



HAL
open science

Des accélérateurs laser-plasma aux sources de rayonnement X femtoseconde : étude, développement et applications

Sébastien Corde

► **To cite this version:**

Sébastien Corde. Des accélérateurs laser-plasma aux sources de rayonnement X femtoseconde : étude, développement et applications. Physique des plasmas [physics.plasm-ph]. Ecole Polytechnique X, 2012. Français. NNT : . pastel-00680257

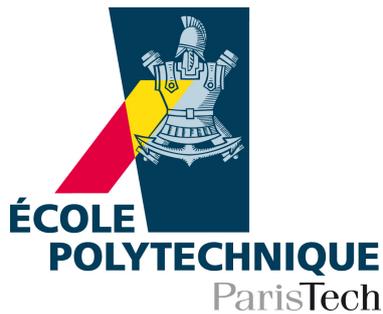
HAL Id: pastel-00680257

<https://pastel.hal.science/pastel-00680257>

Submitted on 19 Mar 2012

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.



Thèse présentée pour obtenir le grade de

DOCTEUR DE L'ÉCOLE POLYTECHNIQUE

par

Sébastien Corde

**Des accélérateurs laser-plasma aux sources de rayonnement
X femtoseconde : étude, développement et applications**

Soutenue le 12 mars 2012 devant le jury composé de :

M. Fabien Quéré	CEA, Saclay	Rapporteur
M. Patric Muggli	MPI, Munich	Rapporteur
M. Patrick Mora	CPHT, Palaiseau	
M. Philippe Balcou	CELIA, Bordeaux	
M. François Amiranoff	LULI, Palaiseau	Président
M. Kim Ta Phuoc	LOA, Palaiseau	Directeur de thèse
M. Antoine Rousse	LOA, Palaiseau	Co-directeur de thèse

*Thèse préparée au Laboratoire d'Optique Appliquée
ENSTA ParisTech - CNRS UMR 7639 - École Polytechnique*



TABLE DES MATIÈRES

<i>Table des matières</i>	5
<i>Remerciements</i>	7
<i>Introduction</i>	9
<i>partie I Éléments théoriques</i>	13
1. <i>Propagation laser et excitation d'onde de sillage dans un plasma sous-dense</i>	17
1.1 Plasma : description cinétique et modèle fluide relativiste	17
1.2 Équation d'onde du système « champs électromagnétiques - fluide électronique »	20
1.3 Développement perturbatif de l'équation d'onde	22
1.3.1 Ordre 1 : Onde plasma et ondes électromagnétiques	22
1.3.2 Ordre 2 : Excitation de l'onde plasma par l'impulsion laser	23
1.3.3 Ordre 3 : Effets relativistes et d'onde plasma sur la propagation de l'im- pulsion laser	24
1.3.4 Ordre 4 : Génération de champ magnétique quasi-statique	27
1.4 Régime non-perturbatif et relativiste	27
1.4.1 Limite uni-dimensionnelle	27
1.4.2 Effets multi-dimensionnels	29
2. <i>L'accélérateur laser-plasma</i>	33
2.1 Régime et modèle de la bulle	33
2.1.1 Champs électromagnétiques de la bulle	34
2.1.2 Accélération pour un électron test	35
2.1.3 Oscillations bétatrons	36
2.1.4 Limites du modèle	37
2.2 Différents mécanismes pour l'injection d'électrons	38
3. <i>Émission de rayonnement X par des électrons relativistes</i>	41
3.1 Potentiels et champs de Liénard-Wiechert	41
3.2 Énergie rayonnée par unité d'angle solide et de fréquence	42
3.3 Onduleur et "wiggler"	43
3.4 Analyse qualitative du spectre du rayonnement	44
3.5 Autres propriétés du rayonnement	48
3.5.1 Durée de l'impulsion X	48

3.5.2	Divergence	48
3.5.3	Energie rayonnée et nombre de photons	48
3.5.4	Sommation incohérente du rayonnement	49
3.5.5	Exemples numériques	49
<i>partie II Développement et application de sources de rayonnement X</i>		51
4.	<i>Le rayonnement bêta-tron</i>	55
4.1	Origine et propriétés du rayonnement bêta-tron	55
4.2	Dispositif expérimental	56
4.2.1	Le système laser ALLS 200 TW	56
4.2.2	La cible : un jet de gaz d'hélium	58
4.2.3	Diagnostics expérimentaux	58
4.2.4	Principe du comptage de photons	59
4.3	Résultats obtenus	60
5.	<i>La diffusion Compton contre-propagative</i>	65
5.1	Principe et propriétés de la diffusion Compton	65
5.1.1	Trajectoire de l'électron dans une impulsion laser contre-propagative	66
5.1.2	Propriétés du rayonnement	67
5.1.3	Pertes par rayonnement et effets quantiques	68
5.2	Réalisation expérimentale à l'aide d'un miroir plasma	69
6.	<i>Application à l'imagerie par contraste de phase monocoup</i>	77
6.1	Principe de l'imagerie par contraste de phase	78
6.2	Démonstration en régime monocoup avec le rayonnement bêta-tron	80
<i>partie III L'émission X : un outil pour étudier l'accélération laser-plasma</i>		85
7.	<i>Cartographie de l'émission X</i>	89
7.1	Méthode expérimentale	89
7.2	Résultats et discussion	92
7.2.1	Avec un accélérateur laser-plasma non guidé	93
7.2.2	Avec un accélérateur laser-plasma guidé	97
8.	<i>Corrélations entre faisceaux d'électrons et de rayons X</i>	101
8.1	Principe de l'étude	101
8.2	Dispositif expérimental	102
8.3	Résultats et discussion	103
9.	<i>Auto-injection longitudinale et transverse</i>	111
9.1	Étude de l'accélération laser-plasma avec une cellule de gaz de longueur variable	111
9.2	Observation de deux types de faisceaux d'électrons et de rayons X	113
9.3	Étude du paquet d'électrons de faible charge	116
9.4	Interprétation par les mécanismes d'auto-injection longitudinale et transverse	118

<i>Conclusion</i>	123
<i>Annexe</i>	129
<i>A. Notations, relations utiles et ordres de grandeur</i>	131
<i>B. Liste de publications</i>	135
B.1 S. Foumaux, S. Corde <i>et al.</i> , New J. Phys. 13 , 033017 (2011)	137
B.2 S. Foumaux, S. Corde <i>et al.</i> , Opt. Lett. 36 , 2426 (2011)	145
B.3 S. Corde, C. Thauray <i>et al.</i> , Phys. Rev. Lett. 107 , 215004 (2011)	149
B.4 S. Corde, K. Ta Phuoc <i>et al.</i> , Phys. Rev. Lett. 107 , 255003 (2011)	155
B.5 K. Ta Phuoc, S. Corde <i>et al.</i> , Nature Photon. advance online publication , 10.1038/nphoton.2012.82 (2012)	161
<i>Bibliographie</i>	167

REMERCIEMENTS

L'ensemble des résultats présentés dans ce manuscrit est le fruit d'un travail d'équipe. Je tiens donc à remercier toutes les personnes qui ont contribué à ce travail. Ma première pensée va à mon directeur de thèse, Kim Ta Phuoc, qui m'a initié et formé aux expériences en salle jaune, qui a toujours été disponible pour moi et qui a contribué fortement à l'ambiance de travail fructueuse régnant autour des expériences en salle jaune. Je remercie Cédric Thaury, avec qui j'ai pu travailler et partager quelques réflexions pendant la deuxième partie de ma thèse, et Stéphane Sebban, Victor Malka et Antoine Rousse pour leur disponibilité, pour leurs conseils et pour leur confiance.

Je remercie tout ceux qui ont contribué au travail expérimental en salle jaune : Romuald Fitour, Clément Rechatin, Guillaume Lambert, Jérôme Faure, Olle Lundh, Brijesh Prithviraj, Julien Gautier, et enfin deux stagiaires, que j'ai eu la chance d'encadrer, Adrien Stordeur et Alexandre Marciniak. Je remercie également Jean-Philippe Rousseau pour son aide et ses conseils précieux au cours de mes premières expériences en salle jaune.

Je remercie Agustin Lifshitz, et nos collaborateurs du CEA DAM, Arnaud Beck, Xavier Davoine, Erik Lefebvre, pour leur implication, côté numérique, dans la compréhension des résultats expérimentaux.

Je remercie nos collaborateurs, Elsa Benveniste, Ahmed Ben-Ismaïl et Arnd Specka du Laboratoire Leprince-Ringuet, et Leonid Arantchuk du Laboratoire de Physique des Plasmas.

Une part importante de mon travail de thèse ayant été réalisée au Canada avec le système expérimental Advanced Laser Light Source de l'Institut National de la Recherche Scientifique, je remercie les personnes qui m'y ont accueilli : Sylvain Fourmaux, Jean-Claude Kieffer, Philippe Lassonde, Stéphane Payeur et, plus généralement, toutes les personnes qui ont rendu possible ces expériences.

Merci à Amar Tafzi, Jean-Philippe Goddet, Frédéric Burgy, Pascal Rousseau, Gregory Iaquaniello, Thierry Lefrou, Cédric Esnault, Denis Douillet, Jean-Lou Charles et Michael Martinez pour leur aide précieuse, que ce soit pour fournir le faisceau dans les meilleures conditions possibles ou pour la mise en place des systèmes expérimentaux et la conception de pièces mécaniques au dernier moment. Plus généralement, je remercie toutes les personnes du laboratoire.

Je remercie mon jury, Fabien Quéré, Patric Muggli, Patrick Mora, Philippe Balcou, Francois Amiranoff, Kim Ta Phuoc et Antoine Rousse, pour avoir pris le temps d'étudier en détail ce travail.

