ce seuil, donnant quelques 10^{-1} pC, présentent un maximum de comptes de l'ordre de 1.5 à 2 fois la valeur moyenne du bruit de fond de l'image ce qui détermine le seuil expérimental. À titre de comparaison, on obtient 10 à 100 fois ce nombre de compte pour des mesures donnant une dynamique permettant de tracer les spectres de la Fig. 4.6(e). Au dessus de ce seuil et jusqu'à $\alpha E_L n_e / n_c \simeq 1.8$ mJ, la charge augmente à raison d'environ ~ 35 pC/mJ, passant de quelques 10^{-1} pC à environ ~ 7 pC. On voit ensuite une croissance de la charge plus importante, de ~ 7 pC à ~ 100 pC pour $\alpha E_L n_e / n_c \simeq 3$ mJ, ce qui représente une pente d'environ ~ 78 pC/mJ. La charge sature ensuite à environ ~ 100 pC pour $\alpha E_L n_e / n_c \gtrsim 3$ mJ.

Sur la Fig. 4.16(b), correspondant à $z_f = 0.8$ mm on voit un comportement différent, avec une influence plus importante de la longueur de cellule : on observe un seuil similaire à $\alpha E_L n_e / n_c \simeq 1.6 \pm 0.2$ mJ, en dessous duquel aucune charge n'est détectée pour deux des longueurs représentées. On voit ensuite une charge inférieure au pC relativement stable jusqu'à une certaine valeur d'énergie réduite, différente pour chaque longueur, pour laquelle la charge augmente fortement jusqu'à approximativement ~ 20 pC. Pour $L_{cell} = 0.56$ mm, ce saut se produit pour $\alpha E_L n_e / n_c \simeq 2.6$ mJ, pour $L_{cell} = 0.81$ mm il se produit pour $\alpha E_L n_e / n_c \simeq 2.8$ mJ et pour $L_{cell} = 1.11$ mm c'est à $\alpha E_L n_e / n_c \simeq 3.5$ mJ que la charge augmente brutalement.

Discussion Dans la gamme de densité électronique explorée et pour $a_0 = 1.2$, les lois d'échelles présentées en Sec. 1.4.4 donnent pour le cas non-linéaire une longueur d'épuisement laser dans la gamme $1.2\text{mm} \lesssim L_e \lesssim 2.7\text{mm}$. Ainsi, la Fig. 4.16(a) présente des données pour des longueurs de cellule inférieures et supérieures à la longueur d'épuisement laser. On voit cependant que les points expérimentaux suivent une même tendance qui semble indépendante de la longueur du milieu, ce qui est contraire à la prédiction de *Mangles et al.* pour l'auto-injection, donnant le seuil comme dépendant de la longueur d'interaction (voir Sec. 1.3.3). Concernant le seuil, ceci indique que dans le cas $z_f = 1.25$ mm la longueur de cellule est supérieure à la longueur d'auto-focalisation. C'est bien ce que montrent les résultats du code WAKE, où même à la densité la plus faible de $n_e \simeq 7.1 \times 10^{18}$, le maximum d'intensité est obtenu soit à la fin du plateau pour $L_{cell} = 0.7$ mm, soit à l'intérieur du plateau pour les plus grandes longueurs de cellule. Au delà du seuil, les densités sont plus élevées, et le maximum d'intensité est obtenu dans le plateau. La faible influence de la longueur de cellule, pourrait s'expliquer, d'une part par une injection sur une faible longueur limitée par le beam loading, et d'autre part par une contribution importante du gradient à l'arrière de cellule ce qui rendrait la charge dépendante de la longueur du gradient et non de la longueur totale du milieu. Les résultats de simulations PIC présentés en Sec. 4.2.3.1 ainsi que ceux présentés

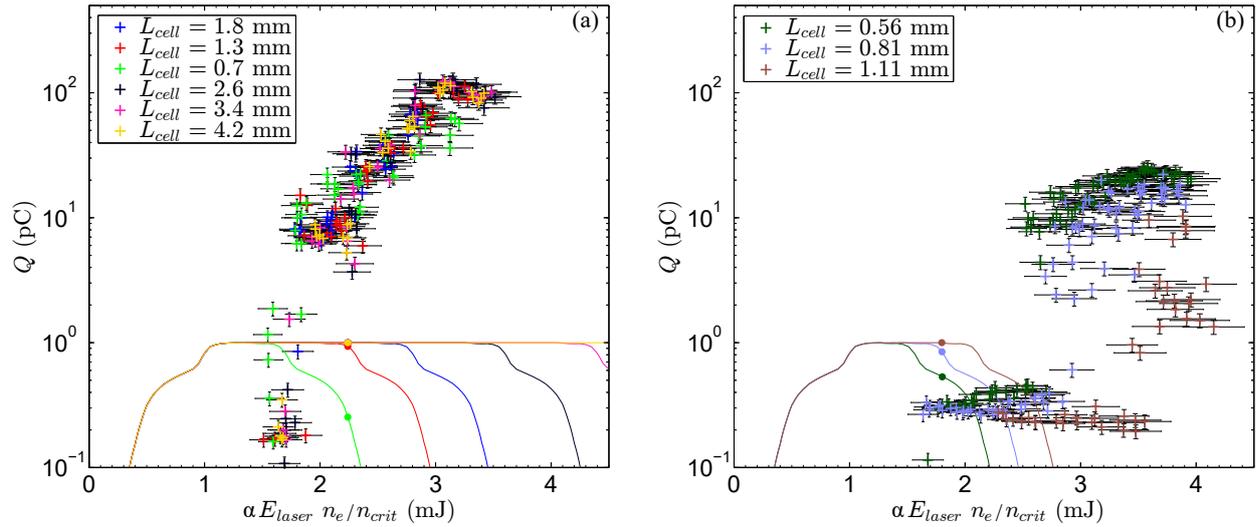


Figure 4.16 – Charge en fonction de l'énergie réduite pour différentes longueurs de cellule. Chaque croix représente une mesure, les lignes représentent le profil de densité électronique et les points sur chaque profil représentent la position relative du plan focal dans le vide. Chaque sous-figure correspond à une position de focalisation : (a) $z_f \simeq 1.25$ mm par rapport à la surface interne de la face d'entrée, (b) $z_f \simeq 0.8$ mm avec la même référence. Les barres d'erreurs horizontales représentent l'incertitude sur l'énergie réduite prenant en compte l'incertitude sur l'énergie sur cible ainsi que l'incertitude sur la densité électronique associées aux fluctuations. Les barres d'erreurs verticales représentent l'incertitude sur la charge associée à l'incertitude sur le facteur de calibration (voir 3.3.2.1).

en Sec. 4.5 indiquent que pour les cellules courtes, la majorité de la charge produite est injectée dans le gradient à l'arrière de la cellule, ce qui semble cohérent avec l'indépendance de la charge produite avec la longueur suggérée par la Fig. 4.16(a). La différence des résultats observés pour $z_f = 0.8$ mm semble indiquer que la configuration est moins optimisée, qu'avec $z_f = 1.25$ mm. Une des explications possibles est que à $z_f = 0.8$ mm la focalisation est trop rapide par rapport à l'auto-compression : la durée de l'impulsion laser reste trop élevée au maximum d'intensité, rendant le piégeage plus difficile.

Notons que la valeur du seuil en énergie réduite dans nos expériences est un peu supérieure à celle obtenue par *Mangles et al.* pour l'auto-injection dans un jet de gaz, alors qu'on pouvait s'attendre à un seuil plus faible pour l'injection par ionisation. Une partie de cette différence peut s'expliquer par des valeurs plus élevées de α dans nos expériences : typiquement, nos expériences donnent $\alpha \simeq 0.85$ loin du plan focal, ce qui peut s'expliquer par le fait que loin du plan focal la distribution transverse d'intensité laser se rapproche d'une fonction super-gaussienne de la forme $I_L(r) = I_0 \exp(-|r|^n/2\sigma^n)$ (voir Fig. 3.7). Cependant, proche du plan focal où la distribution s'approche d'une gaussienne dont la proportion d'énergie théorique dans un cercle de rayon fwhm est $\alpha = 0.5$, on trouve $\alpha \simeq 0.75$. Cela pourrait indiquer une sous-estimation dans nos expériences des pieds de distribution par un manque de sensibilité du système de mesure.

4.7 Impact de l'installation laser sur les caractéristiques de la source

On résume dans le Tab. 4.1 les paramètres laser des deux installations utilisées lors de cette thèse. La première différence entre ces deux installations laser est l'énergie sur cible, plus grande d'un facteur ~ 1.5 à UHI100. La durée d'impulsion est également plus courte à UHI100 qu'au LLC (24 fs contre 37 fs au LLC), ce qui donne, pour des tailles de tache focale similaires, une puissance crête supérieure à UHI100 par rapport au LLC, d'un facteur ~ 2.7 . Ainsi que le montrent les simulations WAKE, l'auto-focalisation est plus efficace sur UHI100 ce qui conduit à des intensités maximales dans la cible nettement plus élevées et, par conséquent, *a priori* un seuil en densité plus faible. L'intensité sur cible est donc très différente en fonction de l'installation ce qui devrait avoir des conséquences sur l'énergie des électrons en modifiant les longueurs caractéristiques (voir Sec. 1.4.4), l'amplitude des champs (voir 1.2.2) et ainsi les longueurs d'injection et d'accélération.

	LLC	UHI100
$E_{Laser_{max}}$ (mJ sur cible)	585 ± 65	912 ± 120
τ_L (fs)	37 ± 3	24 ± 1
w_0 (μm fwhm)	18.5 ± 0.5	18.6 ± 0.5
$P_{L_{max}}$ (TW sur cible)	14.8 ± 2.8	39.7 ± 6.9
I_{max} ($\times 10^{18}$ W/cm ²)	3.06 ± 0.88	4.7 ± 0.7
a_0	1.2 ± 0.17	1.48 ± 0.12

Table 4.1 – Résumé des paramètres expérimentaux pour le laser du LLC et UHI100.

4.7.1 Impact sur la charge des paquets d'électrons

Afin de voir l'impact de l'installation laser sur la charge des paquets d'électrons, on trace sur la Fig. 4.17 la charge en fonction de l'énergie réduite à UHI100 pour une série de tirs dans un mélange de gaz de composition 99% H₂+1% N₂, avec $z_f = 0$ mm, $L_{cell} = 0.5$ mm et une densité électronique variant de $n_e \simeq 4.6 \times 10^{18}$ cm⁻³ à $n_e \simeq 9.7 \times 10^{18}$ cm⁻³. On a considéré ici α comme constant et égal à 0.67, valeur mesurée au plan focal.

On superpose les deux comportements observés au LLC pour deux positions du plan focal (voir Fig. 4.16(a-b)) aux résultats à UHI100 afin de comparer les tendances de la charge en fonction de l'énergie réduite. Le seuil en énergie réduite de production de charge semble être similaire à UHI100 et au LLC, soit environ $\alpha E_L n_e / n_c \simeq 1.6 \pm 0.2$ mJ. La charge produite proche de ce seuil est cependant plus élevée à UHI100 avec environ ~ 2 pC, ce qui est cohérent avec les sensibilités des mesures de charges au LLC et à UHI100 (voir sec. 3.3.2). La charge augmente ensuite avec l'énergie réduite jusqu'à une saturation proche de ~ 20 pC similaire au cas $z_f = 0.8$ mm au LLC.

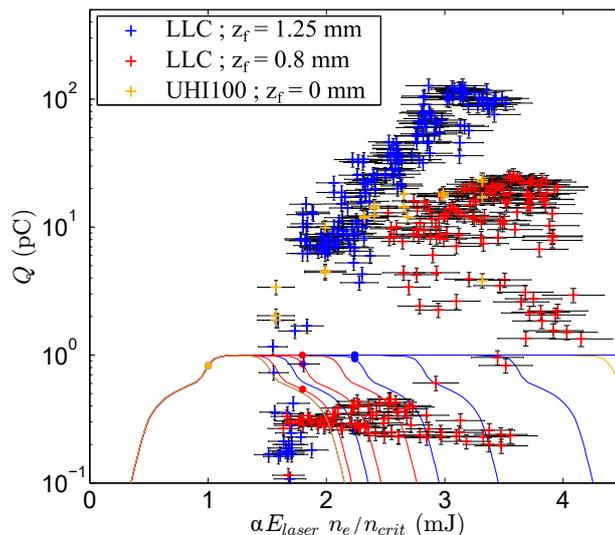


Figure 4.17 – Charge en fonction de l'énergie réduite à UHI100 pour une cellule de longueur $L_{cell} = 0.5$ mm comparée aux comportements observés au LLC (voir Fig. 4.16(a-b)).

Discussion Concernant la saturation de charge, on peut observer 4.17 que la différence entre les résultats à UHI100 et au LLC sont du même ordre de grandeur que ceux liés à 2 valeurs de z_f au LLC. On voit ainsi qu'une augmentation de l'énergie laser ne conduit pas nécessairement à une augmentation de la charge. L'évolution de la structure spatio-temporelle de l'impulsion laser joue de fait un rôle prépondérant. Un enjeu important pour l'accélération laser plasma est de pouvoir contrôler cette évolution ce qui nécessite d'avoir une bonne reproductibilité des impulsions laser, qui seule peut garantir la reproductibilité des propriétés des paquets d'électrons produits.

4.7.2 Impact sur l'énergie des électrons

On cherche ici à évaluer les conséquences des différences entre les impulsions laser fournies par le LLC et UHI100 sur l'énergie des électrons produits. On met donc en comparaison sur la Fig. 4.18 les distributions en énergie des électrons au LLC et à UHI100 pour les mêmes paramètres plasma, soit une densité électronique de $n_e \simeq 9.5 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$, une longueur de cellule de $L_{cell} \simeq 0.5$ mm et une position de focalisation de $z_f = 0$ mm. Les paramètres laser pour UHI100 étaient $E_{UHI100} \simeq 882 \pm 44$ mJ sur cible avec une durée d'impulsion de $\tau_{LUHI100} \simeq 23 \pm 1$ fs fwhm; la tache focale a été mesurée avant la série de tirs avec une dimension de $w_{0UHI100} \simeq 18.6 \pm 0.8$ μm fwhm, donnant une intensité maximale sur cible de $I_{maxUHI100} \simeq (4.6 \pm 0.6) \times 10^{18} \text{ W/cm}^2$. Au LLC, l'énergie sur cible était de $E_{LLC} \simeq 570 \pm 28$ mJ et la durée d'impulsion de $\tau_{LLC} \simeq 36 \pm 3$ fs fwhm. En prenant une taille de tache focale typique de $w_{0LLC} \simeq 18.5 \pm 0.5$ μm fwhm, on obtient une intensité sur cible maximale de $I_{maxLLC} \simeq (3.1 \pm 0.7) \times 10^{18} \text{ W/cm}^2$.

On voit donc qu'à UHI100 les impulsions laser contiennent plus d'énergie, et sont de plus courtes durées. Les dimensions fwhm des taches focales sont similaires mais la proportion d'énergie contenue dans un cercle de cette taille est supérieure au LLC qu'à UHI100. Le code WAKE indique que la valeur maximale de a_0 est obtenue dans le plateau de densité et qu'elle vaut 6 pour UHI100 et 4.2 au LLC. La conséquence sur les paquets d'électrons est

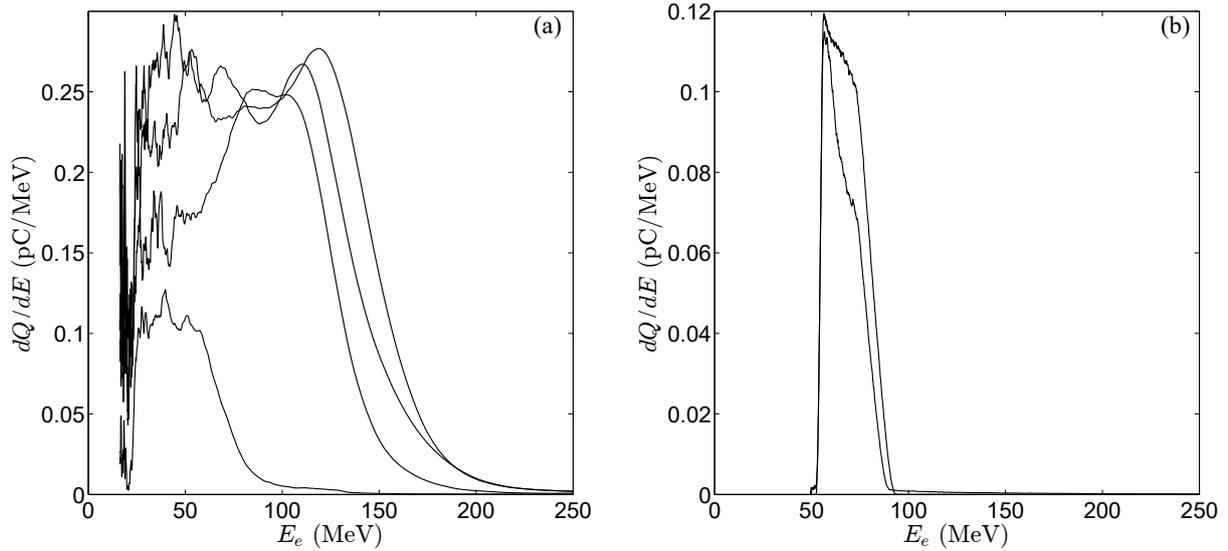


Figure 4.18 – Comparaison des spectres obtenus à UHI100 (a) et au LLC (b) pour les mêmes paramètres plasma (L_{cell} , z_f et composition du gaz identiques).

un spectre plus étendu vers les hautes énergies à UHI100, ainsi qu'une plus grande densité de charge menant à une charge totale beaucoup plus importante à UHI100 où on obtient $Q_{moyUHI100} \simeq 36.2$ pC qu'au LLC où la charge moyenne vaut $Q_{moyLLC} \simeq 2.6$ pC. On voit qu'à UHI100 on obtient à la fois une composante basse énergie jusqu'à ~ 100 MeV ainsi qu'un pic entre 100 et 150 MeV, tandis qu'on obtient uniquement la composante basse énergie au LLC.

Si on compare les résultats de la Fig. 4.18 à ceux de la Fig. 4.17, on voit que les résultats du LLC sont ici proches de ceux obtenus au seuil d'injection, alors que pour UHI100 ils se rapprochent de ceux du régime de saturation. On peut penser que le surplus d'énergie disponible à UHI100, ainsi que la plus faible durée de l'impulsion conduisent à une plus faible dépendance sur UHI100 aux conditions de focalisation, qu'au LLC. On peut ainsi remarquer la grande différence du profil en énergie de la Fig. 4.5 par rapport à celui de la Fig. 4.18 obtenus au LLC pour des conditions de cible similaires. A ce titre, il est possible que la partie haute énergie du spectre d'UHI100 dans la fig. 4.18 soit, comme dans le cas de la Fig. 4.5, due à l'auto-injection dans le gradient descendant en sortie de cible.

4.7.3 Impact sur la stabilité du pointé et la divergence

On a vu dans les chapitres précédents (voir Sec. 3.1 et 3.2) que les distributions d'intensité au plan focal étaient assez différentes selon l'installation laser utilisée. De plus, le laser du LLC est équipé d'une stabilisation passive et active du pointé laser dont est dépourvue UHI100. Afin de voir l'influence de ces paramètres sur le pointé et la divergence des paquets d'électrons produits, on compare sur la Fig. 4.19 la distribution spatiale des électrons pour des séries de tirs à paramètres expérimentaux fixés et en l'absence de dipôle sur l'axe de propagation des électrons. Chaque image est constituée de la superposition de plusieurs images de l'émission du Lanex accumulées puis normalisée, on représente les barycentres de chaque tir par des croix bleues.

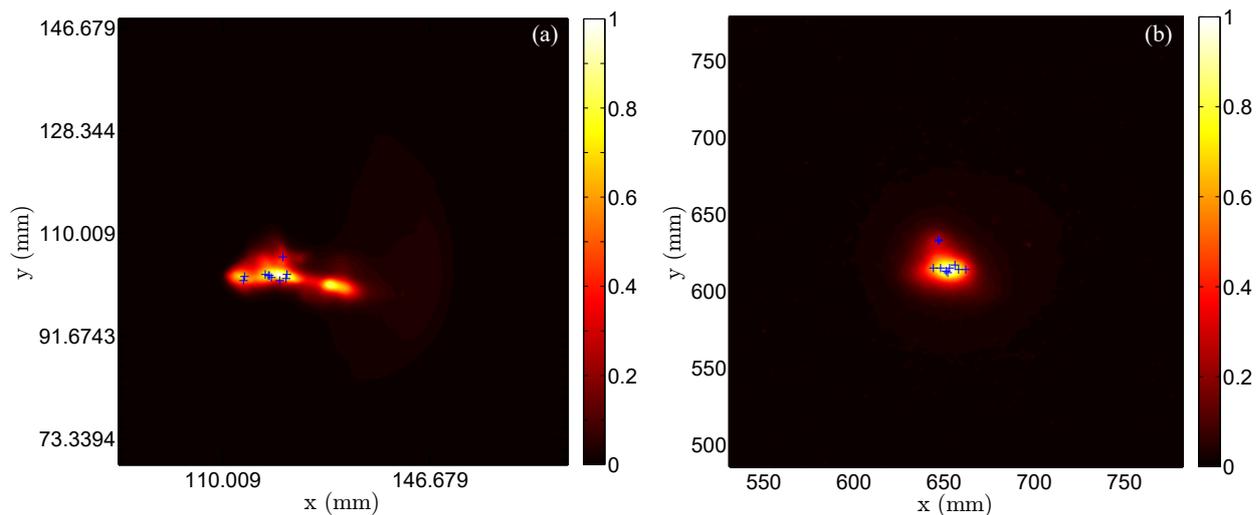


Figure 4.19 – Images cumulées des Lanex obtenues à UHI100 et au LLC. (a) UHI100 : 10 images cumulées du Lanex 1 dans la configuration \mathcal{S}_1 pour $n_e \simeq 7.1 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$, $L_{cell} \simeq 0.5 \text{ mm}$ et $z_f \simeq -0.9 \text{ mm}$. (b) LLC : 9 images cumulées du Lanex situé à 417 mm d'ELISA pour $n_e \simeq 10.7 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$, $L_{cell} \simeq 4.2 \text{ mm}$ et $z_f \simeq 1.3 \text{ mm}$. Les croix bleues représentent les barycentres de chaque tir.

La Fig. 4.19(a) présente l'accumulation de 10 tirs à UHI100 avec $n_e \simeq 7.1 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$, $L_{cell} \simeq 0.5 \text{ mm}$ et $z_f \simeq -0.9 \text{ mm}$ tandis que la Fig. 4.19(b) est l'accumulation de 9 tirs au LLC avec $n_e \simeq 10.7 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$, $L_{cell} \simeq 4.2 \text{ mm}$ et $z_f \simeq 1.3 \text{ mm}$. On constate d'abord que les empreintes des paquets d'électrons sur le Lanex sont plus symétriques au LLC qu'à UHI100. La distribution spatiale des barycentres semble également plus resserrée et plus symétrique dans le cas du LLC, mais il faut prendre en compte les différences de grandissement des images ainsi que les différences de distance entre la source et le Lanex dans le cas de chaque installation pour estimer la divergence fwhm des paquets d'électrons et leurs fluctuations de pointé.