Enfin, un grand merci à ma famille et à Charlotte pour avoir été à mes côtés pendant ces années.

INTRODUCTION

Contexte scientifique

Le domaine de la physique de l'interaction laser-plasma s'est considérablement développé au cours de ces dix dernières années, notamment grâce à l'émergence de systèmes laser haute puissance. Ces systèmes permettent de produire des impulsions laser d'une durée femtoseconde avec des intensités extrêmes, *i.e.* supérieures à 10^{18} W.cm⁻². À ces intensités, la matière est ionisée par le front montant de l'impulsion laser et la partie centrale de l'impulsion interagit avec un plasma. Les électrons de ce plasma oscillent dans le champ laser à des vitesses relativistes. Cette interaction laser-plasma en régime relativiste rend possible un certain nombre d'applications, comme par exemple l'accélération de particules (électrons ou ions) ou la génération de sources secondaires de rayonnement, de l'UV aux rayons γ .

Dans l'interaction relativiste entre une impulsion laser ultracourte et un plasma sous-dense, deux mécanismes permettant de produire des faisceaux de rayonnement X ont été mis en évidence. Le premier est la diffusion Thomson non linéaire [1, 2], associée à la réponse non linéaire des électrons du plasma quand leur mouvement devient relativiste. Le deuxième repose sur l'accélération d'électrons dans un accélérateur laser-plasma. Le principe de ces accélérateurs est de convertir le champ électrique transverse de l'impulsion laser en un champ électrique longitudinal, via l'excitation d'une onde plasma dans le sillage de l'impulsion laser, ce qui permet d'accélérer efficacement des électrons. Les champs électriques du plasma peuvent être supérieurs de trois ordres de grandeur à ceux des accélérateurs conventionnels, ce qui ouvre d'importantes perspectives pour le développement d'accélérateurs compacts [3, 4]. Au cours de leur accélération, les électrons oscillent transversalement et émettent du rayonnement X [5], appelé rayonnement bétatron. Ce mécanisme permet de reproduire à une échelle millimétrique le principe des installations synchrotrons. Au delà de ces deux mécanismes, se produisant directement au cours de l'interaction, les électrons issus des accélérateurs laser-plasma peuvent être utilisés pour produire du rayonnement X en les transportant dans des onduleurs conventionnels [6, 7], ou en les faisant osciller dans une impulsion laser contre-propagative (diffusion Compton contre-propagative) [8].

Les sources X laser-plasma constituent une approche complémentaire aux sources conventionnelles. À ce jour, la source de rayonnement X la plus avancée est le Laser à Électrons Libres (LEL) [9], qui produit un rayonnement ultracourt et extrêmement brillant, avec une brillance supérieure de plusieurs ordres de grandeurs à celle des autres sources disponibles. Cependant, cette source nécessite de grandes installations, ce qui implique inévitablement des temps d'accès limités. Il y a donc une forte activité de recherche autour du développement de sources complémentaires de rayonnement X femtoseconde, qui bien que beaucoup moins brillantes que les LEL, peuvent être utilisées pour beaucoup d'applications. C'est dans ce cadre que s'inscrit la recherche dans le domaine des sources de rayonnement X laser-plasma. Au delà de leur compacité et faible coût, qui pourraient les rendre accessibles à des laboratoires de taille universitaire,

ces sources laser-plasma ont également d'autres avantages : durée femtoseconde, taille de source micrométrique, synchronisation naturelle avec d'autres sources issues de la même installation laser, permettant des expériences de type pompe-sonde. En revanche, le taux de répétition de ces sources est limité à celui des installations laser utilisées, typiquement de 10 Hz, et elles présentent, dans leur état actuel, des fluctuations tir à tir assez importantes.

Objectifs de la thèse

Les objectifs de ce doctorat se répartissaient sur plusieurs axes de travail. Premièrement, il s'agissait d'améliorer les propriétés des sources de rayonnement X laser-plasma ainsi que leur caractérisation expérimentale, et éventuellement de proposer et de démontrer des nouveaux schémas de source laser-plasma. Un deuxième axe de travail portait sur la réalisation d'expériences d'application simples pour démontrer le potentiel de ces sources et susciter l'intérêt d'utilisateurs provenant de communautés scientifiques multidisciplinaires. Enfin, le dernier axe consistait à utiliser l'émission X bétatron comme un outil expérimental pour l'étude de la physique de l'interaction relativiste entre une impulsion laser ultracourte et un plasma sous-dense, permettant une compréhension plus approfondie des accélérateurs laser-plasma.

Les différents résultats présentés dans ce manuscrit, qui sont principalement expérimentaux, ont été obtenus en utilisant deux installations laser : le système laser haute puissance Advanced Laser Light Source (ALLS) de l'Institut National de la Recherche Scientifique (INRS) au Canada, qui dispose d'une énergie laser sur cible de 2.5 J, et le système laser de la salle jaune du Laboratoire d'Optique Appliquée (LOA), disposant de 1 J d'énergie laser sur cible. Par ailleurs, le travail expérimental réalisé s'est concentré sur deux sources X laser-plasma : le rayonnement bétatron et la diffusion Compton contre-propagative.

Pour améliorer les propriétés et la caractérisation du rayonnement bétatron, nous avons réalisé des expériences sur le rayonnement bétatron avec le laser ALLS, qui dispose d'une énergie laser sur cible supérieure à celle des expériences précédentes. Ces expériences ont ainsi permis d'augmenter significativement le nombre de photons produits par tir laser et l'énergie critique de la source bétatron. Cette source de rayonnement X optimisée a ensuite été utilisée pour démontrer son potentiel pour des applications, à travers l'exemple de l'imagerie par contraste de phase monocoup d'échantillons biologiques. Avec le système laser de la salle jaune du LOA, nous avons démontré un nouveau schéma de source de rayonnement Compton tout-optique, qui combine accélérateur laser-plasma et miroir plasma, et permet de produire du rayonnement Compton en utilisant une impulsion laser unique. Trois expériences, réalisées au LOA, ont contribué à l'étude et à la compréhension de l'interaction relativiste entre impulsion laser ultracourte et plasma sous-dense, en tirant profit des informations fournies par le rayonnement X bétatron.

Organisation du manuscrit

Le manuscrit est constitué de trois parties. Dans la première partie, j'introduis les différents éléments théoriques nécessaires à la compréhension de l'interaction relativiste entre impulsion laser ultracourte et plasma sous-dense, des accélérateurs laser-plasma et des sources de rayonnement X basées sur ces accélérateurs. La deuxième partie est consacrée aux résultats expérimentaux concernant, d'une part, le développement et la caractérisation de sources de

rayonnement X laser-plasma, et d'autre part, la démonstration de leur potentiel pour des applications. Elle inclut les résultats obtenus sur le rayonnement bêta-tron avec le système laser ALLS : caractérisation spectrale de la source, amélioration des performances et application à l'imagerie par contraste de phase monocoup. La démonstration d'une source Compton tout-optique basée sur un schéma original ne nécessitant qu'une impulsion laser, y est également présentée. Enfin, dans la troisième partie, nous utilisons l'émission X bêta-tron pour une application plus fondamentale : comprendre la physique sous-jacente à l'accélération laser-plasma. Ainsi, à travers trois expériences, j'illustre comment on peut exploiter l'émission bêta-tron pour obtenir des informations sur l'interaction. Nous proposons tout d'abord une méthode expérimentale pour cartographier la région d'émission X. Nous montrons ensuite qu'en contrôlant finement notre accélérateur, nous pouvons observer des corrélations précises entre électrons et rayons X, permettant de valider le modèle de cavité ionique utilisé pour décrire les accélérateurs laser-plasma et la génération de rayonnement bêta-tron. Enfin, les résultats de la troisième expérience illustrent comment l'émission X bêta-tron peut être utile pour comprendre une observation expérimentale inattendue. Chacune de ces trois parties est introduite par un bref résumé.

L'annexe [A](#) rassemble les différentes notations qui sont utilisées dans plusieurs chapitres de ce manuscrit. Des relations utiles, permettant d'estimer les grandeurs caractéristiques de l'interaction laser-plasma et des sources de rayonnement X (rayonnement bêta-tron et diffusion Compton contre-propagative), ainsi que quelques ordres de grandeur concernant les paramètres des sources bêta-tron et Compton (que l'on peut typiquement produire à partir d'une installation laser de 10 – 100 TW avec une durée d'impulsion de quelques dizaines de fs), sont également donnés dans cette annexe. Dans l'annexe [B](#) figure ma liste de publications, ainsi qu'une sélection des articles les plus représentatifs de mon travail de doctorat.

Première partie

ÉLÉMENTS THÉORIQUES

RÉSUMÉ

Dans cette partie, j'introduis les éléments théoriques indispensables à la compréhension de la physique des accélérateurs laser-plasma et des sources de rayonnement X.

Le chapitre 1 donne une brève description de l'interaction entre une impulsion laser femtoseconde et un plasma sous-dense, en régime relativiste. Après avoir présenté la description cinétique et fluide d'un plasma, l'équation d'onde régissant, au sein du plasma, la dynamique des ondes électromagnétiques et des ondes plasmas sera étudiée dans la limite faiblement relativiste. L'excitation d'une onde de sillage (l'onde plasma) par l'impulsion laser, ainsi que la propagation non linéaire du laser dans le plasma sous-dense, interviendront naturellement dans le développement perturbatif. L'excitation d'onde plasma dans le régime non-perturbatif sera étudiée dans la limite uni-dimensionnelle, tandis que le cas général multi-dimensionnel sera discuté qualitativement avec un support numérique.