Nous avons estimé la divergence pour chaque tir dans les directions horizontales et verticales selon la méthode décrite en Sec. 3.3.3. La moyenne et l'écart-type de ces valeurs ont ensuite été déterminés. Les résultats obtenus sont reportés dans le Tab. 4.2 pour les deux séries considérées. On reporte également dans ce tableau la valeur de l'écart-type de la distribution spatiale des barycentres de chaque série dans chaque direction, \mathcal{O}_x et \mathcal{O}_y , afin d'estimer les fluctuations de pointé.

Ces valeurs montrent que les paquets d'électrons produits au LLC sont moins divergents, avec une divergence fwhm moyenne dans la direction horizontale (verticale) de $\theta_{x_{fwhm}} = 7.5 \text{ mrad}$ ($\theta_{y_{fwhm}} \simeq 6.7 \text{ mrad}$) comparés aux paquets produits à UHI100 dont les divergences sont $\theta_{x_{fwhm}} \simeq 15.2 \text{ mrad}$ et $\theta_{y_{fwhm}} \simeq 10.1 \text{ mrad}$. Les paquets produits sont également plus symétriques au LLC avec une ellipticité de $\epsilon_{LLC} = 1 - (6.7/7.5) \simeq 0.1$ contre $\epsilon_{UHI100} = 1 - (10.1/15.2) \simeq 0.3$ à UHI100. Dans les deux cas le grand axe de l'ellipse est dirigé selon l'axe de polarisation du laser. En effet l'interaction des électrons avec le laser lors du piégeage leur fait acquérir un moment transverse moyen plus important dans l'axe de polarisation [111].

On constate également que les fluctuations de pointé sont plus importantes à UHI100 avec $\mathcal{O}_x = 6.5 \text{ mrad}$ et $\mathcal{O}_y = 2.9 \text{ mrad}$ contre $\mathcal{O}_x = 2.4 \text{ mrad}$ $\mathcal{O}_y = 2.2 \text{ mrad}$ au LLC, soit

	UHI100		LLC	
	Valeur moyenne	Écart-type	Valeur moyenne	Écart-type
$\theta_{x_{fwhm}}$ (mrad)	15.2	5.5	7.5	1.4
$\theta_{y_{fwhm}}$ (mrad)	10.1	2.6	6.7	0.8
\emptyset_x (mrad)	NA	6.5	NA	2.4
\emptyset_y (mrad)	NA	2.9	NA	2.2

Table 4.2 – Résumé des divergences horizontales et verticales $\theta_{x_{fwhm}}$ et $\theta_{y_{fwhm}}$ moyennes et écart-type associés pour chaque installation et fluctuations de pointés horizontales et verticales \emptyset_x et \emptyset_y estimé par l'écart-type des distributions des barycentres. Les valeurs données ici correspondent aux séries tracées sur la Fig. 4.19.

approximativement ~ 2 fois plus grandes à UHI100. Les valeurs de fluctuations de pointé laser de chaque installation étaient ~ 2.6 μ rad au LLC (voir Sec. 3.1.2.1) et ~ 10.7 μ rad en moyenne pour la campagne expérimentale à UHI100 dont sont tirées les mesures de la Fig. 4.19(a). Une réduction des fluctuations de pointé laser d'un facteur ~ 4 permet donc de réduire les fluctuations du pointé des électrons d'un facteur ~ 2 . Cependant, on voit que les fluctuations de pointé des paquets d'électrons sont de l'ordre de $\sim 10^3$ fois plus importantes que les fluctuations de pointé laser, ce qui suggère que d'autres sources d'instabilités contribuent aux fluctuations de pointé des paquets d'électrons. On peut notamment penser aux fluctuations de densité liées au caractère turbulent de l'écoulement du gaz dans la cellule, ce qui pourrait être amélioré en utilisant un écoulement permanent associé à un pompage différentiel. Dans une étude récente, *Beaurepaire et al.* [112] indiquent que pour une même distribution d'intensité dans le plan focal, des différences sur le front d'onde peuvent avoir un impact important sur les propriétés spatiales des paquets d'électrons. Ainsi, des fluctuations de pointé le long de la chaîne laser peuvent mener à des différences sur le front d'onde laser et par conséquent avoir un impact sur la divergence et les fluctuations de pointé des paquets d'électrons.

On voit donc que la stabilité du pointé laser, la distribution d'intensité laser ainsi que la correction du front d'onde ont de fortes conséquences sur la stabilité du pointé et la distribution spatiale des électrons produits. Dans le cadre de l'accélération laser-plasma multi-étages, cela aura des conséquences sur les propriétés de la charge injectée dans l'onde de sillage du second étage.

4.8 Conclusion

Nous avons vu dans ce chapitre l'influence des paramètres expérimentaux sur les paquets d'électrons produits, dont les propriétés varient dans les gammes suivantes :

- Une énergie comprise entre les seuils de détection, soit respectivement ~ 20 MeV et ~ 50 MeV, et environ ~ 300 MeV.
- Une charge totale allant jusqu'à ~ 1 nC avec un spectre large pour les grandes longueurs de cellule et une charge typique de l'ordre de $\sim 10 - 100$ pC.

- Une divergence minimale de ~ 3 mrad pour les meilleurs tirs et une divergence typique de l'ordre de ~ 10 mrad fwhm.
- Des fluctuations de pointé comprises entre ~ 2 mrad et ~ 10 mrad.

Nous avons également pu constater que la densité électronique permet d'augmenter la charge produite mais a également un effet sur la distribution en énergie des électrons par le biais de l'évolution non-linéaire de l'impulsion laser. Le choix de la densité est donc plutôt dicté par les contraintes sur l'énergie des électrons ainsi que sur leur stabilité.

La proportion d'azote est, elle, un bon moyen de contrôler dans une certaine mesure la charge produite sans trop modifier la distribution en énergie des électrons. C'est donc un paramètre très intéressant dans le cadre de la conception d'un injecteur d'électron.

La longueur de la cellule a un impact à la fois sur la charge totale produite et la distribution en énergie des électrons. Son influence est couplée avec la position de focalisation qui peut permettre de contrôler la longueur d'injection et d'accélération et ainsi de modifier la charge et la distribution en énergie des électrons. La longueur de la cellule est un paramètre à ajuster : soit en déterminant la longueur de plasma minimale afin d'obtenir des électrons d'énergie voulue, soit en déterminant la longueur de plasma nécessaire pour permettre, *via* l'auto-focalisation, d'atteindre l'intensité désirée dans le gradient de densité à l'arrière de la cellule pour optimiser le piégeage dans ce gradient.

On a également étudié l'influence de l'énergie réduite, définie comme le produit de la densité électronique normalisée à la densité critique et de l'énergie laser susceptible de s'auto-focaliser. Cela nous a permis de voir différents comportements, donnant la charge plus ou moins dépendante de la longueur de la cellule suivant les cas considérés, ce qui donne un argument supplémentaire pour identifier deux mécanismes d'injection : une injection au plateau de densité et une injection dans le gradient arrière de la cellule.

Dans le cadre de l'accélération laser plasma multi-étages, l'injection dans le gradient arrière est intéressante car elle permet de localiser l'injection et de réduire ainsi la dispersion en énergie des électrons. Une des difficultés de l'injection dans le gradient descendant est de favoriser la compétition des deux processus d'injection (auto-injection et injection par ionisation), conduisant à un profil en énergie à deux pics (voir Fig. 4.5). Deux solutions semblent possibles pour réduire l'auto-injection : soit diminuer l'intensité pour rester en dessous du seuil d'auto-injection, soit saturer par *beam loading* le processus d'injection, en piégeant les électrons en fin de plateau. Dans les deux cas le profil de densité électronique dans ce gradient doit être finement optimisé et la proportion d'azote augmentée pour augmenter la charge. Une étude paramétrique en utilisant des simulations PIC sur cet aspect est en cours au sein de l'équipe ITFIP dans le cadre de la thèse de Patrick Lee.

La conception d'un injecteur est soumise aux contraintes du transport des paquets d'électrons produits et à leur injection dans le second étage laser plasma. On peut néanmoins, dans la gamme de paramètres explorée avec cette cellule, donner une gamme de paramètres permettant d'atteindre les objectifs sur les propriétés des électrons générés (voir Sec. 2.1) :

- Une densité électronique comprise dans la gamme $5 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3} \leq n_e \leq 10 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ permet d'atteindre, via l'auto-focalisation, l'intensité nécessaire pour injecter des électrons, tout en restant en dessous du régime où les très fortes non-linéarités conduisent à une augmentation des fluctuations tir à tir (voir Sec. 4.2 et particulièrement les Fig. 4.1).
- Une longueur de cellule $0.2 \text{ mm} \leq L_{cell} \leq 0.5 \text{ mm}$, associée à une densité électronique comprise dans la gamme donnée ci-dessus permet de générer des paquets d'électrons

dont l'énergie est dans la gamme d'intérêt et peut être ajustée avec la densité électronique (voir Fig. 4.3, 4.6) et la position du plan focal (voir Fig. 4.11).

- Une proportion d'azote élevée permet d'augmenter la charge des paquets d'électrons produits tout en ayant peu d'impact sur la distribution en énergie des électrons produits (voir Fig. 4.8). On pourra donc augmenter la proportion d'azote dans le mélange de gaz jusqu'à observer la saturation de la charge produite.

Ces gammes de paramètres sont adaptées à la gamme d'intensité laser explorée lors des expériences ($1 \lesssim a_0 \lesssim 1.5$) mais devra évoluer si les paramètres laser s'en écartent.

Chapitre 5

Transport et focalisation des paquets d'électrons

Ce chapitre présente les travaux expérimentaux concernant l'utilisation conjointe de la cellule ELISA avec une ligne magnétique de transport et de focalisation des paquets d'électrons associé à un dipôle magnétique : DACTOMUS (*Diagnostic And Compact beam Transport fOr MUlti-Stages laser plasma accelerators*). La ligne DACTOMUS a été développée par le Service des Accélérateurs, de Cryogénie et de Magnétisme (SACM) du CEA Saclay et construite dans le cadre d'une collaboration entre le Laboratoire de Physique des Gaz et des Plasmas (LPGP, CNRS/Université Paris-Sud), le Laboratoire Interactions, Dynamiques et Lasers (LIDyL) et SACM du CEA Saclay, le Laboratoire de l'Accélérateur Linéaire (LAL, CNRS Université Paris-Sud) et le Laboratoire Leprince-Ringuet (LLR, CNRS/École Polytechnique). Cet équipement a un double objectif : il doit permettre à la fois de caractériser plus finement les paquets d'électrons grâce à une meilleure résolution en énergie et en réduisant les incertitudes sur l'énergie liées aux fluctuations de pointé des paquets d'électrons ainsi que de tester le transport et la focalisation de paquets d'électrons dont l'énergie est dans la gamme [50-100 MeV] à environ un mètre de la source dans le cadre de l'injection dans un second étage laser plasma.

Sommaire

5.1	Contraintes sur les paquets d'électrons pour l'injection dans un second étage	104
5.2	Ligne de transport et de diagnostic : DACTOMUS	105
5.2.1	Introduction	105
5.2.2	Temps d'arrivée	106
5.2.3	Focalisation	107
5.2.4	Impact du système de mesure sur les distributions	108
5.3	Résultats expérimentaux	112
5.3.1	Transmission de la charge	112
5.3.2	Fluctuations de pointé	114
5.3.3	Diagnostic en énergie	116
5.4	Injection dans un second étage	118
5.5	Conclusion	121

5.1 Contraintes sur les paquets d'électrons pour l'injection dans un second étage

Un des schémas d'accélération laser plasma multi-étages envisagés dans le cadre de CILEX / Apollon met en jeu un second étage accélérateur en régime quasi-linéaire ($a_0 \lesssim 1$) opérant à basse densité ($n_e \sim 10^{17} \text{ cm}^{-3}$) dans un capillaire diélectrique. Travailler en régime quasi-linéaire réduit l'amplitude des champs accélérateurs par rapport à des régimes plus non-linéaires ($a_0 \gtrsim 3$) mais permet un meilleur contrôle de l'accélération et évite la pollution des paquets d'électrons accélérés par d'éventuels électrons auto-injectés par un fonctionnement au dessous du seuil d'auto-injection. De plus pour $a_0 \lesssim 1$, la longueur de déphasage L_φ est inférieure à la longueur d'épuisement laser L_e pour $n_e \gtrsim 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ et sa dépendance avec la densité électronique est $L_\varphi \propto n_e^{-3/2}$ (voir Sec. 1.4.4 et particulièrement la Fig. 1.9(a)). Pour $n_e = 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ la longueur de déphasage $L_\varphi \simeq 293 \text{ mm}$, le gain en énergie dans cet étage sera alors limité par la longueur sur laquelle l'impulsion laser peut être guidée dans le capillaire. De précédents travaux [14] ont montré que l'utilisation d'une impulsion de grande extension transverse $w_0 = 150 - 240 \text{ }\mu\text{m}$ (rayon en $1/e^2$) dans un capillaire mono-mode ($R_{cap} = 1.54 \times w_0$) permettait d'augmenter la charge accélérée en réduisant les battements de mode dans le capillaire puisque la longueur de battement dépend du rayon du capillaire comme $L_{battement} \propto R_{cap}^2$. B. S. Paradkar et al. [14] ont aussi montré que l'utilisation d'une impulsion non résonante temporellement (soit $\tau_L = 30 \text{ fs}$ au lieu de $\tau_{L_{res}} = 132 \text{ fs}$ pour $n_e = 10^{17} \text{ cm}^{-3}$) bien que réduisant l'amplitude des champs et par conséquent le gain en énergie, augmentait la proportion d'électrons accélérés en réduisant les effets transverses. Ce schéma impose donc des contraintes sur les dimensions à la fois longitudinales et transverses des paquets d'électrons à injecter.

En effet, afin de conserver la dispersion en énergie ΔE du paquet d'électrons et ainsi réduire la dispersion relative $\Delta E/E$ en augmentant l'énergie, l'extension longitudinale σ_z des paquets d'électrons doit être petite devant la longueur d'onde plasma $\sigma_z \ll \lambda_p$. Ainsi tous les électrons du paquet subissent le même champ accélérateur et ont le même gain en énergie. Pour $n_e = 10^{17} \text{ cm}^{-3}$, $\lambda_p \sim 100 \text{ }\mu\text{m}$, une des contraintes est donc que la taille longitudinale des paquets d'électrons $\sigma_z \ll 100 \text{ }\mu\text{m}$. Une telle condition, bien que réaliste à la sortie de l'injecteur où $\lambda_p \sim 15 \text{ }\mu\text{m}$ pour $n_e = 5 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$, semble difficile à préserver après une propagation sur une distance de l'ordre du mètre entre les deux étages de part l'effet de charge d'espace, s'additionnant aux différences de vitesses liées aux différentes énergies constituant les paquets d'électrons. Heureusement cette contrainte peut vraisemblablement être légèrement relâchée, en effet les électrons de plus haute énergie étant à la fois ceux ayant été injectés le plus tôt dans le première étage et les plus rapides, ils sont attendus à l'avant du paquet. Ils ressentiront, si la condition $\sigma_z \ll \lambda_p$ n'est pas tout à fait respectée, un champ inférieur à celui ressenti par les particules de basse énergie à l'arrière du paquet. Cet effet pourrait alors aider à compenser la dispersion en énergie initiale du paquet d'électrons.

La contrainte transverse est relativement similaire à la contrainte longitudinale en ce sens que l'extension du paquet doit être petite devant la dimension transverse de l'onde de sillage ce que l'on exprimer par $\sigma_\perp \ll w_0$. Pour des rayons du faisceau laser focalisé de l'ordre de $w_0 \sim 150 - 240 \text{ }\mu\text{m}$ cette contrainte semble plus accessible. Il vaut mieux cependant considérer l'émittance transverse des paquets d'électrons, en effet l'utilisation d'éléments magnétiques pour focaliser brutalement jusqu'à une dimension de $10 \text{ }\mu\text{m}$ des paquets d'électrons de grande émittance transverse entraînerait une divergence après le plan focal que l'onde de sillage

pourrait ne pas compenser. Cela serait défavorable au couplage du paquet d'électrons avec l'onde de sillage du deuxième étage et pourrait également mener à une augmentation de la dispersion en énergie en augmentant la différence entre les champs ressentis par les électrons à la périphérie de la structure par rapport aux électrons proches de l'axe. Selon la dimension transverse, la contrainte peut alors se résumer en une dimension transverse $\sigma_{\perp} \lesssim 20 \mu\text{m}$ et une émittance transverse de l'ordre de $\epsilon_{\perp} \sim 1 \text{ mm.mrad}$.

Ces contraintes sur les dimensions des paquets d'électrons supposent que les paquets soient parfaitement positionnés, à la fois temporellement et spatialement, par rapport à l'onde de sillage. Elles s'accompagnent donc de contraintes sur les fluctuations temporelles et de pointé des paquets d'électrons. La synchronisation temporelle des paquets d'électrons avec l'onde de sillage du deuxième étage sera contrôlée par l'arrivée de l'impulsion laser. Elle peut être explorée à l'échelle de quelques fs grâce à une ligne à retard (5 fs correspond $\sim 1.5 \mu\text{m}$), mais une réduction des fluctuations temporelles à l'échelle de la fs reste un défi pour les systèmes laser actuels. Les fluctuations de pointés des paquets d'électrons doivent être réduits à une fraction de leur dimension transverse, soit un écart-type des centroïdes de l'ordre de quelques μm . Dans le cas contraire, de fortes fluctuations de la charge couplée au second étage sont attendues, comme c'est le cas par exemple dans la Ref. [113].

L'utilisation de la ligne DACTOMUS avec une source laser-plasma permet d'obtenir des informations cruciales pour le développement de futur accélérateurs multi-étages.

5.2 Ligne de transport et de diagnostic : DACTOMUS

5.2.1 Introduction

La ligne de transport est constituée d'un triplet de quadropôles magnétiques suivi d'un dipôle et disposés selon le schéma de la Fig. 5.1(a). Le champ sur l'axe du triplet calculé avec OPERA [114] et celui du dipôle sont représentés sur les Fig. 5.1(b) et (c) respectivement. La ligne a pour objectif de transporter les paquets d'électrons produits par ELISA et de les focaliser afin de mieux caractériser les distributions en énergie des paquets produits et d'étudier la possibilité de leur injection dans un second étage laser plasma. Elle a donc été réglée pour une énergie de focalisation de 70 MeV pour laquelle des spectres piqués ont été obtenus avec ELISA à UHI100. On limite également l'angle maximal d'entrée des électrons dans le triplet en plaçant un collimateur en tungstène à son entrée afin d'augmenter la précision de la mesure en énergie.

Pour comprendre le fonctionnement de la ligne et son impact sur les électrons, on simule numériquement avec TraceWin [116] la propagation d'électrons dont l'énergie varie entre 40 et 120 MeV (par pas de 1 MeV) et dont l'angle varie entre -30 et +30 mrad (par pas de 1 mrad) par rapport à l'axe de la ligne. Les résultats de ces calculs sont des tableaux donnant les positions (x,y,z) en mm (z étant l'axe de propagation), les angles $(\theta_x, \theta_y, \theta_z)$ en mrad et l'énergie des électrons dans le plan de sortie du plasma, c'est-à-dire à la sortie d'ELISA ce qui correspond aux données d'entrée du calcul, et dans le plan de focalisation de la ligne où se trouve expérimentalement l'écran Lanex. Deux calculs ont été faits, l'un correspondant à la configuration \mathcal{S}_3 au travers du triplet, et l'autre à la configuration \mathcal{S}_4 au travers du triplet et du dipôle jusqu'à l'écran Lanex (voir Sec. 3.2.3 et Fig. 3.15).

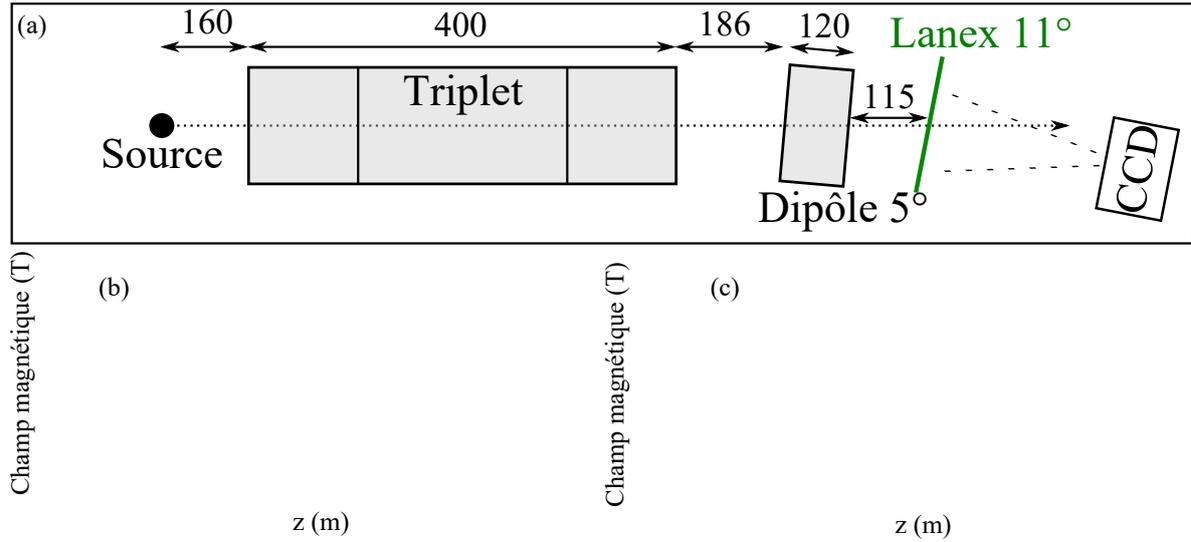


Figure 5.1 – (a) Schéma de la ligne de transport et diagnostic (distances en mm). Champs magnétiques sur l'axe (b) du triplet de quadrupôles et (c) du dipôle calculés avec OPERA. Figures (b) et (c) extraites de la Réf. [115]

Nous allons maintenant utiliser le calcul sans dipôle pour caractériser le fonctionnement de la ligne.

5.2.2 Temps d'arrivée

L'élongation des paquets d'électrons lors de leur transport et par conséquent la durée finale des paquets est un des paramètres importants pour l'injection dans un second étage laser plasma (voir Sec. 5.1).

Comme on l'a vu précédemment (voir Fig. 3.13, Fig. 3.15(c) et Fig. 5.1(a)), le plan de l'écran Lanex est situé à une distance $L \simeq 981$ mm de la source. La différence de temps d'arrivée liée à la différence de vitesse peut être estimée grâce aux électrons pour lesquels $\theta_x = \theta_y = 0$, c'est-à-dire les électrons se propageant sur l'axe. Le temps d'arrivée est alors donné par :

$$t = t_0 + \frac{L}{c} \times \frac{1}{2\gamma_e^2}. \quad (5.1)$$

Les paramètres qui permettent d'approcher les résultats de la simulation de transport avec l'équation 5.1 sont $t_0 = 68.02$ fs et $L = 1013.25$ mm, ce qui est proche, mais différent des valeurs prévues de 981 mm. Pour estimer la longueur des paquets après transport, il faut également prendre en compte la différence de chemin des électrons ayant un angle initial non nul, c'est-à-dire un angle en sortie du plasma, et par conséquent en entrée du triplet, non nul. On trace sur la Fig. 5.2 le temps d'arrivée $t - t_0$ des électrons sur l'écran en fonction de leur énergie pour différents angles initiaux. La variation du temps d'arrivée due à la dispersion en énergie, c'est à dire des électrons sur l'axe ($\theta = 0$ mrad) parcourant le même chemin mais d'énergies différentes, est de l'ordre de ~ 200 fs mais le temps d'arrivée varie fortement avec l'angle de l'électron pour les faibles énergies. En limitant la gamme d'énergie à $\pm 5\%$ autour

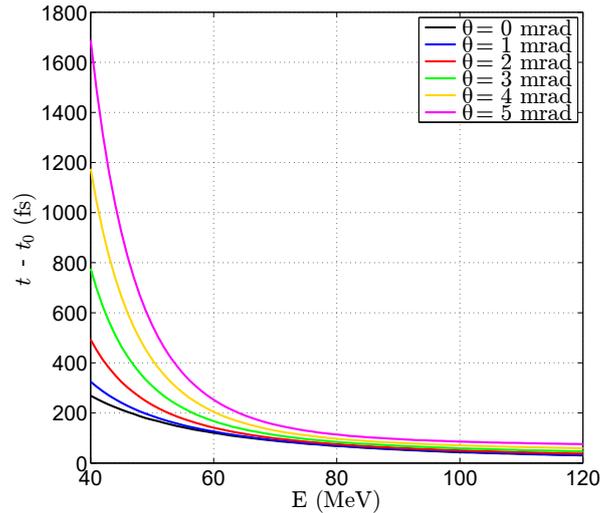


Figure 5.2 – Temps d’arrivée des électrons en fonction de leur énergie pour différents angles d’émission.

de 72.5 MeV, on obtient une variation du temps d’arrivée liée à la dispersion d’énergie de l’ordre de ~ 20 fs et l’effet de l’angle devient supérieur à cette valeur pour $\theta \geq 3$ mrad.

5.2.3 Focalisation

On s’intéresse maintenant à l’effet focalisant de la ligne de transport DACTOMUS en se basant sur les mêmes résultats du calcul dans la configuration \mathcal{S}_3 . On trace sur la Fig. 5.3(a) la position y d’arrivée d’un électron dans le plan de l’écran Lanex en fonction de son énergie et de son angle initial. On trouve l’énergie à laquelle correspond la plus petite taille, c’est-à-dire l’énergie de focalisation, à ~ 70 MeV et la valeur maximale à cette énergie est d’environ 30 μm . Autour de cette énergie de focalisation, la position y évolue pratiquement linéairement avec θ et avec l’énergie. L’évolution avec l’énergie est cependant plus rapide du côté des basses énergies ce qui est cohérent avec le pouvoir de déviation du champ magnétique qui décroît avec l’énergie de la particule : en s’appuyant sur l’équation 3.3 on voit que la variation de vitesse est inversement proportionnelle à γ_e .

On représente maintenant sur la Fig. 5.3(b) l’angle de sortie d’un électron dans le plan de l’écran en fonction de son énergie et pour différents angles d’émission. On observe un angle de sortie minimal à une énergie d’environ 78 MeV, énergie pour laquelle l’angle maximal de sortie est d’environ 0.03 mrad. On peut également remarquer qu’autour de cette énergie (entre environ 65 MeV et 120 MeV) l’angle de sortie est plus faible que l’angle d’émission.

En comparant les Fig. 5.3(a)&(b), on voit qu’en dessous de $E = 70$ MeV, y et θ_{focal} sont en phase et le faisceau est divergent. Entre $E = 70$ MeV et $E = 78$ MeV y et θ_{focal} sont en opposition de phase et le faisceau est convergent, enfin au dessus de $E = 78$ MeV y et θ_{focal} sont de nouveau en phase et le faisceau est divergent.

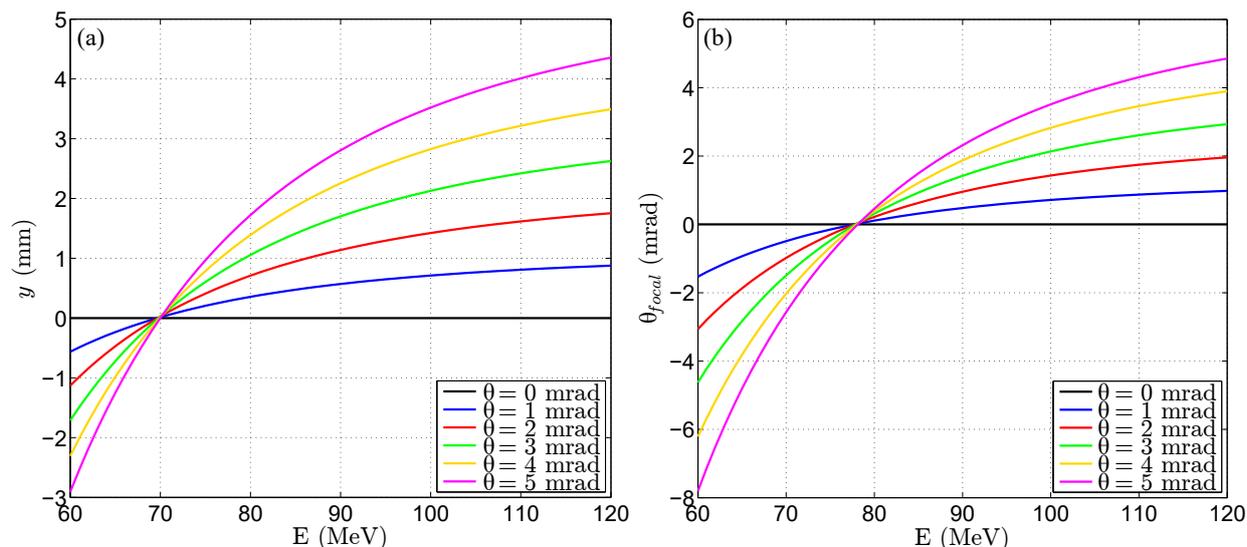


Figure 5.3 – (a) Position calculée y d'un électron dans le plan de l'écran Lanex en fonction de son énergie pour différents angles d'émission. (b) Angle de sortie θ_{focal} d'un électron dans le plan du Lanex en fonction de son énergie et pour différents angles initiaux.

5.2.4 Impact du système de mesure sur les distributions

5.2.4.1 Calcul des fonctions réponses

Afin de comparer les résultats expérimentaux aux résultats des simulations du transport il faut prendre en compte la réponse du système de détection. En effet, la distribution de densité de charge électronique par unité d'énergie lue dans le plan d'observation est donnée par :

$$P_l(E) = \int_u P_e(u) F_R(E, u) du \quad (5.2)$$

avec $P_e(u)$ la distribution de densité de charge par unité d'énergie en entrée du système de mesure. Dans le cas où la fonction réponse du système est indépendante de l'énergie, $F_R(E, u) = F_R(E - u)$ et l'équation 5.2 donne le résultat classique d'un produit de convolution entre la distribution d'entrée et la fonction réponse du système, nous allons voir que ce n'est pas le cas ici.

La fonction réponse a été calculée dans une configuration avec le triplet de quadrupôle et un collimateur limitant la divergence à ± 5 mrad à l'entrée, c'est-à-dire dans la configuration \mathcal{S}_4 de la Fig. 3.15 et sans le triplet dans la configuration \mathcal{S}_2 de la Fig. 3.15. Dans la configuration utilisant le triplet et le diaphragme, nous considérons que le flux est uniforme sur toute la surface du diaphragme. Cela se justifie par le fait que la demi-divergence des paquets d'électrons issus de la source est typiquement plus grande que 5 mrad. La propagation des électrons dans la ligne de transport est donnée par les calculs TraceWin et la fonction réponse $F_R^T(E, u)$ est déterminée par un calcul Monte-Carlo sur une grille d'énergie de pas 1 MeV dont le résultat est présenté sur la Fig. 5.4(a). On voit sur cette figure que la matrice de la fonction réponse est quasi-diagonale dans la zone de fonctionnement optimal de la ligne, où le triplet est focalisant, soit autour de 70 MeV. Lorsqu'on s'éloigne de cette énergie la

fonction réponse s'élargit, de façon plus importante pour les hautes énergies pour lesquelles le dipôle est moins dispersif.

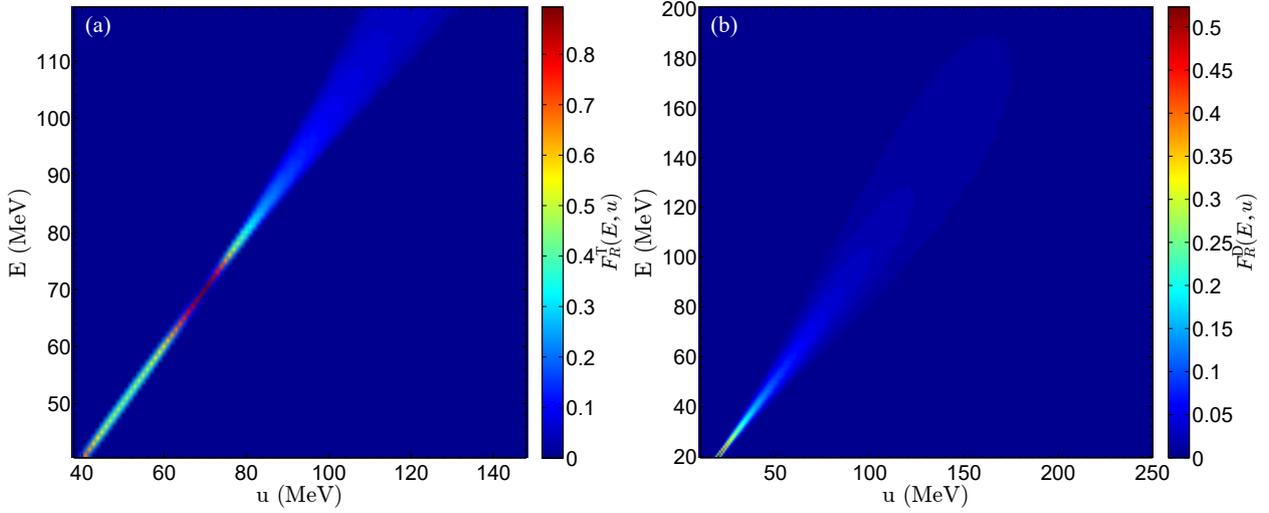


Figure 5.4 – Fonctions réponses (a) F_R^T dans la configuration \mathcal{S}_4 et (b) F_R^D dans la configuration \mathcal{S}_2 .

Dans la configuration sans triplet (\mathcal{S}_2), les trajectoires des électrons dans le dipôle sont déterminées à partir des équations de la Sec. 3.3.4 en prenant la valeur de divergence fwhm de 15 mrad donnée dans le Tab. 4.2 et on calcule la matrice de la fonction réponse $F_R^D(E, i)$ par la même méthode Monte-Carlo que précédemment. La fonction réponse calculée dans cette configuration est représentée sur la Fig. 5.4(b). On voit que dans cette configuration, en l'absence de triplet, la fonction réponse est plus large pour toute les énergies et est d'autant plus large que l'énergie est grande, ce qui est cohérent avec les incertitudes calculées en Sec. 3.3.4.

5.2.4.2 Reconstruction de la distribution en énergie

Le calcul des fonctions réponses permettent d'inverser la relation 5.2. On peut ainsi obtenir des informations sur la distribution P_e en entrée du système de mesure à partir des mesures expérimentales de P_l et de la distribution en position y dans le plan d'observation g_l . Cependant, l'équation 5.2 ne s'inverse pas directement dans le cas général, d'une part du fait des fluctuations des données expérimentales et d'autre part de par la non unicité de la solution. Pour une solution $P_e(u)$ trouvée, il existe une infinité d'autres solutions en ajoutant des fonctions $f_e(u)$ telles que $\int_u f_e(u) F_R(E, u) du = 0$. Les distributions doivent cependant satisfaire la contrainte : $\{P_l(u), P_e(u), F_R(E, u)\} \geq \{0, 0, 0\} \forall (E, u)$. En pratique, une projection de P_l et P_e sur deux super-gaussiennes suffit à reproduire les données expérimentales avec une bonne précision, comme on le verra dans la Sec. 5.3.3. P_l et P_e sont ainsi choisies de la forme :

$$P_{l,e}(u) = a_1 \exp\left(-\left|\frac{u - b_1}{c_1}\right|^{d_1}\right) + a_2 \exp\left(-\left|\frac{u - b_2}{c_2}\right|^{d_2}\right) \quad (5.3)$$

Les coefficients a_i , b_i , c_i et d_i pourront s'obtenir soit par la minimisation du χ^2 sur les distributions expérimentales P_l afin de reconstruire les distributions P_e en entrée du système

de mesure, soit à partir de la transformation d'une distribution P_e par l'équation 5.2 si l'on veut observer l'impact du système de mesure sur une distribution particulière.

5.2.4.3 Reconstruction de la distribution spatiale

De façon similaire à la distribution en énergie, la distribution en position y dans le plan d'observation après le triplet est donnée par :

$$g_l(y,E) = \int_u P_e(u)g_e(y,u)F_R^T(E,u)du \quad (5.4)$$

où $g_e(y,u)$ est la distribution en y pour une énergie u de l'électron, $P_e(u)$ est la distribution en énergie en entrée du système de mesure et $F_R(E,u)$ est la fonction réponse du détecteur normalisée par $\int_E F_R(E,u)dE = 1$, ce qui rend compte du fait que le système est sans perte : un électron entrant dans le système limité à ± 5 mrad par le collimateur est transporté jusqu'au plan d'observation. Cette équation 5.4 exprime le fait que l'on moyenne la distribution initiale en prenant en compte la distribution en énergie initiale et la fonction réponse du système de mesure. Ainsi on prend en compte l'impact de la distribution en énergie sur la mesure de la distribution spatiale.

On utilise les résultats de la section précédente pour $F_R^T(E,u)$ et $P_e(u)$ et on utilise une méthode Monte-Carlo discrétisée en énergie par pas de 1 MeV pour générer la distribution $g_e(y,u)$ en utilisant une distribution en énergie typique présentée sur la Fig. 5.5.

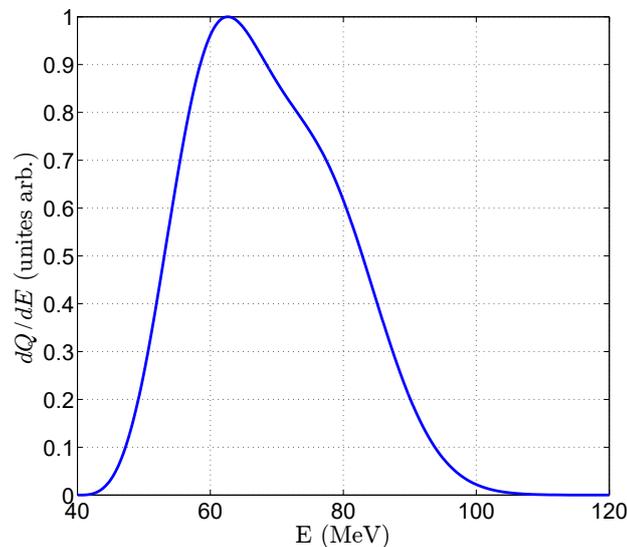


Figure 5.5 – Distribution en énergie P_e normalisée utilisée pour la reconstruction des distributions g_e et g_l .

Pour faciliter l'analyse, on calcule les largeur RMS σ_{yRMS} de g_l et g_e , données par :

$$\sigma_{ly}^2(E) = \int_u P_e(u)\sigma_{ey}^2(u)F_R^T(E,u)du \quad (5.5)$$

avec

$$\sigma_{ey}^2(u) = \langle y^2 g_e(y,u) \rangle \quad (5.6)$$

où la moyenne est prise sur les angles θ , φ du faisceau d'électrons entrant dans le triplet.

On représente sur la Fig. 5.6(a) les tailles verticales fwhm $\sigma_{y,FWHM}$ en fonction de l'énergie des paquets d'électrons obtenus dans la configuration \mathcal{S}_4 (en rouge) et les dimensions dans les mêmes conditions lorsque l'écran Lanex est éloigné de 16 mm du triplet (en noir). Les conditions expérimentales étaient une densité électronique de $n_e = 8.5 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$, une longueur de cellule $L_{cell} = 0.5 \text{ mm}$, une position de focalisation $z_f = -1.05 \text{ mm}$, une intensité laser de $I_L \simeq 4.6 \times 10^{18} \text{ W/cm}^2$ ($a_0 \simeq 1.47$) et une composition du gaz de 95% H_2 + 5% N_2 . Sur la Fig. 5.6(b) on représente les distributions $\sigma_{ly,RMS}$ correspondantes (au plan focal en rouge et après un déplacement de 16 mm en noir) obtenues par l'évaluation de l'équation 5.5.

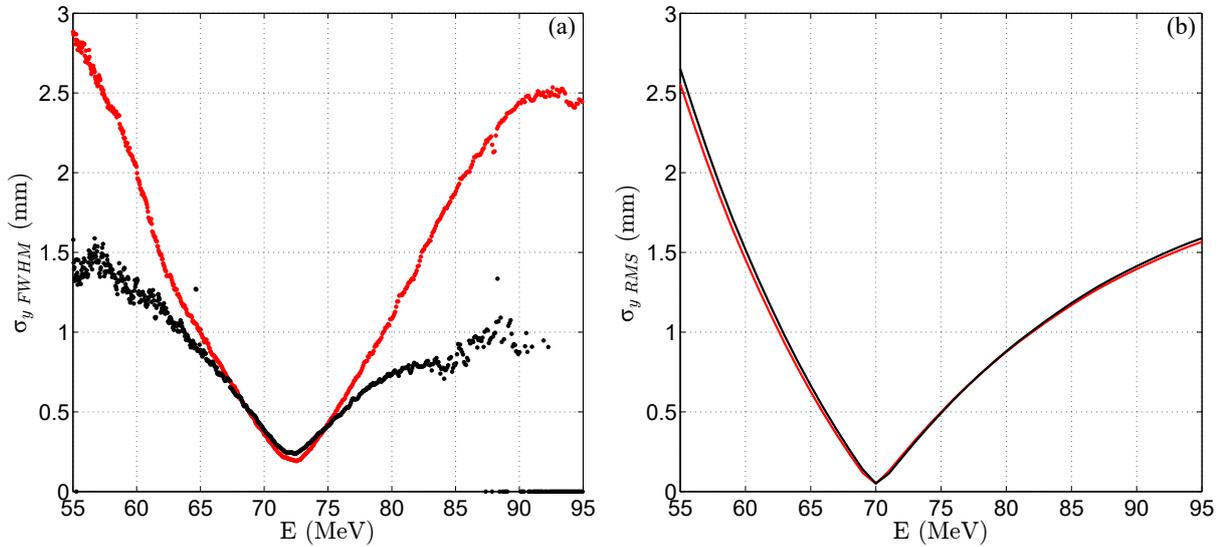


Figure 5.6 – (a) Tailles verticales fwhm mesurées dans la configuration \mathcal{S}_4 (en rouge) et après avoir éloigné le Lanex de 16 mm (en noir). (b) Tailles verticales RMS calculées dans la configuration \mathcal{S}_4 (en rouge) et dans un plan 16 mm plus éloigné du triplet.

Expérimentalement le minimum de σ_{yFWHM} est obtenu à 72.5 MeV soit 2.5 MeV de plus que la valeur théorique de 70 MeV, et vaut environ 192 μm . La valeur minimale de $\sigma_{ly,RMS}$ est de 34 μm , ce qui correspond à approximativement 80 μm fwhm en prenant le rapport entre la taille RMS et la taille fwhm d'une gaussienne. Cette différence pourrait être attribuée à une taille apparente de la source d'électrons proche de 100 μm , provoquée par l'effet répulsif de la charge d'espace dans les premiers instants de la propagation du faisceau d'électrons.

Lorsqu'on éloigne le Lanex de 16 mm, on voit qu'expérimentalement la dimension sature en dessous de 60 MeV et au-delà de 80 MeV, ce qui peut s'expliquer par une distribution en énergie plus étroite. Comme on l'a vu dans la Sec. 5.2.3, l'angle de sortie est pratiquement nul pour une énergie de 78 MeV, la dimension ne doit donc pas varier à cette énergie lorsqu'on éloigne l'écran Lanex. On observe expérimentalement cet effet pour une énergie de 75 MeV, on retrouve donc un décalage en énergie similaire à celui sur la position du minimum. On trouve un bon accord entre les courbes expérimentales et théoriques entre ~ 55 et ~ 65 MeV mais une variation expérimentale plus élevée au dessus de 70 MeV.

La principale différence entre les données expérimentales et théoriques vient de la pente des courbes. En effet, on obtient un bon accord entre les valeurs fwhm expérimentales et les valeurs RMS théoriques alors que les valeurs RMS devraient être plus faibles que les valeurs fwhm (d'un facteur 2.355 pour une gaussienne). Comme σ_{ly} varie pratiquement linéairement avec l'angle d'entrée dans le triplet, le système se comporte comme si le collimateur était 2.355 plus petit. Cet effet pourrait ici aussi s'expliquer par l'effet de charge d'espace à la sortie de la source d'électrons. La charge d'espace peut modifier la trajectoire des électrons, de sorte qu'elle ne soit plus rectiligne, ce qui modifie la relation liant la position à l'angle des électrons à l'entrée du triplet.

On voit donc que la taille des paquets d'électrons après transport par la ligne DACTOMUS est fortement dépendante de l'énergie. En se limitant à une gamme d'énergie de $\pm 5\%$ autour de $E = 72.5$ MeV, on obtient expérimentalement au plan focal une charge d'environ 2.4 pC et une dimension fwhm maximale de ~ 440 μm .

5.3 Résultats expérimentaux

5.3.1 Transmission de la charge

Afin d'évaluer expérimentalement les effets de la ligne DACTOMUS sur les paquets d'électrons d'ELISA, il est important de comparer les propriétés des paquets d'électrons à la sortie d'ELISA de celles des paquets d'électrons transportés jusqu'au deuxième écran Lanex. On doit pour cela évaluer d'abord l'impact du collimateur en tungstène de diamètre 1.5 mm placé à l'entrée du triplet sur les paquets d'électrons.