Je pourrai alors aborder, dans le chapitre 2, la physique de l'accélération laser-plasma dans sa version la plus moderne : le régime de la bulle. Nécessitant une impulsion laser de haute intensité, avec une dimension transverse et une durée adaptées au temps de réponse caractéristique du plasma, ce régime permet d'obtenir une structure accélératrice aux propriétés tout à fait remarquables. Je présenterai les champs électromagnétiques de cette structure accélératrice ainsi que les trajectoires d'électrons tests injectés dans ces champs, mettant en évidence l'accélération des électrons et leurs oscillations bétatrons. Enfin, la réalisation d'un accélérateur d'électrons nécessite non seulement une structure accélératrice, mais également un injecteur. Nous décrirons donc les différents mécanismes possibles pour l'injection d'électrons.

Le chapitre 3 présente l'émission de rayonnement électromagnétique par des particules chargées, relativistes et accélérées. Je traiterai le cas d'une trajectoire sinusoïdale dans les deux limites onduleur et "wiggler". Je rappellerai les propriétés de base de ce rayonnement : énergie rayonnée, distribution spectrale-angulaire, profil temporel et sommation incohérente. Ces propriétés seront communes aux sources de rayonnement X étudiées au cours de ce travail de doctorat : le rayonnement bétatron et la diffusion Compton contre-propagative.

1. PROPAGATION LASER ET EXCITATION D'ONDE DE SILLAGE DANS UN PLASMA SOUS-DENSE

L'accélération laser-plasma, et son application au développement de sources de rayonnement X, sont basées sur l'interaction entre une impulsion laser brève et un plasma sous-dense en régime relativiste. Ce chapitre est dédié à l'introduction des notations et concepts associés à la description d'un plasma sous-dense, d'une impulsion laser et de l'onde de sillage excitée par le laser lors de sa propagation dans le plasma. Je commencerai par présenter la description cinétique et fluide d'un plasma relativiste, puis nous étudierons les équations régissant, au sein du plasma, la dynamique des ondes électromagnétiques et des ondes plasmas.

1.1 Plasma : description cinétique et modèle fluide relativiste

Dans l'interaction laser-plasma, le système physique à étudier est un ensemble « champs électromagnétiques - particules libres ». L'évolution des champs électrique et magnétique, $\mathbf{E}(\mathbf{r}, t)$ et $\mathbf{B}(\mathbf{r}, t)$, est gouvernée par les équations de Maxwell, tandis que l'évolution de l'état $\{\mathbf{r}_\alpha(t), \mathbf{p}_\alpha(t)\}$ des particules du plasma, électrons et ions, est donné par l'équation fondamentale de la dynamique appliquée à chaque particule (\mathbf{r}_α et \mathbf{p}_α sont la position et l'impulsion d'une particule). Le système est couplé, puisque l'état des particules intervient dans les termes sources des équations de Maxwell, et les champs électromagnétiques interviennent à travers la force de Lorentz dans l'équation fondamentale de la dynamique. En pratique, la connaissance de l'état du système est uniquement macroscopique et on ne dispose pas de l'état microscopique $\{\mathbf{r}_\alpha(t), \mathbf{p}_\alpha(t)\}$ des particules du plasma. La description se fait au moyen de la physique statistique, et le système est décrit par la probabilité $\mathcal{F}(\mathbf{r}_\alpha, \mathbf{p}_\alpha, t) \prod_\alpha d\mathbf{r}_\alpha d\mathbf{p}_\alpha$ de trouver le système, à l'instant t , dans le volume $\prod_\alpha d\mathbf{r}_\alpha d\mathbf{p}_\alpha$ autour de l'état $\{\mathbf{r}_\alpha(t), \mathbf{p}_\alpha(t)\}$. Négligeant les corrélations entre particules, on obtient une description cinétique du plasma où l'état du système « particules » est donnée par une fonction de distribution $f_i(\mathbf{r}, \mathbf{p}, t)$ pour chaque espèce de particules (ici électrons ou ions), où $f_i(\mathbf{r}, \mathbf{p}, t) d\mathbf{r} d\mathbf{p}$ est la probabilité de trouver, à l'instant t , une particule de l'espèce i dans le volume $d\mathbf{r} d\mathbf{p}$ autour du point (\mathbf{r}, \mathbf{p}) de l'espace des phases. Pour un plasma non-collisionnel, l'évolution des fonctions de distribution est décrite par l'équation de Vlasov relativiste,

$$\frac{\partial f_i}{\partial t} + \frac{\mathbf{p}}{\gamma m_i} \cdot \nabla_{\mathbf{r}} f_i + q_i \left(\mathbf{E} + \frac{\mathbf{p}}{\gamma m_i} \times \mathbf{B} \right) \cdot \nabla_{\mathbf{p}} f_i = 0, \quad (1.1)$$

où $\gamma = (1 + \mathbf{p}^2/m_i^2 c^2)^{1/2}$ est le facteur relativiste de Lorentz ($\mathbf{v} = \mathbf{p}/\gamma m_i$ est la vitesse), q_i et m_i sont respectivement la charge et la masse d'une particule de l'espèce i . L'équation (1.1), combinée avec les équations de Maxwell où les sources [densité de charge $\rho(\mathbf{r}, t)$ et densité de courant $\mathbf{j}(\mathbf{r}, t)$] sont calculées à partir des fonctions de distribution f_i , constitue le système d'équations Vlasov-Maxwell.

La description peut encore être simplifiée à l'aide d'un modèle fluide, où l'on utilise des grandeurs hydrodynamiques (densité, vitesse, pression ...) ne dépendant que de \mathbf{r} et t (et plus

de \mathbf{p}) et dont l'évolution est régie par les équations hydrodynamiques. Dans la limite non relativiste, où $\mathbf{p} = m_i \mathbf{v}$, les grandeurs hydrodynamiques sont obtenues à partir des moments d'ordre n de la fonction de distribution, $\int \mathbf{v}^{\otimes n} f_i d\mathbf{p}$ ¹, et les équations fluides à partir des moments de l'équation de Vlasov. Cette approche fluide nécessite une hypothèse de fermeture, car chaque équation fluide d'ordre supérieur fait intervenir une grandeur fluide supplémentaire. Des exemples possibles de relation de fermeture sont les hypothèses de plasma froid ou isotherme, ou la limite adiabatique.

La généralisation de la méthode des moments au cas relativiste demande quelques précautions. De manière à identifier les grandeurs à utiliser et la façon de prendre les moyennes [par exemple, prendre la moyenne de \mathbf{v} ou de \mathbf{p} n'est pas du tout équivalent, et $\langle \mathbf{p} \rangle \neq (1 + \langle \mathbf{p} \rangle^2 / m_i^2 c^2)^{1/2} m_i \langle \mathbf{v} \rangle$], il faut reformuler l'équation de Vlasov de manière covariante et construire des grandeurs hydrodynamiques covariantes (scalaires au sens de Lorentz, 4-vecteurs et tenseurs). On généralise la fonction $f_i(\mathbf{r}, \mathbf{p}, t)$ de 7 variables à la fonction $f_i(x, p) := f_i(\mathbf{r}, \mathbf{p}, t)$ de 8 variables avec $\partial_{p^0} f_i = 0$, $x = (ct, \mathbf{r})$ étant la quadri-position et $p = m_i(\gamma c, \gamma \mathbf{v})$ le 4-vecteur énergie-impulsion. L'équation de Vlasov (1.1) se réécrit alors²

$$p^\mu \frac{\partial f_i(x, p)}{\partial x^\mu} + q_i F^{\mu\nu} p_\nu \frac{\partial f_i(x, p)}{\partial p^\mu} = 0, \quad (1.2)$$

où $F^{\mu\nu} = \partial^\mu A^\nu - \partial^\nu A^\mu$ et $A^\mu = (V/c, \mathbf{A})$ sont respectivement le tenseur de courbure et le quadri-potential du champ électromagnétique. La fonction de distribution $f_i(x, p)$ et l'élément de volume $d\mathbf{p}/p^0 = d\mathbf{p}/\gamma m_i c$ étant des scalaires³ (*i.e.* des invariants de Lorentz) [10], et p étant un quadri-vecteur, la généralisation de la méthode des moments au cas relativiste se fera en remplaçant l'élément d'intégration $d\mathbf{p}$ par $d\mathbf{p}/p^0$ et $\mathbf{v}^{\otimes n}$ par $p^{\otimes n}$. La hiérarchie des moments fait alors intervenir les grandeurs hydrodynamiques covariantes suivantes⁴ :

$$h_i(x) = m_i c \int \frac{d\mathbf{p}}{p^0} f_i(x, p), \quad (1.3)$$

$$j_i^\mu(x) = \int \frac{d\mathbf{p}}{p^0} p^\mu f_i(x, p), \quad (1.4)$$

$$\Theta_i^{\mu\nu}(x) = \int \frac{d\mathbf{p}}{p^0} (p^\mu - u^\mu)(p^\nu - u^\nu) f_i(x, p), \quad \text{etc.}, \quad (1.5)$$

où h_i est une quantité invariante de Lorentz homogène à une densité, $j_i^\mu = (n_i, n_i \mathbf{v}_i/c)$ est le quadri-courant de particules, $u_i^\mu = m_i c j_i^\mu / h_i$ est la quadri-impulsion du fluide et $\Theta_i^{\mu\nu}$ est le tenseur de pression. On remarquera en particulier que la quadri-impulsion du fluide est défini

1. Le symbole \otimes est utilisé pour le produit tensoriel, et $\mathbf{v}^{\otimes n} = \underbrace{\mathbf{v} \otimes \dots \otimes \mathbf{v}}_n$.

2. On utilise la convention $\eta_{\mu\nu} = \text{diag}(1, -1, -1, -1)$ et les indices grecs $\mu, \nu, \dots = 0, 1, 2, 3$.

3. En tenant compte de la contrainte de couche de masse $p^2 = m_i^2 c^2$, on montre que $d\mathbf{p}/p^0$ est scalaire en explicitant la transformation de Lorentz. Les particules étant dans $d\mathbf{r}d\mathbf{p}$ autour de (\mathbf{r}, \mathbf{p}) occupent dans leur référentiel au repos un volume propre $p^0 d\mathbf{r}/(m_i c)$; $p^0 d\mathbf{r}$ est donc défini indépendamment du choix du référentiel et est invariant de Lorentz, impliquant que $d\mathbf{r}d\mathbf{p} = (p_0 d\mathbf{r})(d\mathbf{p}/p^0)$ est aussi invariant. $f_i(x, p) d\mathbf{r}d\mathbf{p}$ représente un nombre de particules et est donc manifestement scalaire, impliquant que $f_i(x, p)$ est également scalaire.

4. Dans les intégrales (1.3)-(1.5), p^0 est considéré comme une fonction de \mathbf{p} , à travers la contrainte de couche de masse $p^2 = m_i^2 c^2$. On peut également ajouter $\delta(p^0 - \sqrt{\mathbf{p}^2 + m_i^2 c^2})$ dans les intégrands et une intégration sur dp^0 , les intégrales prennent alors la forme $\int d^4p A \phi_i(x, p)$, pour $A = 1, p^\mu, \dots$, où $\phi_i(x, p) = \frac{1}{p^0} \delta(p^0 - \sqrt{\mathbf{p}^2 + m_i^2 c^2}) f_i(x, p)$ est également solution de l'équation de Vlasov (1.2) [11] [$\delta(x)$ est la distribution de Dirac].

comme $u_i^\mu = \langle p^\mu / \gamma \rangle / \langle 1 / \gamma \rangle$ et qu'en général elle est hors couche de masse : $u_i^2 = m_i^2 c^2 (1 - \Theta_{i\mu}^\mu / h_i m_i c)$. On obtient les équations fluides en multipliant l'équation de Vlasov (1.2) par $p^{\otimes n}$ et en intégrant sur $d\mathbf{p}/p^0$ [11, 12, 13, 14] :

$$\partial_\mu j_i^\mu = 0, \quad (1.6)$$

$$j_i^\nu \partial_\nu u_i^\mu = -\partial_\nu \Theta_i^{\mu\nu} + q_i F^\mu{}_\nu j_i^\nu, \quad \text{etc.}, \quad (1.7)$$

qui sont respectivement l'équation de continuité et l'équation de conservation de l'énergie-impulsion. Le système requiert une relation de fermeture, puisque comme dans le cas non relativiste, chaque équation fluide fait apparaître une nouvelle grandeur hydrodynamique.

Dans le contexte des accélérateurs laser-plasma et de l'interaction relativiste entre une impulsion laser courte (quelques dizaines de fs) et un plasma sous-dense (de densité électronique $n \sim 10^{18} - 10^{19} \text{ cm}^{-3}$), on s'intéresse uniquement à la dynamique du plasma aux temps courts. À une position donnée du plasma, on regardera uniquement sa dynamique dans les $\tau_{\text{LPA}} \sim 100$ fs⁵ suivant le passage de l'impulsion laser. Les ions, lourds, n'ont pas le temps de bouger sur cette échelle de temps et on les considèrera comme un fond homogène, contribuant uniquement à la densité de charge $\rho(\mathbf{r}, t)$ dans les équations de Maxwell. Dans la suite, on omettra donc l'indice i relatif au type de particules puisqu'on ne considèrera que la dynamique des électrons. D'autre part, les électrons du plasma (qu'il soit créé par décharge électrique ou par ionisation dans les pieds de l'impulsion laser) ont une énergie thermique très petite (non relativiste) comparée à l'énergie gagnée dans le champ laser (relativiste). Dans la suite, on utilisera l'hypothèse de plasma froid $\Theta^{\mu\nu} = 0$, négligeant les effets thermiques⁶. Dans ce cas, les équations fluides relativistes pour les électrons s'écrivent simplement, en notations non covariantes,

$$\frac{\partial n}{\partial t} + \nabla \cdot (n\mathbf{v}) = 0, \quad (1.8)$$

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \nabla \right) \mathbf{p} = -e(\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B}), \quad (1.9)$$

avec $\mathbf{p} = \gamma m \mathbf{v}$, $\gamma = (1 + \mathbf{p}^2 / m^2 c^2)^{1/2}$ et n la densité électronique.

À l'aide des équations fluides (1.8)-(1.9) couplées aux équations de Maxwell, on peut étudier les modes d'excitation électromagnétique d'un plasma. La validité des résultats obtenus dépend bien sûr de la pertinence du choix de la relation de fermeture. De plus, la description fluide ne pourra pas tenir compte des phénomènes purement cinétiques (tel que l'amortissement Landau) et deviendra invalide si du déferlement apparaît : il n'y a alors plus de relation biunivoque entre la description lagrangienne et eulérienne⁷ car différentes trajectoires fluides se croisent, et on ne peut plus définir une seule vitesse à une position donnée du plasma. Dans cette situation, la description de la fonction de distribution doit faire intervenir toute la hiérarchie des moments, et on ne peut plus fermer le système d'équations fluides. Il faut alors revenir à la description cinétique.

5. LPA est l'acronyme pour « laser-plasma accelerator » en anglais.

6. On pourra étudier l'influence des effets thermiques sur l'interaction à travers un modèle fluide relativiste de plasma tiède, non-collisionnel et hors d'équilibre [14, 15, 16, 17], où l'on suppose que la fonction de distribution a une faible dispersion autour de l'impulsion moyenne du fluide (se traduisant par $u^2 - m^2 c^2 \ll m^2 c^2$), ce qui permet de tronquer le système d'équations fluides en annulant le moment centré d'ordre 3.

7. Dans la description lagrangienne, on suit la position ξ et l'impulsion \mathbf{p} d'une particule fluide en fonction de sa position initiale \mathbf{r}_0 et du temps t , alors que la description eulérienne utilise simplement les grandeurs hydrodynamiques et regarde leur évolution à une position \mathbf{r} donnée en fonction du temps t . Lors du déferlement, la transformation entre variables lagrangiennes (\mathbf{r}_0, t) et eulériennes (\mathbf{r}, t) n'est plus bijective.

1.2 Équation d'onde du système « champs électromagnétiques - fluide électronique »

Les équations d'ondes dans les plasmas sont généralement séparées en deux catégories, en décomposant les champs en une composante longitudinale et une composante transverse. Comme nous le verrons, dans le cas uni-dimensionnel (1D) ou dans la limite linéaire, les composantes longitudinale et transverse s'identifient respectivement à l'onde plasma et à l'onde électromagnétique. Dans le cas 3D non linéaire, l'onde plasma fait intervenir à la fois les composantes longitudinale et transverse (avec présence de champ magnétique) et on ne peut plus distinguer aussi simplement la partie onde électromagnétique et la partie onde plasma des champs électromagnétiques.

Rappelons qu'un champ vectoriel $\mathbf{D}(\mathbf{r}, t)$ est dit longitudinal si $\forall \mathbf{r} \in \mathbb{R}^3, \nabla \times \mathbf{D} = 0$, et transverse si $\forall \mathbf{r} \in \mathbb{R}^3, \nabla \cdot \mathbf{D} = 0$, ce qui correspond respectivement aux conditions $\mathbf{k} \times \mathcal{D} = 0$ et $\mathbf{k} \cdot \mathcal{D} = 0, \forall \mathbf{k} \in \mathbb{R}^3$, dans l'espace réciproque, où \mathcal{D} est la transformée de Fourier par rapport à la variable \mathbf{r} de \mathbf{D} . Tout vecteur se décompose en une partie longitudinale et transverse : $\mathbf{D} = \mathbf{D}_{\parallel} + \mathbf{D}_{\perp}$, mais il faut garder à l'esprit que les relations entre \mathbf{D} et ses projections sont non locales ($\mathbf{D}_{\parallel}(\mathbf{r}, t)$ et $\mathbf{D}_{\perp}(\mathbf{r}, t)$ dépendent de $\mathbf{D}(\mathbf{r}', t)$ en tout point $\mathbf{r}' \in \mathbb{R}^3$). Les champs électromagnétiques sont alors reliés aux potentiels suivant les relations

$$\mathbf{E}_{\parallel} = -\nabla V - \partial_t \mathbf{A}_{\parallel}, \quad (1.10)$$

$$\mathbf{E}_{\perp} = -\partial_t \mathbf{A}_{\perp}, \quad (1.11)$$

$$\mathbf{B}_{\parallel} = 0, \quad (1.12)$$

$$\mathbf{B}_{\perp} = \nabla \times \mathbf{A}_{\perp}. \quad (1.13)$$

De plus, \mathbf{A}_{\perp} est invariant sous une transformation de jauge ($A_{\mu} \rightarrow A_{\mu} + \partial_{\mu} f$) et la fixation de jauge impose une contrainte sur V et \mathbf{A}_{\parallel} .

Dans la suite, on utilisera la jauge de Coulomb $\nabla \cdot \mathbf{A} = 0$, qui s'écrit encore $\mathbf{A}_{\parallel} = 0$. Les champs électromagnétiques sont décrits par trois composantes, V et \mathbf{A}_{\perp} d'après notre choix de jauge. V décrit le champ coulombien instantané, *i.e.* la partie longitudinale de \mathbf{E} , et \mathbf{A}_{\perp} correspond aux deux degrés de liberté du champ électromagnétique (les deux états de polarisation), *i.e.* aux parties transverses de \mathbf{E} et \mathbf{B} . On notera cependant que l'évolution temporelle de la distribution de charges fait nécessairement intervenir V et \mathbf{A}_{\perp} simultanément, de sorte que leur partie instantanée se compensent exactement pour donner un champ électrique total \mathbf{E} purement retardé [18].