On donne sur les Fig. 5.7(a)&(b) un exemple d'image de l'émission du Lanex dans les configurations \mathcal{S}_1 et \mathcal{S}_2 . Dans les deux configurations la longueur de la cellule était $L_{cell} = 0.5$ mm, la position de focalisation était $z_f = -0.9$ mm, la densité électronique était de $n_e \simeq (7.05 \pm 0.21) \times 10^{18}$ cm^{-3} et l'intensité laser était de $I_L \simeq 4.6 \times 10^{18}$ W/cm^2 ($a_0 \simeq 1.47$). On trace sur la Fig. 5.7(c) le profil vertical des paquets d'électrons sur l'écran Lanex à 441 mm d'ELISA avec et sans dispersion par le dipôle magnétique (configurations \mathcal{S}_1 et \mathcal{S}_2). On somme pour cela les comptes obtenus sur chaque image selon l'axe de dispersion du dipôle puis on normalise à 1 le profil obtenu, on obtient alors la distribution spatiale verticale (c'est-à-dire perpendiculaire à l'axe de dispersion du dipôle magnétique) des paquets d'électrons dispersés ou non-dispersés.

Dans ces conditions, la charge contenue dans les paquets d'électrons non dispersés (configuration \mathcal{S}_1) est en moyenne (moyenne sur 10 tirs) de $Q_{tot} \simeq 26.3$ pC tandis que la charge au dessus de 20 MeV des paquets d'électrons dispersés est en moyenne (moyenne de 2 tirs) de $Q_{\geq 20\text{MeV}} \simeq 8.8$ pC. On a donc un rapport $Q_{\geq 20\text{MeV}}/Q_{tot} \simeq 33.5\%$, ce qui indique que la majorité des électrons produits a une énergie inférieure à 20 MeV. De plus, en comparant les dimensions verticales représentées sur la Fig. 5.7(c) (que l'on ramène à la divergence verticale par la méthode décrite en Sec. 3.3.3), on obtient une divergence moyenne de $\theta_{y_{fwhm}} \simeq 9.6 \pm 2.6$ mrad pour les paquets non dispersés et $\theta_{y_{fwhm}} \simeq 6.2 \pm 1.3$ mrad pour les paquets d'électrons dispersés. Les électrons d'énergie ≤ 20 MeV contribuent donc de façon importante à la divergence fwhm des paquets produits. On doit donc s'attendre à supprimer d'avantage d'électrons de basse énergie par l'utilisation du collimateur bloquant les électrons dont la divergence est supérieure à ± 5 mrad.

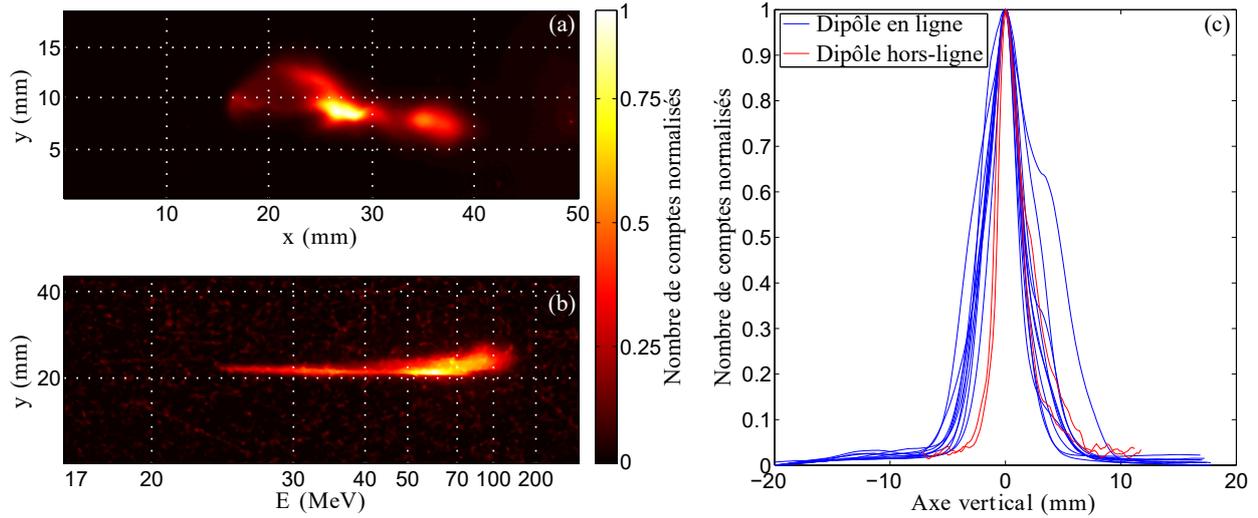


Figure 5.7 – (a) Exemple d’image de l’émission du Lanex dans la configuration \mathcal{S}_1 . (b) Exemple d’image de l’émission du Lanex dans la configuration \mathcal{S}_2 . (c) : Émission du Lanex intégrée dans la direction horizontale (selon l’axe de dispersion du dipôle), proportionnelle à la distribution de charge dans le plan vertical dans les configurations \mathcal{S}_1 et \mathcal{S}_2 .

En raisonnant sur les faisceaux non-dispersés présentés sur la Fig. 5.7(a), on peut estimer la proportion d’électrons se trouvant dans l’angle d’ouverture du collimateur à l’entrée du triplet quand le faisceau d’électron est strictement sur l’axe du triplet. En supposant un alignement parfait, c’est-à-dire en prenant le barycentre de l’accumulation des tirs comme le centre du collimateur, on trouve qu’une proportion d’environ $T^{\text{coll}} \sim 60 \pm 15\%$ de la charge totale peut être transmise par un collimateur limitant la divergence à ± 5 mrad. Cependant, on a vu qu’une grande partie de la charge totale des faisceaux est constituée d’électrons d’énergie inférieure à 20 MeV, on obtient une transmission du collimateur de $T_{\geq 20\text{MeV}}^{\text{coll}} = T^{\text{coll}} \times (Q_{\geq 20\text{MeV}}/Q_{\text{tot}}) \simeq 0.6 \times 0.335 \simeq 20\%$.

De plus les seuils de détection en énergie étant différents selon la configuration considérée (selon qu’on observe les électrons à 441 mm d’ELISA ou à 981 mm après la ligne de transport), on va s’intéresser dans la suite à la transmission de la charge dans une gamme d’énergie dont la borne inférieure est supérieure aux seuils de détection des configurations \mathcal{S}_2 et \mathcal{S}_4 soit [40 – 250 MeV] : on obtient alors $Q_{[40-250\text{MeV}]} / Q_{\text{tot}} \simeq 23.5\%$ et $T_{[40-250\text{MeV}]}^{\text{coll}} \simeq 14.1\%$.

La Fig. 5.8(a) présente la charge moyenne détectée dans la gamme d’énergie [40 – 250 MeV] avant (configuration \mathcal{S}_2 , moyennes sur 5 tirs) et après la ligne DACTOMUS (configuration \mathcal{S}_4 , moyennes sur 3 tirs) avec un collimateur placé devant le triplet limitant l’acceptance à ± 5 mrad. Les barres d’erreurs verticales représentent l’écart-type des charges mesurées pour les différents tirs et les barres d’erreurs horizontales représentent l’incertitude sur la densité liée aux fluctuations rapides de densité (voir Sec. 2.2). On voit que la charge dans cette gamme d’énergie est plus faible après le transport par la ligne DACTOMUS qu’avant. Dans les deux configurations la charge augmente en fonction de la densité électronique du plasma, ce qui mène à une transmission de la ligne relativement constante en fonction de la densité électronique, comme le montre la Fig. 5.8(b).

On trouve une transmission globale de la charge dans la gamme d’énergie [40 – 250 MeV] de $T_{[40-250\text{MeV}]}^{\text{Tot}} \sim 16\%$ en moyenne, prenant en compte le collimateur et la ligne DACTO-

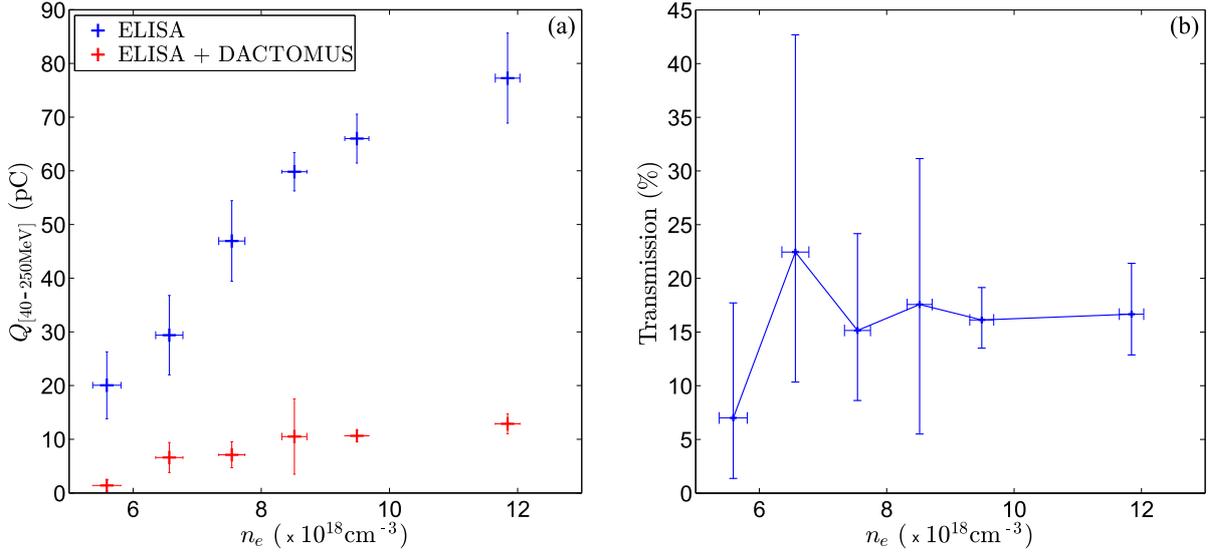


Figure 5.8 – (a) : Charge moyenne mesurée dans la gamme [40 - 250 MeV] dans la configuration \mathcal{S}_2 (croix bleues, moyennes sur 5 tirs) et dans la configuration \mathcal{S}_4 (croix rouges, moyennes sur 3 tirs) en fonction de la densité électronique du plasma. (b) : Transmission des électrons dans la gamme [40 - 250 MeV] par l'ensemble de la ligne de transport. La longueur de la cellule était $L_{cell} \simeq 0.5$ mm et le plan focal était situé à $z_f = -0.5$ mm, le collimateur de 1.5 mm était en place à l'entrée du triplet. Ces valeurs de charge correspondent aux spectres de la Fig. 5.10.

MUS. La transmission à $n_e \simeq 5.6 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$, centrée sur 7%, semble cependant plus faible qu'à plus haute densité, ce qui pourrait s'expliquer par la divergence plus élevée des paquets produits à cette densité proche du seuil de production d'électrons (voir Fig. 4.1(b)), ainsi que par la proportion de la charge à basse énergie plus importante à cette densité qu'à la densité de $n_e \simeq (7.05 \pm 0.21) \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ utilisée pour évaluer le rapport $Q_{[40-250\text{MeV}]} / Q_{tot}$ dans le paragraphe précédent (voir Fig. 4.6(b)&(d)). On trouve donc une transmission globale $T_{[40-250\text{MeV}]}^{Tot}$ légèrement supérieure à l'estimation de la transmission du collimateur seul, ce qui s'explique par une divergence des paquets d'électrons produits par ELISA légèrement plus faible pour cette série : environ $\theta_{y_{fwhm}} \simeq 5.9 \pm 1.5$ mrad pour les faisceaux non dispersés.

Ces valeurs de transmission montrent que la ligne DACTOMUS transporte sans perte des électrons dont l'énergie est comprise dans la gamme [40 – 250 MeV] et dont la divergence est limitée à ± 5 mrad par rapport à son axe. Les électrons incidents au-delà de cette ouverture étant bloqués par le collimateur en entrée de la ligne. Après le collimateur et la ligne de transport, les paquets d'électrons ont typiquement une charge totale de $Q_{tot} \sim 5 - 30$ pC et une charge dans la gamme d'énergie de 10% autour de l'énergie d'intérêt de 72 MeV de $Q_{[72 \pm 5\% \text{MeV}]} \sim 1 - 5$ pC.

5.3.2 Fluctuations de pointé

Comme on l'a vu en Sec. 5.1, il est important, dans le cadre de l'accélération laser plasma multi-étages, de pouvoir focaliser les électrons du premier étage dans un petit volume afin d'assurer un bon couplage avec la structure accélératrice du deuxième étage. On va donc

s'intéresser ici aux dimensions spatiales des paquets d'électrons après leur transport par la ligne de transport DACTOMUS.

La Fig. 5.9 présente une accumulation de 10 tirs sur l'écran Lanex après la ligne DACTOMUS, sans dispersion par le dipôle. En comparaison avec la distribution spatiale des paquets d'électrons observés directement derrière ELISA comme ceux de la Fig. 5.7(a), on voit que la distribution spatiale après transport par le triplet est à la fois plus symétrique, plus piquée et plus stable.

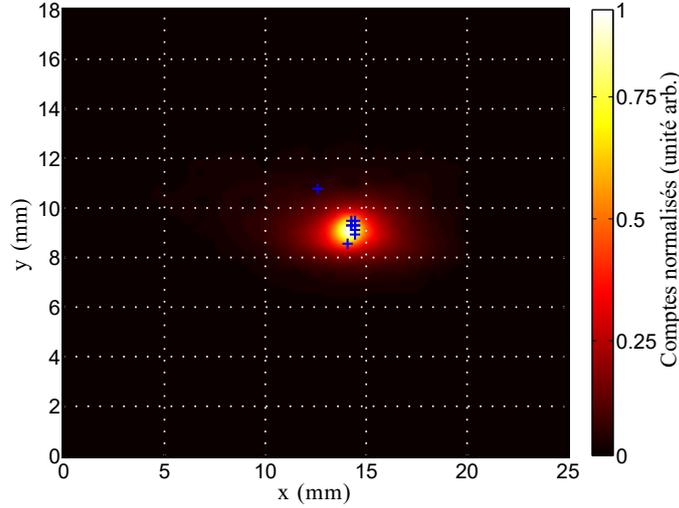


Figure 5.9 – Images cumulées (10 tirs) de la distribution spatiale des paquets d'électrons imagée par le Lanex après le triplet soit à ~ 981 mm d'ELISA (configuration \mathcal{S}_3 voir Fig. 3.15) pour $n_e \simeq (7.05 \pm 0.21) \times 10^{18} \text{cm}^{-3}$, $L_{cell} \simeq 0.5$ mm et $z_f \simeq -0.5$ mm.

On résume les propriétés moyennes des distributions spatiales de la Fig. 5.9 ainsi que celles de la Fig. 5.7(a) dans le Tab. 5.1. On voit que le triplet permet de focaliser les paquets d'électrons jusqu'à une taille horizontale (respectivement verticale) fwhm de 1.7 ± 1 mm (respectivement 1.0 ± 0.4 mm) soit ~ 4 (respectivement ~ 4.5) fois plus petite que la distribution spatiale observée sans focalisation à 441 mm d'ELISA. L'autre effet de l'utilisation combinée du collimateur et du triplet est de réduire les fluctuations de pointé des paquets d'électrons jusqu'à ~ 200 μm RMS selon les deux axes contre ~ 2.9 mm sur l'axe horizontal et ~ 1.3 mm sur l'axe vertical dans la configuration \mathcal{S}_1 . Les fluctuations de pointé après transport sont donc réduites d'un facteur ~ 10 grâce à la ligne de transport ce qui est critique pour l'injection dans un second étage. Elles restent cependant de ~ 2 ordres de grandeurs supérieures aux valeurs visées présentées en Sec. 5.1 permettant un couplage optimal.

Les dimensions transverses des distributions spatiales obtenues après le transport et la focalisation par le triplet, bien que plus petites que celles observables à plus de quelques centimètres de la source, sont millimétriques. Les dimensions des paquets transportés sont donc supérieures de ~ 2 ordres de grandeurs à celles répondant aux exigences d'un couplage optimal au sillage du second étage laser plasma. Cependant, cette observation des distributions transverses sur l'écran Lanex après transport par le triplet intègre tous les électrons transportés jusqu'à l'écran Lanex, indépendamment de leur énergie. Or, comme on l'a vu en Sec. 5.2.3 la position de l'écran Lanex ne correspond au plan focal que d'une unique valeur d'énergie et la distribution spatiale après transport par le triplet est dépendante de l'énergie

	Configuration \mathcal{S}_1		Configuration \mathcal{S}_3	
	Valeur moyenne	Écart-type	Valeur moyenne	Écart-type
X_{fwhm} (mm)	6.7	2.4	1.7	1.0
Y_{fwhm} (mm)	4.5	1.1	1.0	0.4
C_x (mm)	NA	2.9	NA	0.2
C_y (mm)	NA	1.3	NA	0.2

Table 5.1 – Valeur moyenne et écart-type des dimensions fwhm horizontales X_{fwhm} et verticales Y_{fwhm} associées aux images de la Fig. 5.9 et fluctuations de pointé horizontales C_x et verticales C_y estimées par l'écart-type des distributions horizontale et verticale des barycentres des tirs.

des électrons. Cette mesure est donc utile pour évaluer les fluctuations de pointé mais on lui préférera une mesure telle que celle présentée en Fig. 5.6(a) pour évaluer la dimension des paquets d'électrons.

5.3.3 Diagnostic en énergie

On représente sur la Fig. 5.10 les distributions en énergie normalisées des électrons observés sur le premier Lanex (configuration \mathcal{S}_2 en bleu) ainsi que les distributions observées, après transport par le triplet et le dipôle (configuration \mathcal{S}_4 en rouge). Les barres d'erreurs encadrant l'énergie sur les spectres obtenus dans la configuration \mathcal{S}_2 sont obtenues par la méthode décrite en Sec. 3.3.4.2 en utilisant les valeurs du Tab. 4.2 ; on ne représente cependant pas tous les points afin de conserver une bonne lisibilité.

On voit que les spectres mesurés dans la configuration \mathcal{S}_2 ont des caractéristiques similaires à celles décrites dans le chapitre 4 (voir Sec. 4.2.3.2 et particulièrement la Fig. 4.6) : à des densités d'environ $n_e \sim 5 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ les spectres présentent un pic à $\sim 50 \text{ MeV}$, puis lorsqu'on augmente la densité, le pic se décale vers les hautes énergies et l'énergie maximale contenue dans le spectre augmente jusqu'à $\sim 250 \text{ MeV}$.

Les distributions en énergie des paquets d'électrons transportés par le triplet et dispersés par le dipôle (configuration \mathcal{S}_4), bien qu'obtenues dans les mêmes conditions expérimentales semblent au premier abord assez différentes. Cependant, l'évolution des spectres avec la densité reste similaire : un pic autour de $\sim 50 \text{ MeV}$ à basse densité dont l'énergie augmente avec la valeur de n_e . A partir de $n_e \simeq 8.5 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ (Fig. 5.10(d)) on commence à observer 2 pics dans la distribution, ces deux pics se détachent de plus en plus à mesure que l'on augmente encore la densité électronique jusqu'à obtenir un pic large centré sur une énergie d'environ $\sim 90 \text{ MeV}$ et une contribution basse énergie entre $\sim 45 \text{ MeV}$ et $\sim 62 \text{ MeV}$.

On observe donc un accord relativement bon entre les spectres dans les deux configurations, les spectres après transport entrent dans les barres d'erreur des spectres obtenus dans la configuration \mathcal{S}_2 . La mesure de l'énergie après transport étant bien plus précise, on peut vraisemblablement attribuer l'étalement vers les hautes énergie des spectres dans la configuration \mathcal{S}_2 aux effets de la divergence des paquets, jouant un rôle prépondérant à haute

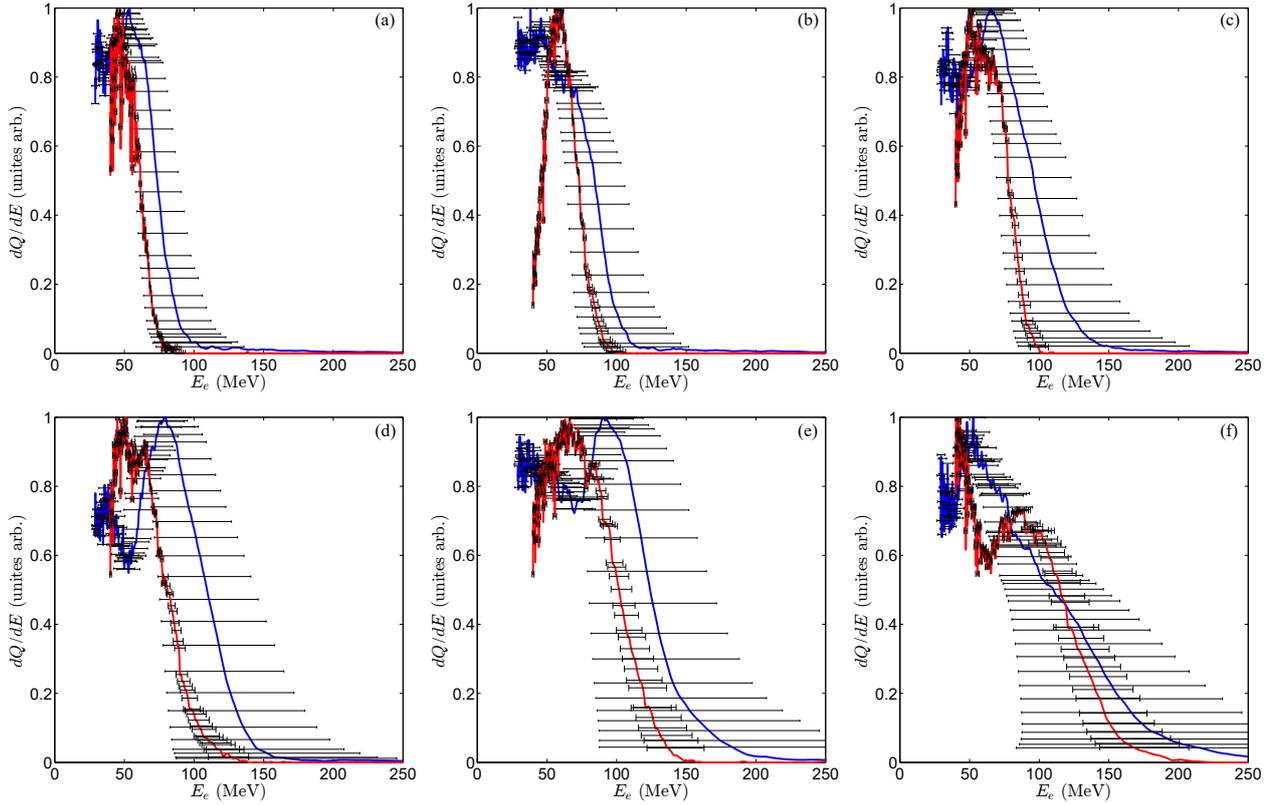


Figure 5.10 – Distributions en énergie normalisées mesurées derrière ELISA dans la configuration \mathcal{S}_2 en bleu (spectres moyens sur 5 tirs) et après la ligne DACTOMUS (configuration \mathcal{S}_4) en rouge (spectres moyens sur 3 tirs). Les conditions expérimentales étaient $L_{cell} \simeq 0.5$ mm et $z_f = -0.5$ mm et les valeurs de densité électronique : (a) $n_e = 5.6 \times 10^{18}$ cm $^{-3}$; (b) $n_e = 6.6 \times 10^{18}$ cm $^{-3}$; (c) $n_e = 7.5 \times 10^{18}$ cm $^{-3}$; (d) $n_e = 8.5 \times 10^{18}$ cm $^{-3}$; (e) $n_e = 9.5 \times 10^{18}$ cm $^{-3}$; (f) $n_e = 11.8 \times 10^{18}$ cm $^{-3}$. Les barres d'erreurs sont estimées par la méthode décrite en Sec. 3.3.4.2 appliquées aux valeurs données dans le Tab. 4.2 pour UHI100.

énergie devant la dispersion plus faible du dipôle.

La Fig. 5.11 présente les spectres expérimentaux de la Fig. 5.10, obtenus dans la configuration \mathcal{S}_4 (points noirs), la distribution lue P_l ajustée sur ces données par la méthode décrite en Sec. 5.2.4.2 (lignes en pointillé rouges) et les distributions P_e en entrée du système de mesure, reconstruites à partir des distribution P_l . Les distributions expérimentales sont bien décrites par les distributions P_l ajustées en utilisant la forme donnée par l'équation 5.3. On voit que la fonction réponse du système modifie très peu les distributions d'entrée. De faibles différences entre P_e et P_l ne sont visibles que lorsque les gradients sont importants, notamment aux plus hautes énergies. La fonction réponse moyenne le profil, c'est-à-dire qu'elle atténue les gradients. De plus, au-delà de 70 MeV sa largeur augmente avec l'énergie (voir Fig. 5.4(a)), ce qui mène à une légère dissymétrie. Finalement P_e présente des gradients plus élevés que P_l , et le pic à haute énergie observé sur la Fig. 5.11(f) est décalé vers les basses énergie bien que l'effet reste très faible (de l'ordre de ~ 1 MeV).

On présente finalement sur la Fig. 5.12 les distributions P_e reconstruites en entrée à partir des distributions P_l ajustées sur les distributions expérimentales dans la configuration \mathcal{S}_4

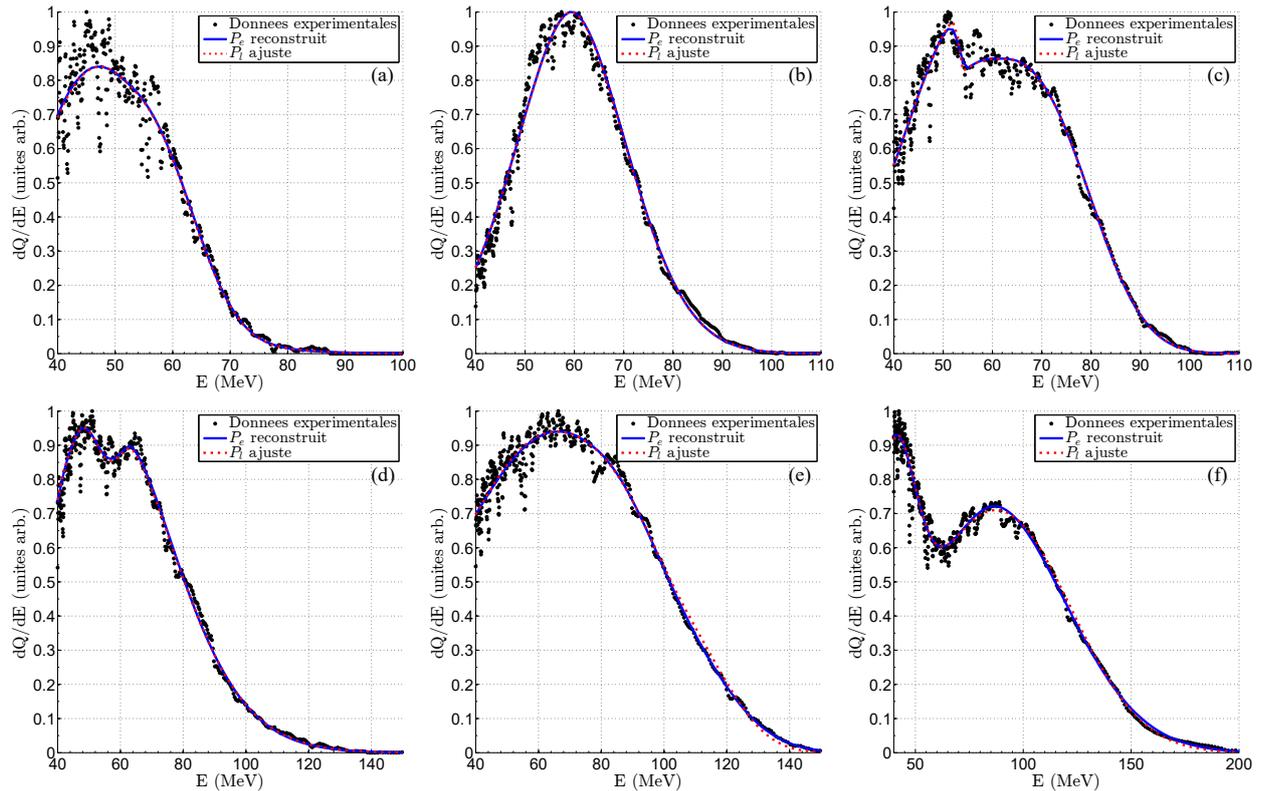


Figure 5.11 – Distributions en énergie normalisées mesurées derrière ELISA et après la ligne DACTOMUS (configuration \mathcal{S}_4 ; spectres moyens sur 3 tirs; points noirs), distributions P_l ajustés sur les distributions expérimentales (lignes en pointillé rouges) et distributions P_e en entrée du système reconstruites à partir des distributions P_l pour différentes valeurs de densité électronique. Les conditions expérimentales étaient $L_{cell} \simeq 0.5$ mm et $z_f = -0.5$ mm et les valeurs de densité électronique : (a) $n_e = 5.6 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$; (b) $n_e = 6.6 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$; (c) $n_e = 7.5 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$; (d) $n_e = 8.5 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$; (e) $n_e = 9.5 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$; (f) $n_e = 11.8 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$.

(Fig. 5.12(a)) et dans la configuration \mathcal{S}_2 (Fig. 5.12(b)) pour différentes valeurs de densité électronique.

Bien que les deux configurations donnent des résultats quantitativement assez différents en terme de position et de largeur des pics, on retrouve des tendances similaires dans les deux configurations. On voit notamment que l'énergie correspondant au maximum de la distribution augmente avec la densité électronique entre $n_e = 5.6 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ et $n_e = 9.5 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ puis chute brutalement pour $n_e = 11.8 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ dans les deux configurations. De plus, dans les deux cas on observe qu'une proportion importante d'électrons est toujours présente autour de ~ 100 MeV pour $n_e = 11.8 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$.

5.4 Injection dans un second étage

Afin d'évaluer la possibilité d'utiliser l'ensemble ELISA-DACTOMUS pour des expériences d'accélération laser plasma à deux étages, nous avons testé l'injection de paquets d'électrons

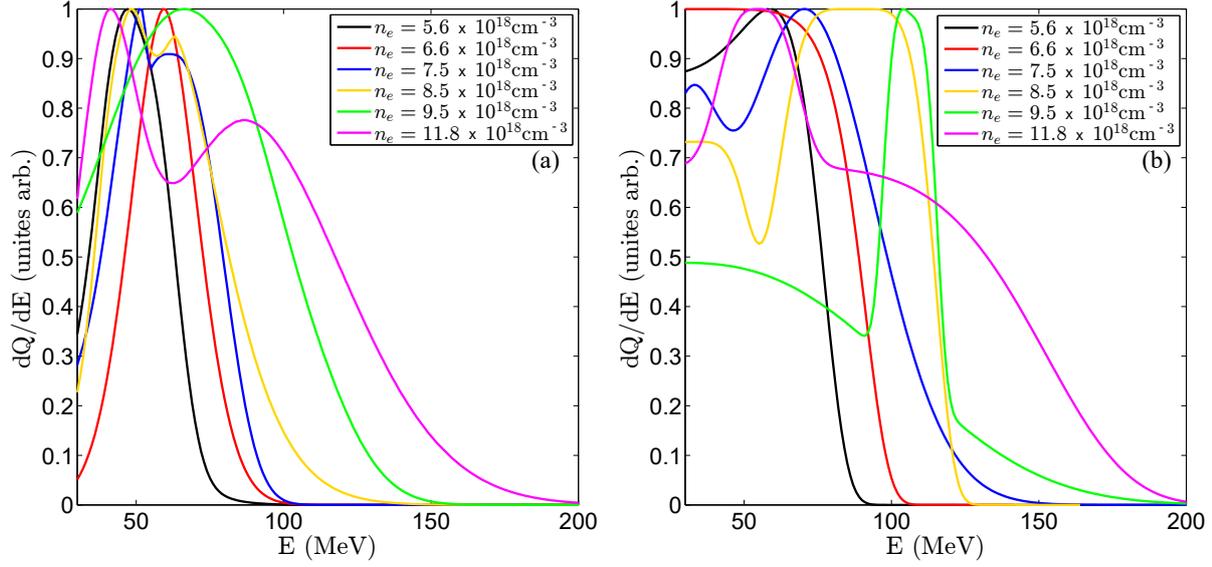


Figure 5.12 – (a) Distributions P_e correspondantes aux distributions expérimentales de la Fig. 5.10 dans la configuration \mathcal{S}_4 pour différentes valeurs de densité électronique. (b) Distributions P_e correspondantes aux distributions expérimentales de la Fig. 5.10 dans la configuration \mathcal{S}_2 pour différentes valeurs de densité électroniques.

dans un second étage laser plasma à l’aide du code WAKE [13, 14].

On s’intéresse ici à une situation sans guidage dans le deuxième étage, mais en utilisant une forte énergie laser. Le plasma d’entrée a une densité électronique de $n_{e0} = 10^{17} \text{ cm}^{-3}$, la puissance laser est choisie égale à la puissance critique pour cette densité et sa durée d’impulsion est choisie optimale (critère linéaire, voir Sec. 1.2.2.1). En fixant l’intensité maximale dans le plan focal à 10^{18} W/cm^2 , on obtient un rayon en $1/e^2$ dans le plan focal de $w_0 = 133.12 \text{ }\mu\text{m}$ et une longueur de Rayleigh de $z_R = 69.59 \text{ mm}$.

Afin de capturer le maximum d’électrons et de limiter l’accroissement de l’émittance, l’interaction électrons-plasma débute à $-4 \times z_R$ (où le rayon en $1/e^2$ du laser est $549 \text{ }\mu\text{m}$) du plan focal dans le vide. Pour réduire la divergence du faisceau en sortie, l’interaction se poursuit jusqu’à une distance de $5 \times z_R$ soit une distance totale d’interaction de $9 \times z_R \simeq 626 \text{ mm}$. Pour capturer le maximum d’électrons dans la structure accélératrice, ceux-ci sont injectés au maximum de champ radial (champ longitudinal nul). Un gradient de densité, présenté en Fig. 5.13, est ensuite utilisé pour éliminer le déphasage et maintenir le paquet d’électrons dans une zone de champ fort.

Le Tab. 5.2 résume les résultats des simulations WAKE obtenus. Nous avons injecté des paquets d’électrons mono-cinétiques à différentes énergies (de 60 à 80 MeV par pas de 5 MeV) en conservant les paramètres du laser et du plasma constants. Il faut noter que pour l’injection de paquets d’électrons mono-cinétiques, la durée des paquets est uniquement due à la taille transverse des paquets (c’est-à-dire une ligne verticale sur la Fig. 5.2) et la charge d’espace n’est pas prise en compte dans ce cas. Nous avons également injecté des paquets d’électrons non mono-cinétiques, avec la distribution en énergie présentée sur la Fig. 5.5, sans prendre en compte l’effet de charge d’espace (ligne « Distribution » du Tab. 5.2) et en prenant en compte l’effet de charge d’espace calculé avec une charge totale de 30 pC (ligne « D ; 30pC »). Les résultats de ces simulations doivent cependant être nuancés. Ils utilisent un

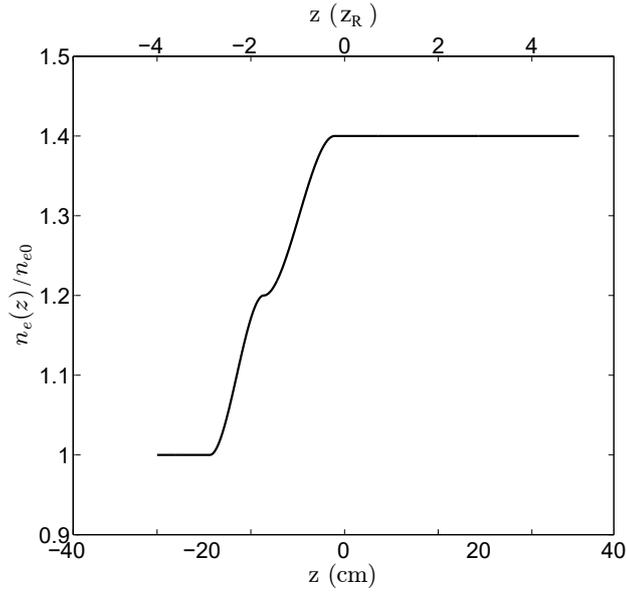


Figure 5.13 – Profil de densité normalisé à $n_{e0} = 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ utilisé dans les simulations WAKE. Le plan focal du laser dans le vide est situé à $z = 0 \text{ cm}$.

profil de densité « idéal », c'est-à-dire que sans gradient aux bords, or ceux-ci peuvent avoir un effet sur le couplage avec le deuxième étage. De plus les électrons sont injectés au début de la simulation à une phase appropriée, on considère donc une position transverse et une synchronisation idéales ce qui nous affranchit des contraintes liées aux fluctuations de pointé et aux fluctuations temporelles auxquelles devront répondre les réalisations expérimentales.

E_i	Taux de piégeage	$E_{f,moy}$	$\sigma_{rms}(E)$	$\frac{\sigma_{rms}(E)}{E_{f,moy}}$	$\sigma_{rms}(r)$	$\sigma_{rms}(\theta)$	$\varepsilon_{N,rms}$
MeV	%	MeV	MeV	%	μm	mrad	mm.mrad
60	3.68	2161.65	75.30	3.48	31.05	0.20	26.85
65	17.77	2189.17	73.12	3.34	33.66	0.16	22.81
70	100	2073.73	77.58	3.74	7.80	0.04	4.60
75	16.77	2189.17	73.12	3.34	35.85	0.17	25.13
80	10.21	2186.72	56.77	2.60	42.98	1.09	32.67
D	45.055	2024.4	180.21	8.82	41.62	0.23	37.55
D ; 30 pC	44.535	2036.6	180.37	8.86	40.46	0.23	36.70

Table 5.2 – Résumé des résultats des simulations WAKE pour l'injection d'électrons dans un second étage laser plasma.

Le taux de piégeage est défini comme le pourcentage d'électrons accélérés à haute énergie. $E_{f,moy}$ est l'énergie moyenne des électrons à la fin de la simulation, $\sigma_{rms}(E)$ est l'écart-type de la distribution en énergie finale, $\sigma_{rms}(r)$ est l'écart-type de la distribution spatiale finale, $\sigma_{rms}(\theta)$ est l'écart-type de la distribution angulaire finale et $\varepsilon_{N,rms}$ est l'émittance normalisée

à la fin de la simulation, définie comme :

$$\varepsilon_{N,rms} = \sqrt{(\varepsilon_{x,N,rms}^2 + \varepsilon_{y,N,rms}^2)} / 2 \quad (5.7)$$

avec $\varepsilon_{x,N,rms}^2 = (1/m_e c) \sqrt{\langle x^2 \rangle \langle p_x^2 \rangle - \langle xp_x \rangle^2}$ et $\varepsilon_{y,N,rms}^2 = (1/m_e c) \sqrt{\langle y^2 \rangle \langle p_y^2 \rangle - \langle yp \rangle^2}$.

Le profil en densité étant optimisé pour 70 MeV, on retrouve les meilleurs résultats à cette énergie : un taux de piégeage de 100 %, une énergie finale de $E_{f,moy} \simeq 2.07$ GeV avec une dispersion en énergie RMS relative de $\sigma_{rms}(E)/E_{f,moy} \simeq 3.74$ %, une divergence en sortie quasi-nulle ($\sigma_{rms}(\theta) \simeq 0.04$ mrad) et une émittance normalisée de $\varepsilon_{N,rms} \simeq 4.6$ mm.mrad. Lorsqu'on s'écarte de cette énergie optimale, on voit que l'énergie moyenne et la dispersion en énergie changent peu. Cependant le taux de piégeage décroît rapidement, notamment vers les basses énergies (3.68 % à 60 MeV) et l'émittance normalisée augmente brutalement lorsqu'on s'écarte de 70 MeV. Ces changements proviennent principalement de l'augmentation rapide de la taille transverse du paquet d'électrons observé dans les simulations qui a pour conséquence d'augmenter l'émittance. De plus, le plasma se comporte alors comme un diaphragme de rayon égal à la moitié du rayon en $1/e^2$ du laser en entrée (soit ~ 270 μm dans le cas étudié ici) ce qui limite le taux de piégeage lorsqu'on s'éloigne de 70 MeV et que la taille transverse augmente.

Lorsqu'on considère un paquet d'électrons non mono-cinétique, on voit que le taux de piégeage est réduit par rapport au cas d'électrons mono-cinétiques à 70 MeV mais reste supérieurs aux cas d'électrons mono-cinétiques à d'autres énergies avec environ 45 % de piégeage. La prise en compte de la charge d'espace dans ce cas n'a que peu d'incidence sur le calcul puisque la taille du paquet à l'entrée du second étage est importante, ainsi la densité de charge est faible. La conséquence de cette taille importante est l'augmentation de la dispersion en énergie ($\sigma_{rms}/E_{f,moy} \simeq 9$ %) et de l'émittance ($\varepsilon_{N,rms} \simeq 37$ mm.mrad).

5.5 Conclusion

La dernière propriété restant à mesurer pour étudier l'injection de ces paquets dans un second étage est la dimension longitudinale, c'est-à-dire la durée, des paquets d'électrons après transport à ~ 1 m de la source. Les simulations montrent que dans les conditions proches de celles réalisées expérimentalement, la durée du paquet est de l'ordre de ~ 10 fs à la sortie du plasma (voir par exemple la Fig. 4.14(a) où la taille longitudinale du paquet d'électrons est d'environ 3 μm , soit approximativement 10 fs). Au cours du transport, les effets de charge d'espace et les différences de vitesse et de chemin lors du transport ont pour résultat l'allongement du paquet. Par la simulation numérique du transport, on peut estimer la durée des paquets au niveau de l'écran Lanex à environ 85 fs dans une gamme de ± 5 % autour de 72.5 MeV en limitant l'angle d'entrée à 5 mrad. De telles durées sont un défi à mesurer expérimentalement, cependant la réduction des fluctuations de pointé grâce à la ligne de transport permettent d'envisager des mesures de durées s'appuyant sur un diagnostic d'émission de rayonnement de transition cohérent [117, 118] ou un diagnostic d'émission de rayonnement Smith-Purcell [119]. De telles mesures seront testées à UHI100 dans le cadre de la collaboration autour du projet CILEX / Apollon.

On résume dans le Tab. 5.3 les propriétés typiques des paquets d'électrons issus d'ELISA et mesurées après leur transport par la ligne DACTOMUS. Les tailles transverses dans le plan d'observation des configurations $\mathcal{S}_{3,4}$, σ_{\perp}^0 sont estimées par la plus grande taille fwhm observée dans les gammes d'énergie $[72.5 \pm \Delta E/2]$ MeV, et l'émittance transverse ϵ_{\perp} est estimée par $\sigma_y^0 \times (\sigma_{y fwhm}^{16mm} - \sigma_{y fwhm}^0) / 16$. La taille longitudinale σ_z est calculée à partir des données du calcul TraceWin (voir Sec. 5.2).

	$\Delta E = 0.06 \times 72.5$ MeV	$\Delta E = 0.1 \times 72.5$ MeV
Q_{tot} (pC)	[5 – 30]	
$Q_{[40-250\text{MeV}]}$ (pC)	[1 – 10]	
$Q_{[72.5\text{MeV} \pm \Delta E/2]}$ (pC)	~ 1.5	~ 2.4
$\sigma_{y fwhm}^0$ (μm fwhm)	~ 323	~ 440
σ_z (fs)	~ 76	~ 85
ϵ_{\perp} (mm.mrad)	~ 2.2	~ 3.6

Table 5.3 – Résumé des propriétés typiques des paquets d'électrons produits par ELISA et transportés par DACTOMUS avec $L_{cell} \simeq 0.5$ mm dans un mélange de gaz de composition 95% $\text{H}_2 + 5\% \text{N}_2$ à des densités électroniques de l'ordre de $n_e \simeq (8.5 \pm 0.3) \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$.

On observe un comportement des électrons après leur transport par DACTOMUS cohérent avec les comportements observés sans la ligne de transport mais avec une précision accrue sur le diagnostic d'énergie des électrons. La ligne DACTOMUS fonctionne conformément à ses spécifications et permet de focaliser des paquets de ~ 2 pC de charge, d'énergie $E = 72.5$ MeV avec $\Delta E/E = 10\%$ jusqu'à des tailles fwhm maximale de l'ordre de ~ 400 μm . Ces résultats permettent d'envisager dans un premier temps des mesures de durée des paquets d'électrons après transport, permettant éventuellement d'optimiser la ligne de transport. Dans un second temps lorsqu'un deuxième faisceau PW sera disponible, des expériences d'injection externe dans un second étage laser plasma pourront être testées. Bien que les simulations WakeEP indiquent que certains électrons ne seront pas piégés dans la structure du second étage car ils ne répondent pas aux contraintes de couplage, une partie (approximativement 45 % selon les simulations) des électrons transportés valident les conditions et peuvent théoriquement être injectés dans un second étage laser plasma.

Conclusion et perspectives

Dans le cadre de cette thèse, j'ai étudié le développement d'un injecteur laser plasma pour des expériences d'accélération multi-étages. En particulier, on s'est concentré sur le mécanisme d'injection induite par ionisation dans la cellule de longueur variable ELISA, conçue comme le prototype de l'injecteur pour les futures expériences d'accélération laser plasma multi-étages de CILEX sur Apollon. On va dans cette conclusion résumer les résultats obtenus concernant la cible en elle-même, les propriétés des électrons issus de cette cible et leur transport par une ligne magnétique. On terminera par des perspectives sur la future source pour les expériences multi-étages utilisant le laser Apollon et l'accélération laser plasma en général.

Résultats

Caractérisation de la cible

Une nouvelle cible, appelée ELISA, a été construite dans le cadre d'une collaboration entre le LPGP et le CEA. J'ai caractérisé le remplissage en gaz de cette cible et par conséquent la densité électronique du plasma lors de l'interaction. La densité électronique du plasma détermine, pour des paramètres laser fixés, l'auto-focalisation et par conséquent l'intensité maximale atteinte pendant l'interaction ce qui a une influence sur les mécanismes d'injections mis en jeu. Ainsi la densité a une influence sur la charge des paquets d'électrons produits, leur propriétés spatiales et leur stabilité. Il est donc crucial de caractériser le remplissage en gaz de la cellule.