En utilisant les normalisations $\phi = eV/mc^2$, $\mathbf{a} = e\mathbf{A}_{\perp}/mc$, $\mathbf{u} = \mathbf{p}/mc = \gamma\mathbf{v}/c$ et les expressions $\rho = \rho_{\text{ions}} + \rho_{\text{électrons}} = n_{\text{ions}}Ze - ne$ et $\mathbf{j} = -ne\mathbf{v} = -nec\mathbf{u}/\gamma$ pour les sources, les équations de Maxwell se réécrivent en termes des potentiels⁸

$$\nabla^2 \phi = k_p^2 \frac{\delta n}{n_0}, \quad (1.14)$$

$$\square \mathbf{a} = -k_p^2 \frac{n}{\gamma n_0} \mathbf{u} - \frac{1}{c} \frac{\partial}{\partial t} \nabla \phi = -k_p^2 \left(\frac{n\mathbf{u}}{\gamma n_0} \right)_{\perp}, \quad (1.15)$$

où n_{ions} est la densité d'ions, Ze la charge de l'ion, $n_0 = Zn_{\text{ions}}$ la densité électronique moyenne, $n = n_0 + \delta n$ la densité électronique, et $k_p = \omega_p/c$ avec $\omega_p = (n_0 e^2 / m \epsilon_0)^{1/2}$ la fréquence plasma (dont la signification physique apparaîtra plus loin).

8. L'opérateur $\square = \partial_{\mu} \partial^{\mu} = \partial^2 / \partial (ct)^2 - \nabla^2$ est le d'Alembertien.

D'autre part, après quelques opérations vectorielles⁹, l'équation du mouvement pour une particule fluide (1.9) se met sous la forme

$$\frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} = \frac{\partial \mathbf{a}}{\partial t} + c \nabla(\phi - \gamma). \quad (1.16)$$

Le terme $c \nabla \phi$ représente la force de Coulomb associée à la distribution de charge, tandis que $-c \nabla \gamma$ est la force pondéromotrice relativiste qui expulse les électrons des zones de fort γ vers les zones de faible γ . Ce terme pondéromoteur provient de la partie convective de l'accélération et de la force magnétique. En l'absence de ces forces, l'équation (1.16) se simplifie en $\mathbf{u} = \mathbf{a}$, ce qui correspond à l'oscillation des électrons dans le champ laser. On remarque en particulier que si l'amplitude a_0 du vecteur potentiel normalisé \mathbf{a} est plus grand que 1, alors les électrons oscillent avec des impulsions crêtes $|\mathbf{p}| > mc$ et des vitesses $|\mathbf{v}| \simeq c$: leur dynamique est relativiste. L'interaction laser-plasma va donc fortement dépendre du paramètre a_0 de l'impulsion laser (voir la table A.2 en annexe pour son expression en unités pratiques). On distingue les limites suivantes :

Régime linéaire, avec corrections non linéaires et relativistes : $a_0 \ll 1$,

Régime non linéaire et relativiste : $a_0 > 1$.

Dans le cas $a_0 \ll 1$, on peut appliquer un traitement perturbatif au système d'équations (1.14)-(1.16)¹⁰ (voir section 1.3). Le cas linéaire correspond au cas où on ne garde que les deux premiers ordres du développement, les ordres suivant donnant les corrections non linéaires et relativistes. Le cas non linéaire ($a_0 > 1$) n'est soluble analytiquement que pour la description de l'excitation de l'onde plasma dans le cas 1D quasi-statique (voir section 1.4.1). Il faut recourir à des modèles spécifiques à un problème donné ou à des simulations numériques pour étudier le cas 3D non linéaire (voir section 1.4.2). Même si les expériences décrites dans ce manuscrit ont été réalisées en régime 3D non linéaire, l'étude du cas perturbatif en 3D ainsi que de l'excitation d'onde plasma non linéaire en 1D quasi-statique permet d'avoir une compréhension qualitative des phénomènes pouvant avoir lieu dans le régime 3D non linéaire.

L'équation (1.16) montre que, à partir de la connaissance de $\mathbf{u}(\mathbf{r}, t)$, on peut obtenir les champs électromagnétiques : $\mathbf{a} = \mathbf{u}_\perp$ et $\nabla \phi = \nabla(1 + \mathbf{u}^2)^{1/2} + \partial \mathbf{u}_\parallel / \partial(ct)$. De même, la densité peut être exprimée à partir de $\mathbf{u}(\mathbf{r}, t)$ en utilisant l'équation de Poisson (1.14) : $\delta n/n_0 = k_p^{-2} \nabla \cdot [\nabla(1 + \mathbf{u}^2)^{1/2} + \partial \mathbf{u}_\parallel / \partial(ct)]$. L'équation (1.15) peut ensuite être utilisée pour obtenir l'équation d'onde portant sur la variable \mathbf{u} uniquement [19],

$$\left(\frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} + \nabla \times \nabla \times + \frac{k_p^2}{\gamma} \right) \mathbf{u} = -\frac{\mathbf{u}}{\gamma} \nabla \cdot \left(\nabla \gamma + \frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{u}_\parallel}{\partial t} \right) - \frac{1}{c} \frac{\partial}{\partial t} \nabla \gamma, \quad (1.17)$$

où l'on n'a pas explicité les facteurs $\gamma = (1 + \mathbf{u}^2)^{1/2}$ par souci de concision. Le champ vectoriel $\mathbf{u}(\mathbf{r}, t)$, *i.e.* l'impulsion du fluide électronique, est une variable particulièrement adaptée puisqu'elle contient tous les degrés de liberté de notre système « champs électromagnétiques -

9. On utilise l'identité $c \nabla \gamma = (c/\gamma) \nabla \mathbf{u}^2 / 2 = (\mathbf{v} \cdot \nabla) \mathbf{u} + \mathbf{v} \times (\nabla \times \mathbf{u})$ pour obtenir $\frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} = \frac{\partial \mathbf{a}}{\partial t} + c \nabla(\phi - \gamma) + \mathbf{v} \times [\nabla \times (\mathbf{u} - \mathbf{a})]$. En prenant le rotationnel de cette dernière équation, on montre que si le terme $\nabla \times (\mathbf{u} - \mathbf{a})$ est nul initialement, alors il est nul pour tout t , ce qui est le cas en pratique puisque \mathbf{u} et \mathbf{a} sont nuls avant le passage de l'impulsion laser.

10. Notons que la partie longitudinale de l'équation (1.15) et l'équation (1.14) redonnent l'équation de continuité (1.8). Cette dernière équation n'a donc pas besoin d'être ajoutée au système d'équations (1.14)-(1.16).

fluide électronique » et sa dynamique est régie par une unique équation d'onde (1.17), valide pour un plasma non-collisionnel et froid, initialement homogène et non magnétisé et avec des ions immobiles.

1.3 Développement perturbatif de l'équation d'onde

Dans la limite faiblement relativiste, on peut appliquer la théorie des perturbations à l'équation (1.17), sur la variable $a_0 \ll 1$. On écrit donc

$$\mathbf{u} = \mathbf{u}_{(1)} + \mathbf{u}_{(2)} + \mathbf{u}_{(3)} + \mathbf{u}_{(4)} + \dots, \quad (1.18)$$

avec $\mathbf{u}^{(i)} = O(a_0^i)$.

1.3.1 Ordre 1 : Onde plasma et ondes électromagnétiques

Au premier ordre, l'équation (1.17) s'écrit

$$\left(\frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} + \nabla \times \nabla \times + k_p^2 \right) \mathbf{u}_{(1)} = 0, \quad (1.19)$$

dont les projections longitudinale et transverse donnent

$$\left(\frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} + k_p^2 \right) \mathbf{u}_{(1)}^{\parallel} = 0, \quad (1.20)$$

$$\left(\frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} - \nabla^2 + k_p^2 \right) \mathbf{u}_{(1)}^{\perp} = 0. \quad (1.21)$$

Après passage dans le domaine de Fourier (\mathbf{k}, ω) , on obtient respectivement les équations de dispersion $\omega^2 = \omega_p^2$ pour l'onde longitudinale et $\omega^2 = \omega_p^2 + k^2 c^2$ pour l'onde transverse. À l'ordre 1, ces deux ondes évoluent de manière totalement indépendante.

L'équation (1.20) est l'équation d'un oscillateur harmonique (un en chaque point de l'espace \mathbf{r}) dont la fréquence caractéristique est la fréquence plasma ω_p (voir la table A.2 en annexe pour son expression en unités pratiques). Les variables ϕ et $\delta n/n_0$ obéissent à la même équation d'onde (1.20), et la solution générale est simplement $\phi(\mathbf{r}, t) = \phi(\mathbf{r}, t_0) \cos(\omega_p t) + \omega_p^{-1} \partial_t \phi(\mathbf{r}, t_0) \sin(\omega_p t)$. Ainsi, l'onde longitudinale correspond à une onde de densité de charge et de champ électrique, que l'on appelle onde plasma. Par exemple, si l'on déplace une tranche d'électrons (continuum, sans se faire croiser différents électrons) de sa position initiale, les électrons vont osciller autour de leur position d'équilibre à la fréquence plasma. L'onde plasma correspond donc à l'oscillation collective du fluide électronique autour de sa position d'équilibre. On remarque que la vitesse de groupe de l'onde plasma est nulle $v_g = \partial\omega/\partial k = 0$ et qu'il n'y a donc pas de transport d'énergie, tandis que la vitesse de phase $v_\phi = \omega_p/k$ est arbitraire. Comme il n'y a pas de terme excitateur pour l'onde plasma dans l'équation (1.20), et qu'il n'y a pas d'onde plasma initialement, avant passage de l'impulsion laser, on a simplement $\mathbf{u}_{(1)}^{\parallel} = 0$ à l'ordre 1.