Une approche expérimentale a d'abord été utilisée afin d'avoir accès à la densité électronique du plateau de densité en fonction des paramètres expérimentaux que sont la pression de réservoir, la longueur de la cellule ou encore la durée d'ouverture de la vanne d'injection. La géométrie de la cellule ne permettant pas le sondage optique sur tout le profil de gaz et notamment au niveau des gradients, une approche numérique a été utilisée pour calculer le profil de densité sur l'axe laser. J'ai donc utilisé le logiciel OpenFOAM pour simuler la dynamique de l'écoulement du gaz dans la cellule en géométrie 3D. Les résultats de ces simulations fluides sont en accord avec les résultats expérimentaux et ont pu être utilisés respectivement comme profil de densité électronique et valeur de densité électronique maximale dans les simulations PIC utilisant le code WARP.

Étude de la source d'électrons

La source d'électrons, produite lors de l'interaction de l'impulsion laser incidente avec le gaz confiné dans la cellule, a été étudiée et les paramètres expérimentaux ont été variés dans une gamme d'intérêt pour un injecteur laser plasma :

- La densité électronique a été variée de $n_e \simeq 4 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ à $n_e \simeq 20 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$.
- La proportion d'azote dans le mélange de gaz a varié de 0 % à 5 %.
- La longueur de la cellule a été variée de $L_{cell} \simeq 0.2 \text{ mm}$ à $L_{cell} \simeq 10 \text{ mm}$.
- Une énergie laser sur cible comprise entre $E_L \simeq 500 \text{ mJ}$ et $E_L \simeq 910 \text{ mJ}$.
- Une durée d'impulsion laser fwhm variant de $\tau_L \simeq 23 \text{ fs}$ à $\tau_L \simeq 37 \text{ fs}$.
- Une puissance laser entre $P_L \simeq 15 \text{ TW}$ et $P_L \simeq 40 \text{ TW}$.
- Les rayons en $1/e^2$ des taches focales observées ont varié entre $\sim 9 \text{ }\mu\text{m}$ et $\sim 17 \text{ }\mu\text{m}$.
- Par conséquent l'intensité sur cible a varié de $I_{max} \simeq 3 \times 10^{18} \text{ W/cm}^2$ à $I_{max} \simeq 5 \times 10^{18} \text{ W/cm}^2$.

De cette étude nous pouvons tirer les conclusions suivantes. Les grandes longueurs de cellule, typiquement supérieures au millimètre permettent de produire jusqu'à 1 nC mais la distribution en énergie très large associée n'est pas adaptée à la conception d'un injecteur. Une cellule dont la longueur est comprise entre $L_{cell} \simeq 0.2 \text{ mm}$ et $L_{cell} \simeq 0.75 \text{ mm}$ semble plus adaptée en produisant des spectres présentant dans certaines conditions de densité et de position du plan focal un pic dans la gamme d'énergie [50 – 100 MeV] avec typiquement 1 à 5 pC de charge dans une gamme de $\pm 5\%$ autour de 72 MeV. Les paquets d'électrons produits ont typiquement une divergence de l'ordre de $\sim 10 \text{ mrad}$ fwhm et des fluctuations de pointé de l'ordre de $\sim 2 \text{ mrad}$ à $\sim 10 \text{ mrad}$ qui semblent fortement corrélées avec les fluctuations de pointé laser.

Nous avons vu que l'injection induite par ionisation permet d'augmenter jusqu'à un facteur 10 la charge produite en comparaison à l'auto-injection et que la proportion d'azote peut être augmentée pour augmenter la charge produite. Les simulations PIC de certains cas [105] indiquent une localisation de l'injection induite par ionisation dans le gradient de densité à l'arrière de la cellule pour une cellule de $L_{cell} \simeq 0.8 \text{ mm}$ et une densité d'environ $n_e \simeq 9 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$. Nous avons également montré que la position du plan focal par rapport à la cellule et la forme du profil de densité jouent un rôle majeur sur la distribution en énergie des paquets d'électrons produits dans une cellule dont la longueur est d'environ $L_{cell} \simeq 0.5 \text{ mm}$ [107]. La position de focalisation est donc un paramètre d'intérêt permettant de contrôler la charge et l'extension de la distribution en énergie dans cette configuration composée d'une cellule courte, d'une intensité laser nécessitant l'auto-focalisation pour atteindre le seuil d'injection et du profil de densité électronique donné par la géométrie de notre cible ELISA.

Transport et focalisation des électrons

Dans le cadre de la collaboration de laboratoires préparant les expériences d'accélération laser plasma multi-étages qui auront lieu sur Apollon (LPGP, LIDyL, SACM, LLR, LAL), une ligne de transport et diagnostic magnétique a été construite et implantée sur l'installation laser UHI100 du CEA Saclay. Nous avons testé cette ligne de transport nommée DACTOMUS, mis en place des outils et des procédures pour son alignement et observé ses effets sur les paquets d'électrons issus de notre source. Cette ligne a notamment permis d'évaluer avec une bonne précision les distributions en énergie des paquets d'électrons transportés à environ 1 m de la source en plaçant un collimateur limitant la divergence maximale à $\pm 5 \text{ mrad}$ à l'entrée de la ligne.

On a ainsi pu obtenir des paquets d'électrons dont la distribution en énergie est piquée à une énergie comprise entre 50 et 100 MeV selon les conditions, comprenant typiquement $\sim 2 \text{ pC}$ de charge dans une gamme d'énergie de $72.5 \text{ MeV} \pm 5 \%$. L'énergie du pic peut être modifiée

par la valeur de la densité électronique et par la position du plan focal par rapport au profil de densité. Un autre effet de l'ensemble collimateur / DACTOMUS est de fortement réduire les fluctuations de pointé à des valeurs typiques de l'ordre de ~ 0.2 mm. Cette réduction des fluctuations de pointé est déterminante pour la stabilité du couplage des paquets d'électrons à la structure accélératrice d'un second étage laser plasma. De plus, le pouvoir focalisant de la ligne DACTOMUS a permis de réduire la taille transverse des électrons à environ ~ 440 μm fwhm dans une gamme d'énergie de $72.5 \text{ MeV} \pm 5 \%$.

Ces paramètres expérimentaux des paquets d'électrons transportés à 1 m de la source ont été utilisés pour simuler l'injection de paquets d'électrons dans un second étage accélérateur avec le code PIC WakeEP. Les résultats de ces simulations indiquent une accélération jusqu'à une énergie d'environ 2 GeV sur 626 mm avec un taux de piégeage d'environ 45 %, une dispersion en énergie finale d'environ 9% RMS et une émittance normalisée d'environ 37 mm.mrad.

Perspectives

Au cours de cette thèse, j'ai participé à la mise en place d'un dispositif qui permettra plusieurs études supplémentaires pour les expériences d'accélération laser plasma multi-étages. L'une d'entre elles est la caractérisation temporelle des paquets d'électrons transportés à 1 m de la source par la ligne DACTOMUS. En effet, les faibles fluctuations de pointé et les valeurs de charge laissent envisager des diagnostics reposant sur l'émission de rayonnement de transition cohérent ou de rayonnement Smith-Purcell. Ce travail permet également l'étude de l'impact de la traversée de matériaux sur les propriétés des paquets d'électrons, notamment l'impact d'un miroir plasma sur le trajet des électrons pour le transport de l'impulsion laser d'un deuxième étage laser plasma. De plus, de nouvelles cellules de longueurs fixes et donc plus compactes seront testées sur l'installation UHI100. Les longueurs de ces cellules ont été fixées par les longueurs préconisées par l'étude des paquets d'électrons produits par ELISA soit 0.5 mm et 0.75 mm.

A plus long terme, l'installation laser Apollon 10P devrait ouvrir au cours de l'année 2018, permettant les expériences d'accélération laser plasma multi-étages après les campagnes de validation des équipements. Entre temps, un travail numérique utilisant WARP d'optimisation du profil de densité dans la cellule pour encore améliorer les propriétés des paquets d'électrons produits par l'injecteur et l'étude de leur couplage dans un second étage laser plasma est en cours et sera achevé avant l'ouverture d'Apollon.

Liste des notations

\vec{A}	Potentiel vecteur
\vec{a}	Potentiel vecteur normalisé
γ_e	Facteur de Lorentz des électrons
Δn_e	Amplitude de la perturbation de densité
δn_e	Perturbation de densité
\vec{E}	Champ électrique
e	Charge d'un électron
ε_0	Permittivité diélectrique du vide
E_0	Amplitude du champ électrique
E_{def}	Champ de déferlement
f_e	Fonction de distribution des électrons
Γ	Indice adiabatique du gaz
H	Hamiltonien d'un électron
I_L	Intensité laser
\vec{j}	Densité de courant
k_B	Constante de Boltzmann
k_L	Nombre d'onde laser
k_p	Nombre d'onde plasma
L_d	Longueur d'épuisement laser
λ_{Debye}	Longueur de Debye
L_{diff}	Longueur de diffraction
L_φ	Longueur de déphasage
μ_0	perméabilité diélectrique du vide
n_e	Densité électronique
n_i	Densité ionique
n_{res}	Densité électronique de résonance
Φ	Potentiel scalaire

P_c	Puissance critique
p_e	Quantité de mouvement des électrons
φ_g	Phase de Gouy
ϕ	Potentiel électrique normalisé
ρ	Densité volumique de charge
R	Rayon de courbure du front d'onde
R_L	Rayon de Larmor relativiste
T_e	Température électronique
τ_L	Durée d'impulsion laser à mi-hauteur
T_{pe}	Période plasma électronique
T	Température
\vec{u}	Quantité de mouvement normalisé
\vec{v}_e	Vitesse des électrons
v_G	Vitesse de groupe de l'impulsion laser
v_p	Vitesse de phase de l'onde de plasma
w	Rayon en $1/e^2$
w_0	Rayon en $1/e^2$ au waist
ω_L	Pulsation laser
ω_{pe}	Pulsation plasma électronique
z_R	Longueur de Rayleigh

Liste des figures

1.1	Perturbation de la densité électronique et champ électrique associé en fonction de la phase. L'amplitude de la perturbation en densité électronique est telle que $\Delta n_e/n_{e0} = 0.2$ et la densité électronique à l'équilibre est $n_{e0} = 7 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$	7
1.2	(a) : Carte de densité électronique. (b) : Carte du champ longitudinal E_z . (c) : Carte du champ radial E_r . Le laser se propage de droite à gauche et les paramètres suivants ont été utilisés : pulsation plasma $\omega_p = \sqrt{8 \ln(2)}/\tau_L$ ($n_{e0} = 1.9 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$), rayon en $1/e^2$ de l'intensité laser $w_0 = 15 \text{ }\mu\text{m}$, $a_0 = 0.75$, longueur d'onde laser $\lambda_L = 0.8 \text{ }\mu\text{m}$	14
1.3	Amplitude normalisée du champ accélérateur en fonction de la durée de l'impulsion laser pour une densité électronique $n_{e0} = 5 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$, un rayon en $1/e^2$ de l'intensité laser $w_0 = 15 \text{ }\mu\text{m}$, $a_0 = 0.75$ et une longueur d'onde laser $\lambda_L = 0.8 \text{ }\mu\text{m}$. Les différentes courbes correspondent à différentes positions radiales par rapport à l'axe de propagation du laser.	15
1.4	Amplitude de la perturbation en densité et du champ accélérateur en fonction de la phase pour une densité électronique $n_{e0} = 5 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$, un rayon en $1/e^2$ de l'intensité laser $w_0 = 15 \text{ }\mu\text{m}$, $a_0 = 1.25$, une longueur d'onde laser $\lambda_L = 0.8 \text{ }\mu\text{m}$, une durée d'impulsion laser de $\tau_L = 40 \text{ fs}$. Le laser se propage de gauche à droite.	16
1.5	Carte de densité électronique d'une onde de sillage dans le régime de la bulle, obtenue avec le code WAKE [13, 14]. On représente sur une échelle de couleurs (du noir au blanc en passant par le rouge puis le jaune) la densité d'électrons de l'hydrogène et sur une autre échelle de couleurs (du blanc au bleu) les électrons de l'azote (il s'agit ici d'un mélange de gaz 99% H_2 +1% N_2 , voir Sec. 1.3.5). L'impulsion laser, représentée par des lignes vertes et violettes, se propage de gauche à droite et génère une bulle presque vide d'électrons dans son sillage.	17
1.6	Orbites des électrons dans l'espace des phases. Les lignes bleues représentent les orbites des électrons piégées, les lignes noires des orbites circulantes et la ligne verte représente l'orbite fluide (électrons initialement au repos n'ayant pas une vitesse suffisante pour être piégés et participant au mouvement collectif de l'onde plasma). L'axe des ordonnées est représenté en échelle logarithmique et on trace $u_z + 1 - \min(u_{fluide})$ pour éviter les valeurs négatives). Les paramètres utilisés sont les mêmes que pour la Fig. 1.4, c'est-à-dire $n_{e0} = 5 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$, $a_0 = 1.25$, $\lambda_L = 0.8 \text{ }\mu\text{m}$ et $\tau_L = 40 \text{ fs}$	20
1.7	Enveloppe laser, champs longitudinaux et potentiel de l'onde de sillage pour une impulsion gaussienne polarisée linéairement avec $a_0 = 2.5$	24
1.8	Énergie d'un électron dont le facteur relativiste est égal à celui associé à la vitesse de groupe de l'onde plasma $\gamma_e = \gamma_G$ en fonction de la densité électronique.	29

1.9	Longueurs caractéristiques en fonction de la densité pour $\tau_L = 30$ fs , $a_0 = 0.75$ (a) et $a_0 = 3$ (b).	30
1.10	Schéma de principe d'un accélérateur laser plasma multi-étages.	31
2.1	(a) : Photographie de la cellule de longueur variable ELISA. (b) : Schéma de principe de l'intérieur de la cellule.	35
2.2	(a) : Schéma du montage interférométrique. (b) : Figure d'interférence dans le plan de la fente ; les deux lignes verticales symbolisent le réglage de la fente avant l'injection de gaz.	36
2.3	Exemple de signaux mesurés à différentes étapes du traitement. (a) Signal normalisé $S_N(t)$. (b) Déphasage $\Delta\varphi_d(t)$ avec $k(t) = 0$. (c) Densité électronique finale $n_e(t)$.	38
2.4	Densité électronique en fonction de la pression de réservoir pour des durées d'ouverture de vanne de 30 et 40 ms et une longueur de cellule de $L_{cell} = 5$ mm.	39
2.5	Densité électronique en fonction de la pression de réservoir pour $L_{cell} = 1, 5$ et 10 mm.	40
2.6	(a) : Schéma d'une section transverse de la cellule et conditions aux bords. (b) : Schéma d'une coupe longitudinale et conditions aux bords. (c) : Maillage simplifié tel que visualisé dans Gnuplot [93]. Le nombre de cellules dans chaque direction a été divisé par 2 pour faciliter la visualisation.	43
2.7	Densité électronique au centre de la cellule. Les lignes verticales indiquent les 4 instants particuliers choisis pour tracer la Fig. 2.8 et les courbes de la Fig. 2.9.	44
2.8	Densité d'hydrogène ρ_{H_2} dans le plan perpendiculaire à l'axe laser au centre de la cellule pour différents instants. Le maximum de l'échelle de couleur correspond à une pression de 500 mbar.	45
2.9	Distribution de densité électronique le long de l'axe laser à 4 instants particuliers correspondant aux lignes verticales de la Fig. 2.7. Les surfaces grisées représentent les faces d'entrée et de sortie. Les surfaces vertes représentent les zones où $Kn \geq 0.01$.	46
3.1	Principe d'une chaîne laser CPA. Le code de couleur symbolise les différentes fréquences composant l'impulsion.	48
3.2	Chaîne laser du LLC comprenant successivement dans l'ordre de propagation du faisceau (a) : l'oscillateur, (b) : pré-amplificateur multi-passages, (c) : étireur, (d) : amplificateur régénératif, (e) : amplificateur multi-passages, (f) : filtre spatial, (g) : amplificateur multi-passages cryogénique, (h) : faisceau principal vers compresseur, (i) : faisceau secondaire, (j ₁₋₉) : lasers Nd:YAG de pompe.	49
3.3	Centroïdes des impulsions laser au plan focal (a) sans et (b) avec stabilisation active du pointé laser. Figures extraites et modifiées de la Réf. [94].	50
3.4	Profil transverse d'intensité avant (a) et après (b) correction du front d'onde.	51
3.5	Schéma du dispositif expérimental au LLC.	52
3.6	Corrélation des fluctuations de pointé sur la caméra C_2 et la caméra C_{IO} . Les croix rouges correspondent au système de stabilisation de pointé actif, tandis que les croix bleues correspondent au système désactivé. Figure extraite et modifiée de la Réf. [96].	53
3.7	Profils transverses à différentes positions sur l'axe laser.	54

3.8	Enveloppe du faisceau autour du plan focal comparé à une enveloppe théorique gaussienne de même rayon en $1/e^2$ au plan focal. Les lignes horizontales en pointillé indiquent les rayons en $1/e^2$ au plan focal, maximum (rouge) $w_{0,max} = 15.24 \mu\text{m}$, minimum (vert) $w_{0,min} = 8.94 \mu\text{m}$, et moyen (noir) $w_{0,moy} = 12.96 \mu\text{m}$ observés durant la campagne. La surface grisée représente la zone où $ z \leq z_R$	55
3.9	(a) : Trace de l'autocorrélateur. (b) : Contraste temporel. La ligne pointillée entre $t = -110 \text{ ps}$ et $t \sim 0 \text{ ps}$ représente l'absence de mesure.	57
3.10	Principe de la mesure Shack-Hartmann.	59
3.11	Distribution d'énergie laser dans le plan focal avant (a) et après (b) correction du front d'onde.	60
3.12	(a) : Exemple de profil radial mesuré et profil gaussien ajusté correspondant en échelle logarithmique. (b) : Énergie encerclée en fonction du rayon r du cercle.	61
3.13	Schéma de l'enceinte expérimentale.	62
3.14	Exemple d'image d'ombroscopie obtenue avec l'impulsion sonde.	63
3.15	Schéma des configurations expérimentales à UHI100. Les cadres rouges indiquent les ensembles d'éléments actifs. (a) Configuration \mathcal{S}_1 : Le Lanex 1 est sur l'axe à 441 mm de la source. (b) Configuration \mathcal{S}_2 : Dipôle 1 suivi du Lanex 1. (c) Configuration \mathcal{S}_3 : Triplet de quadrupôle sur le trajet des électrons et observations sur l'écran Lanex 2 à 981 mm de la source. (d) Configuration \mathcal{S}_4 : Triplet de quadrupôle et dipôle 2 sur le trajet du faisceau pour observer la distribution en énergie des paquets d'électrons sur le Lanex 2.	64
3.16	Principe de la mesure de la divergence fwhm des paquets d'électrons.	66
3.17	(a) Image d'un faisceau d'électrons non dévié, projections horizontales et verticales associées et divergences fwhm. (b) Image d'un paquet d'électrons dispersé par le dipôle du LLC et projection sur l'axe non-dévié. (c) Distribution en énergie d'un paquet d'électrons dispersé par le dipôle du LLC et divergence fwhm sur l'axe vertical en fonction de l'énergie.	66
3.18	Schéma de principe du spectromètre à électrons.	68
3.19	Schéma sources d'incertitudes sur l'énergie.	70
3.20	(a) : Courbes de dispersion correspondant à la configuration du LLC calculées en supposant un champ magnétique constant et en intégrant numériquement l'équation du mouvement. (b) : Incertitudes sur l'énergie dans la configuration du LLC avec une fluctuation de pointé typique de 3 mrad et une divergence de 10 mrad. (c) : Courbes de dispersion correspondant à la configuration \mathcal{S}_2 de UHI100 calculées en supposant un champ constant et en intégrant numériquement l'équation du mouvement. (d) : Incertitudes sur l'énergie dans la configuration \mathcal{S}_2 de UHI100 avec une fluctuation de pointé typique de 4.5 mrad et une divergence de 10 mrad.	71
4.1	(a) : Charge totale en fonction de la densité électronique et (b) divergences horizontales et verticales pour un mélange de gaz de composition 99% $\text{H}_2 + 1\% \text{N}_2$, $L_{cell} = 0.58 \text{ mm}$ et les faces d'entrée/sortie percées de trous de 200 μm de diamètre et le plan focal est situé à $z_f \simeq 1.3 \text{ mm}$ après la face interne de l'entrée de la cellule, c'est à dire à $z = 3.3 \text{ mm}$ sur l'axe de la Fig. 2.8(b). Ce résultat a été obtenu au LLC avec une intensité laser $I_{max,LLC} \simeq (3.1 \pm 0.9) \times 10^{18} \text{ W/cm}^2$, soit $a_0 \simeq 1.2$	76

4.2	Valeur maximale de a_0 (noir) et de la densité relative au maximum d'intensité (rouge) en fonction de la densité (calculs WAKE).	78
4.3	Distribution en énergie typique des paquets d'électrons produits au LLC pour différentes densités électroniques : (a) $n_e \simeq 7.1 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$, (b) $n_e \simeq 8.0 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$, (c) $n_e \simeq 8.5 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$, (d) $n_e \simeq 9.0 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$, (e) $n_e \simeq 9.5 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$, (f) $n_e \simeq 10.4 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$. La composition du mélange de gaz utilisé est 99% H_2 +1% N_2 , la longueur de la cellule est $L_{cell} = 0.2 \text{ mm}$, la position du plan focal est $z_f = 0.75 \text{ mm}$ après la face interne de la face d'entrée (c'est à dire à 2.75 mm sur l'axe de la Fig. 2.8(b)) et les faces d'entrée/sortie sont percées de trous de 200 μm de diamètre.	79
4.4	(a) : Énergie maximale et (b) énergie moyenne en fonction de la densité électronique du plasma correspondant aux spectres de la Fig. 4.3. Les croix bleues représentent chaque tir et les cercles rouges représentent la moyenne des tirs à paramètres expérimentaux fixés.	80
4.5	Identification des espèces par comparaison entre les paquets obtenus avec un mélange de gaz 99% H_2 +1% N_2 (a) et de l'hydrogène (H_2) pur (b) à une densité électronique de $n_e = 9.6 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ et pour une longueur de cellule de $L_{cell} = 0.7 \text{ mm}$. Chaque image est normalisée à sa valeur maximale. Les spectres typiques associés à ces images de l'écran Lanex sont représentés sur la Fig. 4.5(c) et normalisés à la valeur du pic situé à $\sim 150 \text{ MeV}$. Figure extraite de la réf [105].	81
4.6	Distribution en énergie typique des paquets d'électrons produits à UHI100 pour différentes densités électroniques : (a) $n_e \simeq 4.61 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ (b) $n_e \simeq 5.59 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ (c) $n_e \simeq 6.57 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ (d) $n_e \simeq 7.54 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ (e) $n_e \simeq 8.52 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ (f) $n_e \simeq 9.49 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$. La composition du mélange de gaz utilisé est 99% H_2 +1% N_2 , la longueur de la cellule est $L_{cell} = 0.5 \text{ mm}$, la position du plan focal est $z_f = 0 \text{ mm}$ après la face interne de la face d'entrée (c'est à dire à 2 mm sur l'axe de la Fig. 2.8(b)) et les faces d'entrée/sortie sont percées de trous de 400 μm de diamètre.	82
4.7	(a) : Énergie maximale et (b) énergie moyenne en fonction de la densité électronique du plasma correspondant aux spectres de la Fig. 4.6. Les croix bleues représentent chaque tir et les cercles rouges représentent la moyenne des tirs à paramètres expérimentaux fixés.	83
4.8	(a) : Spectres mesurés pour différentes proportions d'azote dans le mélange de gaz et (b) charge totale au dessus du seuil de détection ($\sim 50 \text{ MeV}$) correspondante. La densité électronique est $n_e = 9.96 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$, la longueur de la cellule est $L_{cell} = 0.8 \text{ mm}$, la position du plan focal est $z_f = 0.5 \text{ mm}$ après la face interne de la face d'entrée (c'est à dire à 2.5 mm sur l'axe de la Fig. 2.8(b)) et les faces d'entrée/sortie sont percées de trous de 200 μm de diamètre.	84
4.9	(a) Charge moyenne (moyenne de 5 tirs) des paquets d'électrons dont l'énergie est au dessus de 50 MeV en fonction de la longueur de la cellule L_{cell} pour différentes positions de focalisation z_f et $n_e \simeq 4.1 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$. (b) Distribution en énergie moyenne des électrons pour différentes longueurs de cellule. Ces spectres correspondent aux points de la Fig. 4.9(a) pour $z_f = 0.3 \text{ mm}$. Ces résultats ont été obtenus au LLC avec une intensité laser d'environ $I_{LLC} \simeq (3.1 \pm 0.9) \text{ W/cm}^2$ ($a_0 \simeq 1.2$).	86

- 4.10 Charge en fonction de la densité électronique pour différentes longueur avec $z_f = -0.25$ mm. La référence pour les positions du plan focal est la surface interne de la face d'entrée, soit comme sur l'axe des abscisses de la Fig. 4.12(c). 87
- 4.11 Spectres pour différentes positions de la cellule par rapport au plan focal dans le vide : (a) $z_f = -0.35$ mm, (b) $z_f = 0.15$ mm, (c) $z_f = 0.65$ mm, (d) : $z_f = 0.9$ mm en fixant l'origine de l'axe sur la face interne de la face d'entrée de la cellule comme sur la Fig. 4.12. Les lignes continues représentent les données expérimentales (moyenne de 2 tirs), les lignes pointillées représentent les résultats de simulations WARP et les surfaces grisées représentent l'incertitude expérimentale sur l'énergie. Les spectres de simulations sont normalisés à la valeur expérimentale à ~ 55 MeV où $z_f = -0.35$ mm. 88
- 4.12 (a) : Charge au dessus du seuil de détection (~ 55 MeV) et (b) : énergie maximale des paquets d'électrons en fonction de la position du plan focal. Les croix bleues représentent les données expérimentales (moyenne de 2 tirs) et les cercles rouges représentent les résultats de simulations WARP. La charge calculée par les simulations est normalisée à la valeur expérimentale dans le cas $z_f = -0.35$ mm. La valeur des barres d'erreurs sur la charge expérimentale est l'écart maximal entre la moyenne et les valeurs dont celle-ci est issue. Les barres d'erreur sur l'énergie maximale expérimentale représentent l'incertitude expérimentale associée à cette énergie calculée de la façon décrite en Sec. 3.3.4.2. Les surfaces grisées sur chacun des graphiques représentent le profil de densité normalisé n_e/n_{e0} utilisé dans les simulations. La surface interne de la face d'entrée est située à 0 mm et celle de la face de sortie à 0.5 mm. . . . 89
- 4.13 Évolution du vecteur potentiel normalisé a_0 obtenu dans les simulations WARP pour les différentes positions du plan focal dans le vide z_f . Les lignes pointillées verticales représentent le début de l'injection et la surface grisée représente le profil de densité normalisé n_e/n_{e0} utilisé dans les simulations. 90
- 4.14 (a) Carte de densité électronique issue des simulations WARP dans le cas $z_f = 0.15$ mm. Les électrons dont l'énergie est supérieure à 35 MeV sont représentés par des points noirs et superposés à l'image. (b) Champ électrique longitudinal sur l'axe laser. 91
- 4.15 Charge au dessus de 4 MeV en fonction de l'énergie réduite. Ces résultats ont été obtenus par *Mangles et al.* [35] avec de l'hydrogène (H_2) pur dans un jet de gaz supersonique produisant un profil en densité homogène de longueur 1.8 mm. La densité maximale était de $5 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$, la durée minimale d'impulsion était de 42 fs, l'énergie sur cible maximale était de 0.7 J et la meilleure tache focale obtenue avait une proportion d'énergie dans un cercle de diamètre fwhm de $\alpha = 0.48$. Chaque point représente la moyenne de 5 tirs et les barres d'erreurs représentent 1 écart-type. 92

4.16	Charge en fonction de l'énergie réduite pour différentes longueurs de cellule. Chaque croix représente une mesure, les lignes représentent le profil de densité électronique et les points sur chaque profil représentent la position relative du plan focal dans le vide. Chaque sous-figure correspond à une position de focalisation : (a) $z_f \simeq 1.25$ mm par rapport à la surface interne de la face d'entrée, (b) $z_f \simeq 0.8$ mm avec la même référence. Les barres d'erreurs horizontales représentent l'incertitude sur l'énergie réduite prenant en compte l'incertitude sur l'énergie sur cible ainsi que l'incertitude sur la densité électronique associées aux fluctuations. Les barres d'erreurs verticales représentent l'incertitude sur la charge associée à l'incertitude sur le facteur de calibration (voir 3.3.2.1).	94
4.17	Charge en fonction de l'énergie réduite à UHI100 pour une cellule de longueur $L_{cell} = 0.5$ mm comparée aux comportements observés au LLC (voir Fig. 4.16(a-b)).	96
4.18	Comparaison des spectres obtenus à UHI100 (a) et au LLC (b) pour les mêmes paramètres plasma (L_{cell} , z_f et composition du gaz identiques).	97
4.19	Images cumulées des Lanex obtenues à UHI100 et au LLC. (a) UHI100 : 10 images cumulées du Lanex 1 dans la configuration \mathcal{S}_1 pour $n_e \simeq 7.1 \times 10^{18}$ cm ⁻³ , $L_{cell} \simeq 0.5$ mm et $z_f \simeq -0.9$ mm. (b) LLC : 9 images cumulées du Lanex situé à 417 mm d'ELISA pour $n_e \simeq 10.7 \times 10^{18}$ cm ⁻³ , $L_{cell} \simeq 4.2$ mm et $z_f \simeq 1.3$ mm. Les croix bleues représentent les barycentres de chaque tir.	98
5.1	(a) Schéma de la ligne de transport et diagnostic (distances en mm). Champs magnétiques sur l'axe (b) du triplet de quadrupôles et (c) du dipôle calculés avec OPERA. Figures (b) et (c) extraites de la Réf. [115]	106
5.2	Temps d'arrivée des électrons en fonction de leur énergie pour différents angles d'émission.	107
5.3	(a) Position calculée y d'un électron dans le plan de l'écran Lanex en fonction de son énergie pour différents angles d'émission. (b) Angle de sortie θ_{focal} d'un électron dans le plan du Lanex en fonction de son énergie et pour différents angles initiaux.	108
5.4	Fonctions réponses (a) F_R^T dans la configuration \mathcal{S}_4 et (b) F_R^D dans la configuration \mathcal{S}_2 .	109
5.5	Distribution en énergie P_e normalisée utilisée pour la reconstruction des distributions g_e et g_l .	110
5.6	(a) Tailles verticales fwhm mesurées dans la configuration \mathcal{S}_4 (en rouge) et après avoir éloigné le Lanex de 16 mm (en noir). (b) Tailles verticales RMS calculées dans la configuration \mathcal{S}_4 (en rouge) et dans un plan 16 mm plus éloigné du triplet.	111
5.7	(a) Exemple d'image de l'émission du Lanex dans la configuration \mathcal{S}_1 . (b) Exemple d'image de l'émission du Lanex dans la configuration \mathcal{S}_2 . (c) : Émission du Lanex intégrée dans la direction horizontale (selon l'axe de dispersion du dipôle), proportionnelle à la distribution de charge dans le plan vertical dans les configurations \mathcal{S}_1 et \mathcal{S}_2 .	113

5.8	(a) : Charge moyenne mesurée dans la gamme [40 - 250 MeV] dans la configuration \mathcal{S}_2 (croix bleues, moyennes sur 5 tirs) et dans la configuration \mathcal{S}_4 (croix rouges, moyennes sur 3 tirs) en fonction de la densité électronique du plasma. (b) : Transmission des électrons dans la gamme [40 - 250 MeV] par l'ensemble de la ligne de transport. La longueur de la cellule était $L_{cell} \simeq 0.5$ mm et le plan focal était situé à $z_f = -0.5$ mm, le collimateur de 1.5 mm était en place à l'entrée du triplet. Ces valeurs de charge correspondent aux spectres de la Fig. 5.10.	114
5.9	Images cumulées (10 tirs) de la distribution spatiale des paquets d'électrons imagée par le Lanex après le triplet soit à ~ 981 mm d'ELISA (configuration \mathcal{S}_3 voir Fig. 3.15) pour $n_e \simeq (7.05 \pm 0.21) \times 10^{18} \text{cm}^{-3}$, $L_{cell} \simeq 0.5$ mm et $z_f \simeq -0.5$ mm.	115
5.10	Distributions en énergie normalisées mesurées derrière ELISA dans la configuration \mathcal{S}_2 en bleu (spectres moyens sur 5 tirs) et après la ligne DACTOMUS (configuration \mathcal{S}_4) en rouge (spectres moyens sur 3 tirs). Les conditions expérimentales étaient $L_{cell} \simeq 0.5$ mm et $z_f = -0.5$ mm et les valeurs de densité électronique : (a) $n_e = 5.6 \times 10^{18} \text{cm}^{-3}$; (b) $n_e = 6.6 \times 10^{18} \text{cm}^{-3}$; (c) $n_e = 7.5 \times 10^{18} \text{cm}^{-3}$; (d) $n_e = 8.5 \times 10^{18} \text{cm}^{-3}$; (e) $n_e = 9.5 \times 10^{18} \text{cm}^{-3}$; (f) $n_e = 11.8 \times 10^{18} \text{cm}^{-3}$. Les barres d'erreurs sont estimées par la méthode décrite en Sec. 3.3.4.2 appliquées aux valeurs données dans le Tab. 4.2 pour UHI100.	117
5.11	Distributions en énergie normalisées mesurées derrière ELISA et après la ligne DACTOMUS (configuration \mathcal{S}_4 ; spectres moyens sur 3 tirs; points noirs), distributions P_l ajustés sur les distributions expérimentales (lignes en pointillés rouges) et distributions P_e en entrée du système reconstruites à partir des distributions P_l pour différentes valeurs de densité électronique. Les conditions expérimentales étaient $L_{cell} \simeq 0.5$ mm et $z_f = -0.5$ mm et les valeurs de densité électronique : (a) $n_e = 5.6 \times 10^{18} \text{cm}^{-3}$; (b) $n_e = 6.6 \times 10^{18} \text{cm}^{-3}$; (c) $n_e = 7.5 \times 10^{18} \text{cm}^{-3}$; (d) $n_e = 8.5 \times 10^{18} \text{cm}^{-3}$; (e) $n_e = 9.5 \times 10^{18} \text{cm}^{-3}$; (f) $n_e = 11.8 \times 10^{18} \text{cm}^{-3}$	118
5.12	(a) Distributions P_e correspondantes aux distributions expérimentales de la Fig. 5.10 dans la configuration \mathcal{S}_4 pour différentes valeurs de densité électronique. (b) Distributions P_e correspondantes aux distributions expérimentales de la Fig. 5.10 dans la configuration \mathcal{S}_2 pour différentes valeurs de densité électroniques.	119
5.13	Profil de densité normalisé à $n_{e0} = 10^{17} \text{cm}^{-3}$ utilisé dans les simulations WAKE. Le plan focal du laser dans le vide est situé à $z = 0$ cm.	120

Liste des tableaux

1.1	Propriétés des champs pour des électrons en fonction de leur phase dans l'onde de plasma.	14
1.2	Résumés des propriétés des électrons obtenus pour les différents mécanismes d'injection et des points forts et points faibles de chaque mécanisme.	26
1.3	Paramètres du modèle proposé en réf. [30] en fonction du régime. Il est à noter que l'expression de w_0 correspond à la compensation de la diffraction par l'autofocalisation, résultant en de faibles oscillations de la taille transverse de l'impulsion.	29
3.1	Paramètres laser typiques des installations du LLC et de UHI100 lors des campagnes expérimentales.	72
4.1	Résumé des paramètres expérimentaux pour le laser du LLC et UHI100.	95
4.2	Résumé des divergences horizontales et verticales $\theta_{x_{fwhm}}$ et $\theta_{y_{fwhm}}$ moyennes et écart-type associés pour chaque installation et fluctuations de pointés horizontales et verticales \emptyset_x et \emptyset_y estimé par l'écart-type des distributions des barycentres. Les valeurs données ici correspondent aux séries tracées sur la Fig. 4.19.	99
5.1	Valeur moyenne et écart-type des dimensions fwhm horizontales X_{fwhm} et verticales Y_{fwhm} associées aux images de la Fig. 5.9 et fluctuations de pointé horizontales C_x et verticales C_y estimées par l'écart-type des distributions horizontale et verticale des barycentres des tirs.	116
5.2	Résumé des résultats des simulations WAKE pour l'injection d'électrons dans un second étage laser plasma.	120
5.3	Résumé des propriétés typiques des paquets d'électrons produits par ELISA et transportés par DACTOMUS avec $L_{cell} \simeq 0.5$ mm dans un mélange de gaz de composition 95% H ₂ +5%N ₂ à des densités électroniques de l'ordre de $n_e \simeq (8.5 \pm 0.3) \times 10^{18}$ cm ⁻³	122

Bibliographie

- [1] B.J. Holzer, *Introduction to particle accelerators and their limitations*, [CERN Yellow Reports](#) **1** (2016), 29.
- [2] T. Tajima and J. M. Dawson, *Laser electron accelerator*, [Phys. Rev. Lett.](#) **43** (1979), 267–270.
- [3] W. P. Leemans, A. J. Gonsalves, H.-S. Mao, K. Nakamura, C. Benedetti, C. B. Schroeder, C. Tóth, J. Daniels, D. E. Mittelberger, S. S. Bulanov, J.-L. Vay, C. G. R. Geddes, and E. H. Esarey, *Multi-GeV electron beams from capillary-discharge-guided subpetawatt laser pulses in the self-trapping regime*, [Phys. Rev. Lett.](#) **113** (2014), 245002.
- [4] F Albert, A G R Thomas, S P D Mangles, S Banerjee, S Corde, A Flacco, M Litos, D Neely, J Vieira, Z Najmudin, R Bingham, C Joshi, and T Katsouleas, *Laser wakefield accelerator based light sources: potential applications and requirements*, [Plasma Physics and Controlled Fusion](#) **56** (2014), 084015.
- [5] S Fourmaux, S Corde, K Ta Phuoc, P Lassonde, G Lebrun, S Payeur, F Martin, S Sebban, V Malka, A Rousse, and JC Kieffer, *Single shot phase contrast imaging using laser-produced betatron x-ray beams*, [Optics letters](#) **36** (2011).
- [6] 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. E. 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*, [Nucl. Instrum. Meth. A](#) **740** (2013), 158–164.
- [7] L. M. Gorbunov and V. I. Kirsanov, *Excitation of plasma waves by an electromagnetic wave packet*, [Sov. Phys. JETP](#) **66** (1987), 290–294.
- [8] R. Lehe, C. Thaury, E. Guillaume, A. F. Lifschitz, and V. Malka, *Laser-plasma lens for laser-wakefield accelerators*, [Phys. Rev. ST Accel. Beams](#) **17** (2014), 121301.
- [9] C. Thaury, E. Guillaume, A. Dopp, 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*, [Nat Commun](#) **6** (2015), –.
- [10] J. van Tilborg, S. Steinke, C. G. R. Geddes, N. H. Matlis, B. H. Shaw, A. J. Gonsalves, J. V. Huijts, K. Nakamura, J. Daniels, C. B. Schroeder, C. Benedetti, E. Esarey, S. S. Bulanov, N. A. Bobrova, P. V. Sasorov, and W. P. Leemans, *Active plasma lensing for relativistic laser-plasma-accelerated electron beams*, [Phys. Rev. Lett.](#) **115** (2015), 184802.
- [11] I. Kostyukov, A. Pukhov, and S. Kiselev, *Phenomenological theory of laser-plasma interaction in bubble regime*, [Phys. Plasmas](#) **11** (2004), 5256–5264.

-
- [12] 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*, *Phys. Plasmas* **13** (2006), 056709.
- [13] P. Mora and T. M. Antonsen, *Kinetic modeling of intense, short laser pulses propagating in tenuous plasmas*, *Phys. Plasmas* **4** (1997), 217–229.
- [14] B. S. Paradkar, B. Cros, P. Mora, and G. Maynard, *Numerical modeling of multi-gev laser wakefield electron acceleration inside a dielectric capillary tube*, *Physics of Plasmas* **20** (2013).
- [15] P. Sprangle, C.-M. Tang, and E. H. Esarey, *Relativistic self-focusing of short-pulse radiation beams in plasmas*, *IEEE T. Plasma Sci.* **15** (1987), 145–153.
- [16] P. Sprangle, E. H. Esarey, A. Ting, and G. Joyce, *Laser wakefield acceleration and relativistic optical guiding*, *Appl. Phys. Lett.* **53** (1988), 2146–2148.
- [17] F. Wojda, K. Cassou, G. Genoud, M. Burza, Y. Glinec, O. Lundh, A. Persson, G. Vieux, E. Brunetti, R. P. Shanks, D. Jaroszynski, N. E. Andreev, C.-G. Wahlström, and B. Cros, *Laser-driven plasma waves in capillary tubes*, *Phys. Rev. E* **80** (2009), 066403.
- [18] E. H. Esarey and M. Pilloff, *Trapping and acceleration in nonlinear plasma waves*, *Phys. Plasmas* **2** (1995), 1432–1436.
- [19] C. B. Schroeder, E. H. Esarey, B. A. Shadwick, and W. P. Leemans, *Trapping, dark current, and wave breaking in nonlinear plasma waves*, *Phys. Plasmas* **13** (2006), 033103.
- [20] P. Mora and T. M. Antonsen, *Electron cavitation and acceleration in the wake of an ultraintense, self-focused laser pulse*, *Phys. Rev. E* **53** (1996), R2068.
- [21] P. Sprangle, E. H. Esarey, J. Krall, and G. Joyce, *Propagation and guiding of intense laser pulses in plasmas*, *Phys. Rev. Lett.* **69** (1992), 2200–2203.
- [22] N. E. Andreev, L. M. Gorbunov, V. I. Kirsanov, A. A. Pogosova, and R. R. Ramazashvili, *Resonant excitation of wakefields by a laser pulse in a plasma*, *JETP lett.* **55** (1992), 572–576.
- [23] T. M. Antonsen and P. Mora, *Self-focusing and raman scattering of laser pulses in tenuous plasmas*, *Phys. Rev. Lett.* **69** (1992), 2204–2207.
- [24] A. Modena, Z. Najmudin, A. Dangor, C. E. Clayton, K. A. Marsh, C. Joshi, V. Malka, C. Darrow, C. Danson, D. Neely, and F. Walsh, *Electron acceleration from the breaking of relativistic plasma waves*, *Nature* **377** (1995), 606–608.
- [25] K.-C. Tzeng, W. B. Mori, and T. Katsouleas, *Electron beam characteristics from laser-driven wave breaking*, *Phys. Rev. Lett.* **79** (1997), 5258–5261.
- [26] D. Gordon, K. C. Tzeng, C. E. Clayton, A. E. Dangor, V. Malka, K. A. Marsh, A. Modena, W. B. Mori, P. Muggli, Z. Najmudin, D. Neely, C. Danson, and C. Joshi, *Observation of electron energies beyond the linear dephasing limit from a laser-excited relativistic plasma wave*, *Phys. Rev. Lett.* **80** (1998), 2133–2136.
- [27] 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* **431** (2004), 535–538.

- [28] C. G. R. Geddes, C. Tóth, J. van Tilborg, E. H. Esarey, C. B. Schroeder, D. Bruhwiler, C. Nieter, J. R. Cary, and W. P. Leemans, *High-quality electron beams from a laser wakefield accelerator using plasma-channel guiding*, *Nature* **431** (2004), 538–541.
- [29] 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* **431** (2004), 541–544.
- [30] W. Lu, M. Tzoufras, C. Joshi, F. S. Tsung, W. B. Mori, J. M. Vieira, R. A. Fonseca, and L. O. Silva, *Generating multi-GeV electron bunches using single stage laser wakefield acceleration in a 3D nonlinear regime*, *Phys. Rev. ST Accel. Beams* **10** (2007), 061301.
- [31] I. Kostyukov, E. Nerush, A. Pukhov, and V. Seredov, *Electron self-injection in multi-dimensional relativistic-plasma wake fields*, *Phys. Rev. Lett.* **103** (2009), 175003.
- [32] I Kostyukov, E Nerush, A Pukhov, and V Seredov, *A multidimensional theory for electron trapping by a plasma wake generated in the bubble regime*, *New J. Phys.* **12** (2010), 045009.
- [33] S. A. Yi, V. Khudik, S. Y. Kalmykov, and G. Shvets, *Hamiltonian analysis of electron self-injection and acceleration into an evolving plasma bubble*, *Plasma Phys. Control. Fusion* **53** (2011), 014012.
- [34] D. H. Froula, C. E. Clayton, T. Döppner, K. A. Marsh, C. P. J. Barty, L. Divol, R. A. Fonseca, S. H. Glenzerand, C. Joshi, W. Lu, S. F. Martins, P. Michel, W. B. Mori, J. P. Palastro, B. B. Pollock, A. Pak, J. E. Ralphand, 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*, *Phys. Rev. Lett.* **103** (2009), 215006.
- [35] 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*, *Phys. Rev. ST Accel. Beams* **15** (2012), 011302.
- [36] A. Sävert, S. P. D. Mangles, M. Schnell, E. Siminos, J. M. Cole, M. Leier, M. Reuter, M. B. Schwab, M. Möller, K. Poder, O. Jäckel, G. G. Paulus, C. Spielmann, S. Skupin, Z. Najmudin, and M. C. Kaluza, *Direct observation of the injection dynamics of a laser wakefield accelerator using few-femtosecond shadowgraphy*, *Phys. Rev. Lett.* **115** (2015), 055002.
- [37] S. Corde, C. Thauray, A. F. 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*, *Nat. Commun.* **4** (2013), 1501.
- [38] S. V. Bulanov, N. Naumova, F. Pegoraro, and J. Sakai, *Particle injection into the wave acceleration phase due to nonlinear wake wave breaking*, *Phys. Rev. E* **58** (1998), R5257–R5260.
- [39] A. J. Gonsalves, K. Nakamura, C. Lin, D. Panasenko, S. Shiraishi, T. Sokollik, C. Benedetti, C. B. Schroeder, C. G. R. Geddes, J. van Tilborg, J. Osterhoff, E. H. Esarey, C. Tóth, and W. P. Leemans, *Tunable laser plasma accelerator based on longitudinal density tailoring*, *Nat. Phys.* **7** (2011), 862–866.
- [40] M. Hansson, B. Aurand, X. Davoine, H. Ekerfelt, K. Svensson, A. Persson, C.-G. Wahlström, and O. Lundh, *Down-ramp injection and independently controlled acceleration of electrons in a tailored laser wakefield accelerator*, *Phys. Rev. ST Accel. Beams* **18** (2015), 071303.