L'équation d'onde pour la partie transverse (1.21) est l'équation de propagation des ondes électromagnétiques dans le plasma, avec un terme source $k_p^2 \mathbf{u}_{(1)}^{\perp}$ correspondant à l'oscillation linéaire des électrons du plasma dans le champ électrique. On identifie donc $\mathbf{u}_{(1)}^{\perp}$ avec

le potentiel vecteur de l'impulsion laser incidente. L'équation de dispersion $\omega^2 = \omega_p^2 + k^2 c^2$ montre que pour des fréquences $\omega < \omega_p$ (plasma sur-dense), la réaction collective du fluide électronique est suffisamment rapide pour écranter totalement l'onde électromagnétique : une onde électromagnétique incidente sur un plasma sur-dense est alors réfléchi. Pour un plasma sous-dense ($\omega > \omega_p$), l'onde électromagnétique peut se propager avec une vitesse de groupe $v_g = \partial\omega/\partial k = c(1 - \omega_p^2/\omega^2)^{1/2}$ et une vitesse de phase $v_\phi = \omega/k = c(1 - \omega_p^2/\omega^2)^{-1/2}$. On voit donc que ω_p^{-1} est à la fois le temps caractéristique des oscillations propres du plasma et son temps de réponse caractéristique à une onde électromagnétique.

1.3.2 Ordre 2 : Excitation de l'onde plasma par l'impulsion laser

Au deuxième ordre, l'équation (1.17) s'écrit

$$\left(\frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} + \nabla \times \nabla \times + k_p^2 \right) \mathbf{u}_{(2)} = -\nabla \left(\frac{1}{c} \frac{\partial}{\partial t} \frac{\mathbf{u}_{(1)}^\perp{}^2}{2} \right). \quad (1.22)$$

L'équation est identique à celle d'ordre 1, avec un terme exciteur en plus dans le membre de droite. Ce terme vient de l'expression non relativiste de la force pondéromotrice, $\nabla\gamma = (1/\gamma)\nabla\mathbf{u}^2 = \nabla\frac{\mathbf{u}_{(1)}^\perp{}^2}{2} + O(a_0^3)$. Il est purement longitudinal, la projection de l'équation sur la partie transverse donne donc l'équation (1.21) portant sur $\mathbf{u}_{(2)}^\perp$. L'impulsion laser étant déjà décrite par $\mathbf{u}_{(1)}^\perp$ et puisqu'il n'y a pas de terme source dans l'équation pour $\mathbf{u}_{(2)}^\perp$, on a $\mathbf{u}_{(2)}^\perp = 0$. Cela signifie qu'il n'y a pas de génération de seconde harmonique à 2ω et pas de champ magnétique quasi-statique (le champ magnétique étant égal à $\nabla \times \mathbf{u}^\perp$). La projection sur la partie longitudinale donne

$$\left(\frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} + k_p^2 \right) \mathbf{u}_{(2)}^\parallel = -\nabla \left(\frac{1}{c} \frac{\partial}{\partial t} \frac{\mathbf{u}_{(1)}^\perp{}^2}{2} \right). \quad (1.23)$$

Nous voyons qu'à l'ordre deux, l'onde plasma peut être excitée par la force pondéromotrice non relativiste de l'impulsion laser $(1/2)\nabla\mathbf{u}_{(1)}^\perp{}^2$, que l'on peut réécrire de manière plus usuelle sous la forme $(1/2)\nabla a^2 \propto \nabla I$ où I est l'intensité de l'impulsion laser. Ce terme pousse les électrons des zones de forte intensité laser vers les zones de faible intensité, c'est le mouvement séculaire de dérive d'un électron dans un champ laser inhomogène. Ce mouvement crée une séparation de charge qui oscille ensuite autour de sa position d'équilibre. Un oscillateur harmonique de fréquence ω_p est excité de manière résonante si le terme source oscille à la même fréquence. Ainsi, on pourra exciter efficacement une onde plasma en utilisant une impulsion laser dont l'enveloppe est modulée à ω_p . Dans le contexte des travaux présentés dans ce manuscrit, on utilisera une impulsion laser ayant une durée à mi-hauteur (FWHM¹¹) $c\tau \sim \lambda_p/2$, avec $\lambda_p = 2\pi c/\omega_p$, permettant l'excitation résonante de l'onde plasma.

La solution générale de (1.23)¹² s'écrit

$$\mathbf{u}_{(2)}^\parallel(\mathbf{r}, t) = -\frac{1}{k_p} \int_{-\infty}^t dt' \sin[\omega_p(t-t')] \nabla \frac{\partial}{\partial t'} \frac{\mathbf{u}_{(1)}^\perp{}^2}{2}, \quad (1.24)$$

11. FWHM est l'acronyme pour « full width at half maximum » en anglais.

12. Satisfaisant la condition $\mathbf{u}_{(2)}^\parallel \rightarrow 0$ quand $t \rightarrow -\infty$, c'est-à-dire pas d'onde plasma avant l'excitation par l'impulsion laser.

et correspond à une simple oscillation sinusoïdale dans le temps après le passage de l'impulsion laser, quand $\mathbf{u}_{(1)}^\perp = 0$. Dans la suite, on entendra par « sillage de l'impulsion laser » la région derrière l'impulsion laser où $\mathbf{u}_{(1)}^\perp = 0$. Une impulsion laser avec une enveloppe gaussienne, $\langle a^2 \rangle = (1/2)a_0^2 \exp[-(z - v_g t)^2 / 2\sigma_z^2] \exp(-r^2 / 2\sigma_r^2)$ ¹³, excite une onde plasma qui s'écrit dans le sillage de l'impulsion laser

$$\phi = -\sqrt{2\pi}a_0^2 \frac{k_p \sigma_z}{4} e^{-k_p^2 \sigma_z^2 / 2} \left\{ e^{-r^2 / 2\sigma_r^2} \sin[k_p(z - v_g t)] \right\}, \quad (1.25)$$

$$E_z = E_0 \sqrt{2\pi}a_0^2 \frac{k_p \sigma_z}{4} e^{-k_p^2 \sigma_z^2 / 2} \left\{ e^{-r^2 / 2\sigma_r^2} \cos[k_p(z - v_g t)] \right\}, \quad (1.26)$$

$$E_r = -E_0 \sqrt{2\pi}a_0^2 \frac{\sigma_z}{4\sigma_r^2} e^{-k_p^2 \sigma_z^2 / 2} \left\{ r e^{-r^2 / 2\sigma_r^2} \sin[k_p(z - v_g t)] \right\}, \quad (1.27)$$

où $\sigma_z/c = \tau_{\text{FWHM}}/[2(2 \ln 2)^{1/2}]$ est la durée RMS¹⁴ de l'impulsion laser, σ_r sa dimension transverse RMS, et $E_0 = mc\omega_p/e$ est le champ électrique maximal de l'onde plasma linéaire ($E = E_0$ quand la perturbation de densité est maximale $\delta n/n_0 = 1$). L'amplitude de l'onde plasma ϕ est maximale pour $k_p \sigma_z = 1$, condition de résonance pour l'excitation de l'onde plasma. Le champ électrique transverse E_r a une dépendance quasi-linéaire en r proche de l'axe : $E_r \propto r$ pour $r \ll \sigma_r$, et va donc soit focaliser soit défocaliser un faisceau de particules chargées se propageant suivant z , selon le signe du champ. Les champs E_z et E_r de l'onde plasma 3D linéaire sont décalés en phase de 90 degrés. On distingue donc 4 régions dans une période plasma : décélétratrice-défocalisante, accélératrice-défocalisante, accélératrice-focalisante et décélétratrice-focalisante, chaque région occupant un quart de la période plasma. L'accélération efficace de particules chargées est possible dans la partie accélératrice-focalisante uniquement.

La description à l'ordre deux correspond au régime linéaire, où l'impulsion laser $\mathbf{u}_{(1)}^\perp$ se propage suivant l'équation linéaire (1.21), de manière complètement indépendante de l'existence d'une onde plasma. La propagation de l'impulsion laser étant connue, l'équation (1.23), linéaire en $\mathbf{u}_{(2)}^\parallel$, décrit la génération de l'onde plasma à partir de la force pondéromotrice non relativiste du laser.

1.3.3 Ordre 3 : Effets relativistes et d'onde plasma sur la propagation de l'impulsion laser

L'équation pour l'impulsion du fluide électronique d'ordre 3 s'écrit

$$\begin{aligned} \left(\frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} + \nabla \times \nabla \times + k_p^2 \right) \mathbf{u}_{(3)} = & \overbrace{\frac{k_p^2}{2} \mathbf{u}_{(1)}^\perp \cdot \mathbf{u}_{(1)}^\perp}^{\text{Terme } k_p^2/\gamma} - \overbrace{\left(\nabla^2 \frac{\mathbf{u}_{(1)}^\perp \cdot \mathbf{u}_{(1)}^\perp}{2} \right) \mathbf{u}_{(1)}^\perp - \nabla \cdot \left(\frac{1}{c} \frac{\partial}{\partial t} \mathbf{u}_{(2)}^\parallel \right) \mathbf{u}_{(1)}^\perp}_{\text{Terme } \delta n/n_0} \\ & - \underbrace{\nabla \left(\frac{1}{c} \frac{\partial}{\partial t} \mathbf{u}_{(1)}^\perp \cdot \mathbf{u}_{(2)}^\parallel \right)}_{\text{Terme pondéromoteur } \nabla \gamma}. \end{aligned} \quad (1.28)$$

Tout d'abord, le terme source provenant de la force pondéromotrice dans l'équation (1.28) est purement longitudinal, contribuant uniquement dans l'équation d'onde pour $\mathbf{u}_{(3)}^\parallel$. Cependant,

13. Dans l'équation 1.24, on peut utiliser la moyenne de $\mathbf{u}_{(1)}^\perp \cdot \mathbf{u}_{(1)}^\perp$ sur une période laser, car la partie haute fréquence de $\mathbf{u}_{(1)}^\perp \cdot \mathbf{u}_{(1)}^\perp$ n'excite pas de manière efficace l'onde plasma.

14. RMS est l'acronyme pour « Root Mean Square » en anglais.

oscillant à $\omega \pm \omega_p$, il excite de manière peu efficace l'onde plasma d'ordre 3, $\mathbf{u}_{(3)}^{\parallel}$. De manière générale, on observe qu'il n'y a pas, dans l'équation (1.28), de terme oscillant à ω_p pouvant être à l'origine de l'excitation efficace d'onde plasma.

La partie transverse de l'équation (1.28) fait intervenir des termes provenant de k_p^2/γ [situé dans le membre de gauche de l'équation (1.17)] et de la perturbation de densité $\delta n/n_0$ [premier terme du membre de droite de l'équation (1.17)]. On peut remarquer que seul le terme provenant de $(k_p^2/\gamma)\mathbf{u}_{(1)}^{\perp}$, décrivant l'oscillation des électrons dans le champ laser, a son origine dans la nature relativiste de la dynamique des électrons¹⁵. Si l'électron gagne une énergie relativiste lors de son oscillation dans le champ laser, cela lui confère plus d'inertie, ce qui réduit sa contribution au courant. L'électron a alors une masse effective γm , et $\omega_p^2 = n_0 e^2 / (m \epsilon_0)$ dans l'équation de dispersion de l'onde transverse doit naturellement être remplacé par $n_0 e^2 / (\gamma m \epsilon_0)$: c'est la transparence induite, qui permet à une onde électromagnétique de se propager si $\omega_p / \gamma^{1/2} < \omega < \omega_p$. À l'ordre 3, cet effet se traduit par un terme source en $\mathbf{u}_{(1)}^{\perp 2} \mathbf{u}_{(1)}^{\perp}$ dans l'équation de propagation pour $\mathbf{u}_{(3)}$. Ce terme relativiste contient a priori les fréquences ω et 3ω . Si l'impulsion laser est polarisée circulairement, alors $\mathbf{u}_{(1)}^{\perp 2} = a^2$ est de fréquence approximativement nulle (la composante à 2ω est identiquement nulle dans ce cas), et le facteur γ est approximativement constant lors de l'oscillation de l'électron dans le champ laser. L'oscillation reste donc sinusoïdale et il n'y a pas de génération de troisième harmonique. En revanche, pour une polarisation linéaire, le terme $\mathbf{u}_{(1)}^{\perp 2}$ contient à la fois un terme de fréquence nulle, $\langle a^2 \rangle$ ¹⁶, et un terme à 2ω . Le facteur γ évolue au cours de l'oscillation dans le champ laser, et cette oscillation n'est donc plus sinusoïdale mais contient un terme oscillant à 3ω . Ce terme peut donc être à l'origine de la génération de troisième harmonique.

Le membre de droite de l'équation (1.28) contient également des sources provenant du terme de modulation de la densité $\delta n/n_0$. On voit donc apparaître, à l'ordre 3, l'effet de l'onde plasma sur la propagation de l'impulsion laser. Le terme $(1/2)(\nabla^2 \mathbf{u}_{(1)}^{\perp 2})\mathbf{u}_{(1)}^{\perp}$ est similaire au terme relativiste : il contient la fréquence ω ainsi que la fréquence 3ω pour une polarisation non circulaire. Sa contribution est négligeable devant celle du terme relativiste si l'excitation de l'onde plasma est faible, par exemple pour une impulsion longue $c\tau \gg \lambda_p$ pour laquelle $|\nabla^2 \mathbf{u}_{(1)}^{\perp 2}| \ll |k_p^2 \mathbf{u}_{(1)}^{\perp 2}|$. Pour une excitation résonante de l'onde plasma, avec une impulsion courte, les deux contributions seront du même ordre de grandeur $|\nabla^2 \mathbf{u}_{(1)}^{\perp 2}| \sim |k_p^2 \mathbf{u}_{(1)}^{\perp 2}|$. La contribution totale sera responsable des effets non linéaires ayant lieu au cours de la propagation du laser, ainsi que de la génération de troisième harmonique (si polarisation non circulaire). Le terme $\nabla \cdot [\partial \mathbf{u}_{(2)}^{\parallel} / \partial(ct)] \mathbf{u}_{(1)}^{\perp}$ a des composantes oscillant aux fréquences $\omega \pm \omega_p$. En effet, les courants oscillant à ω sont modulés par l'onde plasma à cause de la perturbation de densité $\delta n/n_0$ variant à ω_p . Cet effet est responsable de l'apparition des pics satellites Raman à $\omega \pm \omega_p$ dans le spectre de l'impulsion laser.

À cet ordre du développement, l'impulsion laser est décrite par $\mathbf{a} = \mathbf{u}_{(1)}^{\perp} + \mathbf{u}_{(3)}^{\parallel}|_{\omega}$, où l'on ne considère que les fréquences voisines de ω dans $\mathbf{u}_{(3)}^{\parallel}$. On peut alors écrire l'équation d'évolution

15. On pourra s'en convaincre en utilisant la version non relativiste de l'équation (1.17), où l'on remplace $\nabla \gamma$ par $(1/2c^2)\nabla v^2$, γ par 1, et \mathbf{u} par \mathbf{v}/c .

16. On moyenne ici sur une période laser.

non linéaire pour \mathbf{a} à partir de la partie transverse de (1.28) :

$$\left(\frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} - \nabla^2 + k_p^2 \right) \mathbf{a} = k_p^2 \left(\frac{\langle a^2 \rangle}{2} - \frac{\delta n}{n_0} \right) \mathbf{a}, \quad (1.29)$$

$$\frac{\delta n}{n_0} = k_p^{-2} \left[\nabla^2 \frac{\langle a^2 \rangle}{2} + \nabla \cdot \left(\frac{1}{c} \frac{\partial}{\partial t} \mathbf{u}_{(2)}^{\parallel} \right) \right]. \quad (1.30)$$

Pour éliminer les fréquences différentes de ω , on ne garde que la partie basse fréquence de $a^2/2$ et $\delta n/n_0$ en moyennant sur la période laser, ce qui agit comme un filtre passe bande autour de la fréquence ω pour les termes sources. L'équation de dispersion, les vitesses de groupe v_g et de phase v_ϕ et l'indice de réfraction $\eta = c/v_\phi$ s'écrivent alors¹⁷

$$\omega^2 = \left(1 - \frac{\langle a^2 \rangle}{2} + \frac{\delta n}{n_0} \right) \omega_p^2 + k^2 c^2, \quad (1.31)$$

$$v_g = c \left[1 - \left(1 - \frac{\langle a^2 \rangle}{2} + \frac{\delta n}{n_0} \right) \frac{\omega_p^2}{\omega^2} \right]^{1/2}, \quad (1.32)$$

$$v_\phi = c \left[1 - \left(1 - \frac{\langle a^2 \rangle}{2} + \frac{\delta n}{n_0} \right) \frac{\omega_p^2}{\omega^2} \right]^{-1/2}, \quad (1.33)$$

$$\eta = \left[1 - \left(1 - \frac{\langle a^2 \rangle}{2} + \frac{\delta n}{n_0} \right) \frac{\omega_p^2}{\omega^2} \right]^{1/2}. \quad (1.34)$$

Vitesse de groupe, vitesse de phase et indice de réfraction ne sont donc pas homogènes dans le plasma, ce qui va donner naissance à plusieurs phénomènes physiques importants lors de la propagation de l'impulsion laser dans le plasma. Considérons le terme relativiste, $\langle a^2 \rangle/2$. Pour une impulsion laser non uniforme, par exemple avec un profil transverse gaussien, la vitesse de phase est plus lente au centre du faisceau, là où l'intensité est maximale, et plus rapide loin de l'axe. Le front d'onde se courbe, ce qui mène à la focalisation de l'impulsion : c'est l'auto-focalisation relativiste. L'impulsion laser peut être également auto-focalisée si elle est située dans une déplétion de densité $\delta n/n_0 < 0$ avec à ses bords une sur-densité $\delta n/n_0 > 0$. D'autre part, la variation longitudinale de la vitesse de groupe $v_g(\xi)$, avec $\xi = z - ct$, peut comprimer une impulsion si l'arrière de l'impulsion voit une densité plus faible que l'avant de l'impulsion : $\delta n/n_0(\xi_{\text{arrière}}) < \delta n/n_0(\xi_{\text{avant}})$ et $v_g(\xi_{\text{arrière}}) > v_g(\xi_{\text{avant}})$. Enfin, le gradient longitudinal de la vitesse de phase, $\partial v_\phi / \partial \xi$, engendre du décalage de fréquence. Quand $\partial v_\phi / \partial \xi < 0$, la fréquence augmente au cours de la propagation, tandis que pour $\partial v_\phi / \partial \xi > 0$ elle diminue. Pour une impulsion laser avec un profil temporel gaussien, le terme en $\langle a^2 \rangle/2$ implique un décalage vers le bleu de l'arrière de l'impulsion et un décalage vers le rouge de l'avant. C'est l'automodulation de phase. Cet effet tend à élargir le spectre, ce qui est nécessaire pour pouvoir comprimer l'impulsion vers des durées plus courtes. L'onde plasma joue aussi son rôle dans le décalage de fréquence. Le terme en $\delta n/n_0$ montre en effet qu'on peut utiliser une onde plasma non seulement pour accélérer des particules chargées (grâce aux champs électriques de l'onde), mais aussi pour accélérer et décélérer des photons ; l'accélération faisant ici référence à l'augmentation de l'énergie des photons $\hbar\omega$. L'auto-focalisation et l'auto-compression de l'impulsion laser lors de sa propagation dans le plasma jouent un rôle clé dans nos expériences. Dans les expériences décrites

17. Le passage à l'équation de dispersion, dans l'espace de Fourier, fait l'hypothèse que $\langle a^2 \rangle/2 - \delta n/n_0$ est constant en temps et en espace.

dans ce manuscrit, l'impulsion laser est focalisée à des amplitudes normalisées $a_0 \in [1, 1.5]$ dans le vide, tandis que les effets de propagation non linéaire dans le plasma permettent à l'impulsion d'atteindre des amplitudes $a_0 \in [2, 5]$ ¹⁸.