-
- [41] C. G. R. Geddes, K. Nakamura, G. R. Plateau, C. Tóth, E. Cormier-Michel, E. H. Esarey, C. B. Schroeder, J. R. Cary, and W. P. Leemans, *Plasma-density-gradient injection of low absolute-momentum-spread electron bunches*, *Phys. Rev. Lett.* **100** (2008), 215004.
- [42] 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*, *Phys. Rev. ST Accel. Beams* **13** (2010), 091301.
- [43] A. Buck, J. Wenz, J. Xu, K. Khrennikov, K. Schmid, M. Heigoldt, J. M. Mikhailova, M. Geissler, B. Shen, F. Krausz, S. Karsch, and L. Veisz, *Shock-front injector for high-quality laser-plasma acceleration*, *Phys. Rev. Lett.* **110** (2013), 185006.
- [44] M. Burza, A. Gonoskov, K. Svensson, F. Wojda, A. Persson, M. Hansson, G. Genoud, M. Marklund, C.-G. Wahlström, and O. Lundh, *Laser wakefield acceleration using wire produced double density ramps*, *Phys. Rev. ST Accel. Beams* **16** (2013), 011301.
- [45] M. Chen, E. H. Esarey, C. B. Schroeder, C. G. R. Geddes, and W. P. Leemans, *Theory of ionization-induced trapping in laser-plasma accelerators*, *Phys. Plasmas* **19** (2012), 033101.
- [46] 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*, *Phys. Rev. Lett.* **104** (2010), 025003.
- [47] F. G. Desforges, B. S. Paradkar, M. Hansson, J. Ju, L. Senje, T. L. Audet, A. Persson, S. Dobosz Dufrénoy, O. Lundh, G. Maynard, P. Monot, J.-L. Vay, C.-G. Wahlström, and B. Cros, *Dynamics of ionization-induced electron injection in the high density regime of laser wakefield acceleration*, *Phys. Plasmas* **21** (2014), 120703.
- [48] C. McGuffey, A. G. R. Thomas, W. Schumaker, T. Matsuoka, V. Chvykov, F. J. Dollar, G. Kalintchenko, V. Yanovsky and 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.* **104** (2010), 025004.
- [49] M. Zeng, M. Chen, Z.-M. Sheng, W. B. Mori, and J. Zhang, *Self-truncated ionization injection and consequent monoenergetic electron bunches in laser wakefield acceleration*, *Phys. Plasmas* **21** (2014), 030701.
- [50] D. Umstadter, J. K. Kim, and E. Dodd, *Laser injection of ultrashort electron pulses into wakefield plasma waves*, *Phys. Rev. Lett.* **76** (1996), 2073–2076.
- [51] E. H. Esarey, R. F. Hubbard, W. P. Leemans, A. Ting, and P. Sprangle, *Electron injection into plasma wakefields by colliding laser pulses*, *Phys. Rev. Lett.* **79** (1997), 2682–2685.
- [52] C. B. Schroeder, P. B. Lee, J. S. Wurtele, E. H. Esarey., and W. P. Leemans, *Generation of ultrashort electron bunches by colliding laser pulses*, *Phys. Rev. E* **59** (1999), 6037–6047.
- [53] X. Davoine, E. Lefebvre, C. Rechatin, J. Faure, and V. Malka, *Cold optical injection producing monoenergetic, multi-GeV electron bunches*, *Phys. Rev. Lett.* **102** (2009), 065001.
- [54] X. Davoine, A. Beck, A. F. Lifschitz, V. Malka, and E. Lefebvre, *Cold injection for electron wakefield acceleration*, *New J. Phys.* **12** (2010), 095010.

- [55] H. Kotaki, S. Masuda, M. Kando, J. K. Koga, and K. Nakajima, *Head-on injection of a high quality electron beam by the interaction of two laser pulses*, [Phys. Plasmas](#) **11** (2004), 3296–3302.
- [56] G. Fubiani, E. H. Esarey, C. B. Schroeder, and W. P. Leemans, *Beat wave injection of electrons into plasma waves using two interfering laser pulses*, [Phys. Rev. E](#) **70** (2004), 016402.
- [57] J. Faure, C. Rechatin, A. Norlin, A. F. Lifschitz, Y. Glinec, and V. Malka, *Controlled injection and acceleration of electrons in plasma wakefields by colliding laser pulses*, [Nature](#) **444** (2006), 737–739.
- [58] C. Rechatin, J. Faure, A. Lifschitz, V. Malka, and E. Lefebvre, *Plasma wake inhibition at the collision of two laser pulses in an underdense plasma*, [Physics of Plasmas](#) **14** (2007).
- [59] X. Davoine, E. Lefebvre, J. Faure, C. Rechatin, A. F. Lifschitz, and V. Malka, *Simulation of quasimonoenergetic electron beams produced by colliding pulse wakefield acceleration*, [Phys. Plasmas](#) **15** (2008), 113102.
- [60] R. Lehe, A. F. Lifschitz, X. Davoine, C. Thaury, and V. Malka, *Optical transverse injection in laser-plasma acceleration*, [Phys. Rev. Lett.](#) **111** (2013), 085005.
- [61] 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*, [Phys. Rev. Lett.](#) **94** (2005), 115003.
- [62] P. Brijesh, C. Thaury, K. Ta 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*, [Phys. Plasmas](#) **19** (2012), 063104.
- [63] M. Chen, Z.-M. Sheng, Y.-Y. Ma, and J. Zhang, *Electron injection and trapping in a laser wakefield by field ionization to high-charge states of gases*, [J. Appl. Phys.](#) **99** (2006), 056109.
- [64] L.-L. Yu, E. H. Esarey, C. B. Schroeder, J.-L. Vay, C. Benedetti, C. G. R. Geddes, M. Chen, and W. P. Leemans, *Two-color laser-ionization injection*, [Phys. Rev. Lett.](#) **112** (2014), 125001.
- [65] X. L. Xu, Y. P. Wu, C. J. Zhang, F. Li, Y. Wan, J. F. Hua, C.-H. Pai, W. Lu, P. Yu, C. Joshi, and W. B. Mori, *Low emittance electron beam generation from a laser wakefield accelerator using two laser pulses with different wavelengths*, [Phys. Rev. ST Accel. Beams](#) **17** (2014), 061301.
- [66] C. B. Schroeder, C. Benedetti, S. S. Bulanov, M. Chen, E. Esarey, C. G. R. Geddes, J.-L. Vay, L.-L. Yu, and W. P. Leemans, *Ultra-low emittance beam generation using two-color ionization injection in laser-plasma accelerators*, 2015, pp. 951408–951408–7.
- [67] G. Golovin, S. Chen, N. Powers, C. Liu, S. Banerjee, J. Zhang, M. Zeng, Z. Sheng, and D. Umstadter, *Tunable monoenergetic electron beams from independently controllable laser-wakefield acceleration and injection*, [Phys. Rev. ST Accel. Beams](#) **18** (2015), 011301.
- [68] 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*, [Phys. Rev. Lett.](#) **107** (2011), 045001.

- [69] P. Sprangle and E. H. Esarey, *Interaction of ultrahigh laser fields with beams and plasmas*, [Phys. Fluids B-Plasma](#) **4** (1992), 2241–2248.
- [70] C. G. Durfee and H. M. Milchberg, *Light pipe for high intensity laser pulses*, [Phys. Rev. Lett.](#) **71** (1993), 2409–2412.
- [71] C. G. Durfee, J. Lynch, and H. M. Milchberg, *Development of a plasma waveguide for high-intensity laser pulses*, [Phys. Rev. E](#) **51** (1995), 2368–2389.
- [72] E. W. Gaul, S. P. Le Blanc, A. R. Rundquist, R. Zgadzaaj, H. Langhoff, and M. C. Downer, *Production and characterization of a fully ionized He plasma channel*, [Appl. Phys. Lett.](#) **77** (2000), 4112–4114.
- [73] C. G. R. Geddes, C. Tóth, J. van Tilborg, E. H. Esarey, C. B. Schroeder, J. R. Cary, and W. P. Leemans, *Guiding of relativistic laser pulses by preformed plasma channels*, [Phys. Rev. Lett.](#) **95** (2005), 145002.
- [74] S Karsch, J Osterhoff, A Popp, T P Rowlands-Rees, Zs Major, M Fuchs, B Marx, R Hörlein, K Schmid, L Veisz, S Becker, U Schramm, B Hidding, G Pretzler, D Habs, F Grüner, F Krausz, and S M Hooker, *Gev-scale electron acceleration in a gas-filled capillary discharge waveguide*, [New Journal of Physics](#) **9** (2007), 415.
- [75] P. A. Walker, N. Bourgeois, W. Rittershofer, J. Cowley, N. Kajumba, A. R. Maier, J. Wenz, C. M. Werle, S. Karsch, F. GrÄCener, D. R. Symes, P. P. Rajeev, S. J. Hawkes, O. Chekhlov, C. J. Hooker, B. Parry, Y. Tang, and S. M. Hooker, *Investigation of GeV-scale electron acceleration in a gas-filled capillary discharge waveguide*, [New J. Phys.](#) **15** (2013), 045024.
- [76] N. E. Andreev, B. Cros, L. M. Gorbunov, G. Matthieussent, P. Mora, and R. R. Ramazashvili, *Laser wakefield structure in a plasma column created in capillary tubes*, [Phys. Plasmas](#) **9** (2002), 3999–4009.
- [77] B. Cros, C. Courtois, G. Matthieussent, A. Di Bernardo, D. Batani, N. E. Andreev, and S. Kuznetsov, *Eigenmodes for capillary tubes with dielectric walls and ultraintense laser pulse guiding*, [Phys. Rev. E](#) **65** (2002), 026405.
- [78] 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*, [Nucl. Instrum. Meth. A](#) **740** (2013), 54–59.
- [79] M. Hansson, L. Senje, A. Persson, O. Lundh, C.-G. Wahlström, F. G. Desforges, J. Ju, T. L. Audet, B. Cros, S. Dobosz Dufrénoy, and P. Monot, *Enhanced stability of laser wakefield acceleration using dielectric capillary tubes*, [Phys. Rev. ST Accel. Beams](#) **17** (2014), 031303.
- [80] T. Katsouleas, *Physical mechanisms in the plasma wake-field accelerator*, [Phys. Rev. A](#) **33** (1986), 2056–2064.
- [81] E. Guillaume, A. Döpp, C. Thauray, K. Ta Phuoc, A. Lifschitz, G. Grittani, J.-P. Goddet, A. Tafzi, S. W. Chou, L. Veisz, and V. Malka, *Electron rephasing in a laser-wakefield accelerator*, [Phys. Rev. Lett.](#) **115** (2015), 155002.
- [82] A. Döpp, E. Guillaume, C. Thauray, A. Lifschitz, K. T. Phuoc, and V. Malka, *Energy boost in laser wakefield accelerators using sharp density transitions*, ArXiv e-prints (2015).

- [83] D. J. Spence and S. M. Hooker, *Investigation of a hydrogen plasma waveguide*, *Phys. Rev. E* **63** (2000), 015401.
- [84] N E Andreev, K Cassou, F Wojda, G Genoud, M Burza, O Lundh, A Persson, B Cros, V E Fortov, and C-G Wahlstrom, *Analysis of laser wakefield dynamics in capillary tubes*, *New Journal of Physics* **12** (2010), 045024.
- [85] F. G. Desforges, B. S. Paradkar, M. Hansson, T. L. Audet, J. Ju, I. Gallardo-González, B. Aurand, P. Lee, L. Senje, A. Persson, S. Dobosz Dufrénoy, O. Lundh, G. Maynard, P. Monot, J.-L. Vay, C.-G. Wahlström, and B. Cros, *Analysis of electron injection in laser wakefield acceleration using betatron emission in capillary tubes*, *Proc. SPIE* **9514** (2015), 95140Z.
- [86] 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*, *Phys. Rev. Lett.* **105** (2010), 105003.
- [87] J. Osterhoff, A. Popp, Z. Major, B. Marx, T. P. Rowlands-Rees, M. Fuchs, M. Geissler, R. Hörlein, B. Hidding and 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*, *Phys. Rev. Lett.* **101** (2008), 085002.
- [88] M. Vargas, W. Schumaker, Z.-H. He, Z. Zhao, K. Behm, V. Chvykov, B. Hou, K. Krushelnick, A. Maksimchuk, V. Yanovsky, and A. G. R. Thomas, *Improvements to laser wakefield accelerated electron beam stability, divergence, and energy spread using three-dimensional printed two-stage gas cell targets*, *Appl. Phys. Lett.* **104** (2014), 174103.
- [89] M. Born and E. Wolf, *Principles of optics: Electromagnetic theory of propagation, interference and diffraction of light*, Cambridge University Press, 2002.
- [90] J. Ju and B. Cros, *Characterization of temporal and spatial distribution of hydrogen gas density in capillary tubes for laser-plasma experiments*, *J. Appl. Phys.* **112** (2012), 113102.
- [91] *Openfoam documentation*, 2016, <http://www.openfoam.com>.
- [92] W.P Jones and B.E Launder, *The prediction of laminarization with a two-equation model of turbulence*, *International Journal of Heat and Mass Transfer* **15** (1972), 301 – 314.
- [93] *Gnuplot documentation*, 2016, <http://www.gnuplot.info/>.
- [94] G. Genoud, F. Wojda, M. Burza, A. Persson, and C.-G. Wahlström, *Active control of the pointing of a multi-terawatt laser*, *Rev. Sci. Instrum.* **82** (2011), 033102.
- [95] J. Primot, *Theoretical description of shack-hartmann wave-front sensor*, *Optics Communications* **222** (2003), 81 – 92.
- [96] F.G. Desforges, *Injection induite par ionisation pour l'accélération laser-plasma dans des tubes capillaires diélectriques*, Thèse de doctorat, Université Paris-Sud, 2015.
- [97] C. Iaconis and I. A. Walmsley, *Spectral phase interferometry for direct electric-field reconstruction of ultrashort optical pulses*, *Opt. Lett.* **23** (1998), 792–794.
- [98] R. V. Shack and B. C. Platt, *Production and use of a lenticular hartmann screen*, *Journal of the Optical Society of America*, vol. 61, 1971, p. 656.

-
- [99] Y. Glinec, J. Faure, A. Guemnie-Tafo, V. Malka, H. Monard, J. P. Larbre, V. De Waele, J. L. Marignier, and M. Mostafavi, *Absolute calibration for a broad range single shot electron spectrometer*, *Rev. Sci. Instrum.* **77** (2006), 103301.
- [100] J. Ju, *Electron acceleration and betatron radiation driven by laser wakefield inside dielectric capillary tubes*, Thèse de doctorat, Université Paris Sud - Paris XI, 2013, <http://tel.archives-ouvertes.fr/tel-00860226/>.
- [101] 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*, *Rev. Sci. Instrum.* **81** (2010), 033301.
- [102] G. Moliere, *Theory of the scattering of fast charged particles. repeated and multiple scattering.*, *Z. Naturforsch.* **A3** (1948), 78–97.
- [103] J. W. Motz, H. Olsen, and H. W. Koch, *Electron scattering without atomic or nuclear excitation*, *Rev. Mod. Phys.* **36** (1964), 881–928.
- [104] W. T. Scott, *The theory of small-angle multiple scattering of fast charged particles*, *Rev. Mod. Phys.* **35** (1963), 231–313.
- [105] M. Hansson, T L Audet, H Ekerfelt, B Aurand, I Gallardo González, F G Desforges, X Davoine, A Maitrallain, S Reymond, P Monot, A Persson, S Dobosz Dufrénoy, C-G Wahlström, B Cros, and O Lundh, *Localization of ionization-induced trapping in a laser wakefield accelerator using a density down-ramp*, *Plasma Physics and Controlled Fusion* **58** (2016), 055009.
- [106] A.F. Lifschitz, X. Davoine, E. Lefebvre, J. Faure, C. Rechatin, and V. Malka, *Particle-in-cell modelling of laser-plasma interaction using fourier decomposition*, *Journal of Computational Physics* **228** (2009), 1803 – 1814.
- [107] T. L. Audet, M. Hansson, P. Lee, F. G. Desforges, G. Maynard, S. Dobosz Dufrénoy, R. Lehe, J.-L. Vay, B. Aurand, A. Persson, I. Gallardo 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* **23** (2016).
- [108] J.-L. Vay, D. P. Grote, R. H. Cohen, and A. Friedman, *Novel methods in the Particle-In-Cell accelerator code-framework WARP*, *Comput. Sci. Disc.* **5** (2012), 014019.
- [109] M. V. Ammosov, N. B. Delone, and V. P. Krainov, *Tunnel ionization of complex atoms and of atomic ions in an alternating electromagnetic field*, *Sov. Phys. JETP* **64** (1986), 1191–1194.
- [110] G. L. Yudin and M. Y. Ivanov, *Nonadiabatic tunnel ionization: Looking inside a laser cycle*, *Phys. Rev. A* **64** (2001), 013409.
- [111] 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*, *Phys. Rev. Lett.* **96** (2006), 215001.
- [112] 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*, *Phys. Rev. X* **5** (2015), 031012.

- [113] 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](#) **530** (2016), 190–193.
- [114] *Opera software*.
- [115] Audet T. L. Bougeard M. Cros B. Delerue N. Delferrière O. Dobosz Dufrénoy S. Lee P. Maitrallain A. Maynard G. Mosnier A. Schwindling J. Specka A. & Monot P. Chancé, A., *Development of an injector and a magnetic transfer line in the framework of cilex.*, In [7th International Particle Accelerator Conference \(IPAC'16\)](#), Busan, Korea, May 8-13, 2016 (pp. 2545-2547). (2016, June). JACOW, Geneva, Switzerland. (2016).
- [116] D. Uriot. and N. Pichoff, *Tracewin website* : <http://irfu.cea.fr/sacm/logiciels/index.php>, 2016.
- [117] I. M. Frank and V. L. Ginzburg, *Radiation of a uniform moving electron due to its transition from one medium into another*, *J. Phys. (USSR)* **9** (1945), 353+.
- [118] U. Happek, A. J. Sievers, and E. B. Blum, *Observation of coherent transition radiation*, [Phys. Rev. Lett.](#) **67** (1991), 2962–2965.
- [119] S. J. Smith and E. M. Purcell, *Visible light from localized surface charges moving across a grating*, [Phys. Rev.](#) **92** (1953), 1069–1069.

Titre : Développement d'un injecteur pour l'accélération laser plasma multi-étages

Mots clefs : Laser, plasma, électrons, accélération

Résumé : L'accélération laser plasma (ALP) est un mécanisme d'accélération de particules reposant sur l'interaction d'impulsions laser ultra-intenses, de l'ordre de quelques 10^{18} W/cm², avec un plasma. L'onde plasma générée dans le sillage de l'impulsion laser est associée à des champs électriques de grande amplitude (1-100 GV/m). Ces champs électriques de trois ordres de grandeurs supérieurs aux champs maximums supportés dans les cavités radiofréquences des accélérateurs conventionnels constituent le principal point fort de l'ALP, permettant d'envisager des accélérateurs de particules plus compacts. Un important travail pour améliorer les propriétés des paquets d'électrons générés par ALP, leur stabilité et la cadence de tir est cependant nécessaire pour rendre l'ALP compétitive en termes d'applications. Un moyen d'améliorer les propriétés des faisceaux d'électrons consiste à les accélérer dans un régime faiblement non linéaire en plusieurs étapes successives : l'ALP multi-étages. La source laser-plasma d'électrons, ou injecteur, doit générer des paquets d'électrons d'énergie modeste (50-100 MeV), de charge la plus importante possible, de faible dimension et de faible divergence. Les électrons doivent alors être

injectés dans un second étage purement accélérateur dont l'objectif est d'augmenter leur énergie cinétique. L'objet de cette thèse est le développement d'un injecteur laser plasma pour l'ALP multi-étages. Dans le cadre d'une collaboration autour de l'équipex CILEX et du programme d'ALP à deux étages, un prototype d'injecteur a été construit, ELISA, reposant sur une cellule de gaz de longueur variable. La densité électronique du plasma, qui est un paramètre crucial pour le contrôle du faisceau d'électrons, a été caractérisée à la fois expérimentalement et numériquement. ELISA a été utilisée sur deux installations laser différentes, et les mécanismes physiques déterminant les paramètres des paquets d'électrons produits par ELISA ont été étudiés en fonction des nombreux paramètres expérimentaux. Une gamme de paramètres pertinents pour un injecteur laser plasma a été déterminée. Une ligne de transport et diagnostic magnétique a également été construite, implantée et testée sur l'installation UHI100 du CEA Saclay, permettant à la fois de caractériser plus finement les propriétés des paquets d'électrons générés par ELISA, mais aussi d'évaluer la qualité des paquets d'électrons transportés pour l'injection dans un second étage.

Title : Design of an electron injector for multi-stages laser wakefield acceleration

Keywords : Laser, wakefield, electrons, acceleration, plasma

Abstract : Laser wakefield acceleration (LWFA) is a particle acceleration process relying on the interaction between high intensity laser pulses, of the order of 10^{18} W/cm² and a plasma. The plasma wave generated in the laser wake sustain high amplitude electric fields (1-100 GV/m). Those electric fields are three orders of magnitude higher than maximum electric fields in radio frequency cavities and represent the main benefit of LWFA, allowing more compact acceleration. However improvements of the LWFA-produced electron bunches properties, stability and repetition rate are mandatory for LWFA to be usable for applications. A scheme to improve electron bunches properties and to potentially increase the repetition rate is multi-stage LWFA. The laser plasma electron source, called the injector, has to produce relatively low energy (50 - 100 MeV), but high charge, small size and low divergence electron bunches. Produced electron bunches then have to be transported and injected into a second stage to increase electron

kinetic energy. The subject of this thesis is to study and design a laser wakefield electron injector for multi-stage LWFA. In the frame of CILEX and the two-stages LWFA program, a prototype of the injector was built : ELISA consisting in a variable length gas cell. The plasma electronic density, which is a critical parameter for the control of the electron bunches properties, was characterized both experimentally and numerically. ELISA was used at two different laser facilities and physical mechanisms linked to electron bunches properties were studied in function of experimental parameters. A range of experimental parameters suitable for an laser wakefield injector was determined. A magnetic transport and diagnostic line was also built, implemented and tested at the UHI100 laser facility of the CEA Saclay. It allowed a more precise characterization of electron bunches generated with ELISA as well as an estimation of the quality of transported electron bunches for their injection in a second laser wakefield stage.