1.3.4 Ordre 4 : Génération de champ magnétique quasi-statique

Jusqu'à l'ordre 3, tous les termes du membre de droite de l'équation d'onde dépendait de $\mathbf{u}_{(1)}^\perp$, et s'annulaient dans le sillage de l'impulsion laser (où $\mathbf{u}_{(1)}^\perp = 0$). Seule l'onde plasma ϕ , excitée pendant le passage de l'impulsion laser, ne s'annule pas dans le sillage laser. À l'ordre 4, en revanche, des termes du type $\mathbf{u}_{(2)}^2$, qui ne s'annulent pas dans le sillage de l'impulsion laser, apparaissent à cause de la présence de l'onde plasma $\mathbf{u}_{(2)}^\parallel$. Les courants associés à ces termes s'écrivent

$$\mathbf{j}_{\text{sillage}} = -\nabla \cdot \left(\frac{1}{c} \frac{\partial}{\partial t} \mathbf{u}_{(2)}^\parallel \right) \mathbf{u}_{(2)}^\parallel - \nabla \left(\frac{1}{c} \frac{\partial}{\partial t} \mathbf{u}_{(2)}^\parallel \right)^2. \quad (1.35)$$

Oscillant aux fréquences 0 et $2\omega_p$, ce courant de sillage est responsable à la fois du raidissement de l'onde plasma (n'étant plus simplement sinusoïdale à ω_p) et de la présence de champ magnétique quasi-statique [19, 20] si sa partie transverse est non nulle (ce qui est le cas dans le cas 3D, où \mathbf{u} dépend à la fois de z et de la position transverse r). On voit donc que la non-linéarité de l'équation d'onde apporte des modifications importantes à l'onde de sillage : elle n'est plus décrite par une onde purement longitudinale et sinusoïdale, mais elle contient aussi les harmoniques de la fréquence plasma ainsi qu'un champ magnétique non nul.

On peut résumer comme suit les phénomènes physiques mis en évidence par le développement perturbatif de l'équation d'onde. L'ordre 1 fournit les équations linéaires régissant la dynamique de l'onde plasma et de l'onde électromagnétique (l'impulsion laser) dans le plasma, les deux étant complètement découplées. À l'ordre 2, l'onde plasma est excitée par la force pondéromotrice non relativiste de l'impulsion laser. L'ordre 3 décrit les effets non linéaires et relativistes apparaissant dans la propagation de l'impulsion laser, ainsi que la génération de troisième harmonique. Enfin, à l'ordre 4, l'onde de sillage gagne en complexité, avec à la fois un raidissement du profil de l'onde plasma (apparition de la fréquence $2\omega_p$), et un courant transverse responsable de la présence d'un champ magnétique quasi-statique.

1.4 Régime non-perturbatif et relativiste

1.4.1 Limite uni-dimensionnelle

Dans le régime non-perturbatif, $a_0 > 1$, il est possible d'étudier analytiquement l'excitation de l'onde plasma par une impulsion laser relativiste dans la limite 1D et dans l'approximation quasi-statique, auquel cas les champs ne dépendent plus que d'une seule variable, $\xi = z - v_p t$, où v_p est la vitesse de phase de l'onde plasma. On suppose donc que l'impulsion laser et l'onde plasma évoluent lentement par rapport à l'échelle de temps plasma ω_p^{-1} , et que leur largeur transverse σ_r est grande devant λ_p . De plus, la vitesse de phase de l'onde plasma ne découle pas de l'étude mais apparaît comme un paramètre extérieur à fixer arbitrairement (en première approximation, on la considérera égale à la vitesse de groupe linéaire de l'impulsion laser).

18. Ces valeurs sont obtenues à partir de résultats de simulations Particle-In-Cell (PIC) réalisées avec des paramètres correspondant à nos conditions expérimentales.

Dans le cas où les champs ne dépendent que de z et t , les parties longitudinale et transverse des champs s'identifient avec leur interprétation géométrique : la partie longitudinale est suivant l'axe \mathbf{e}_z et la partie transverse est perpendiculaire à l'axe \mathbf{e}_z . D'autre part, le système est invariant sous les transformations de symétrie $\mathbf{r} \rightarrow \mathbf{r} + a\mathbf{e}_x + b\mathbf{e}_y$ et $z \rightarrow z + v_p d, t \rightarrow t + d$ (avec a, b, d des constantes arbitraires), ce qui implique d'après le théorème de Noether l'existence de quantités conservées¹⁹. L'invariance transverse est responsable de la conservation du moment canonique transverse, $\mathbf{U}_\perp = \mathbf{u}_\perp - \mathbf{a} = \text{constante} = \mathbf{0}$, tandis que l'invariance quasi-statique implique $\gamma - \phi - \beta_p u_z = \text{constante} = 1$, où $\beta_p = v_p/c$ (le moment canonique U_z est égal à u_z puisque dans la jauge de Coulomb et dans le cas 1D, $a_z = 0$). On obtient bien sûr les mêmes

19. Pour une transformation de symétrie générale s'écrivant $\mathbf{r} \rightarrow \mathbf{r} + \epsilon\mathbf{Q}, t \rightarrow t + \epsilon T$ (\mathbf{Q} et T sont les générateurs de la transformation, et ϵ est un paramètre infinitésimal), la quantité conservée s'écrit $\mathcal{H}T - \mathbf{P}\cdot\mathbf{Q}$.

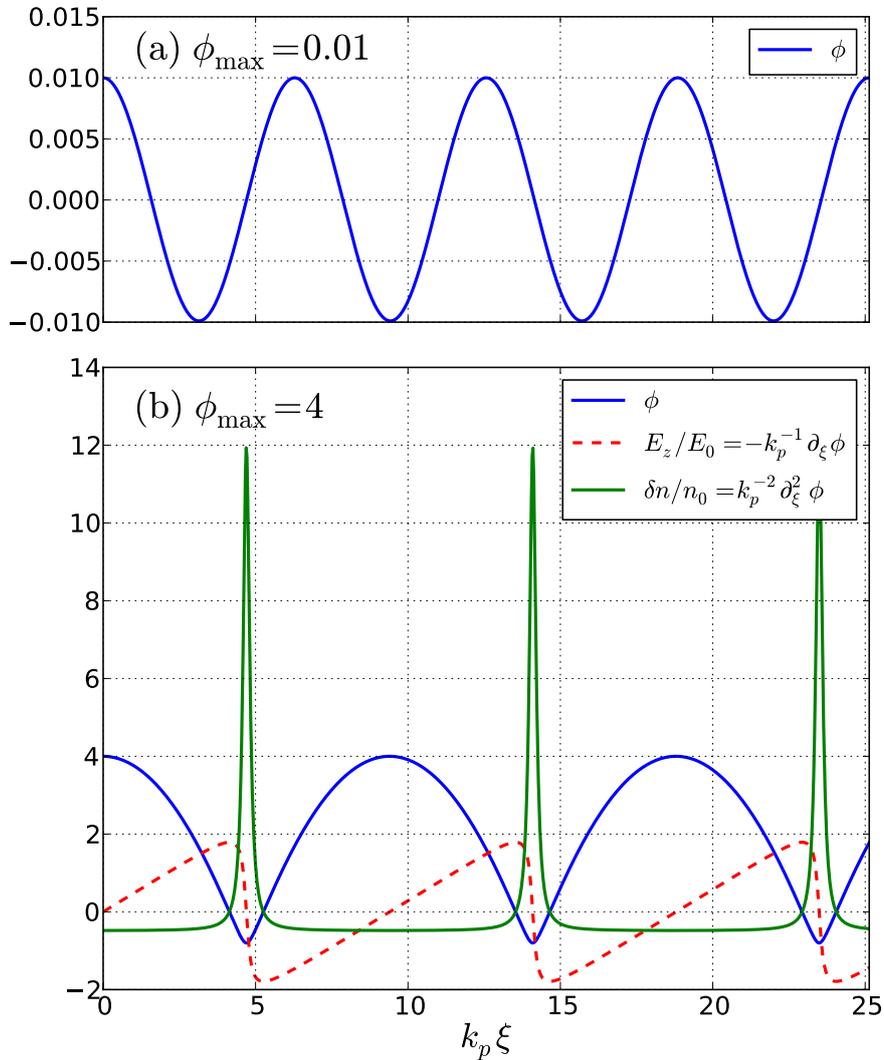


Fig. 1.1: Onde plasma dans le sillage de l'impulsion laser, où $a = 0$, obtenue par intégration de l'équation (1.36). (a) Onde plasma linéaire avec une amplitude $\phi_{\max} = 0.01$. (b) Onde plasma non linéaire avec $\phi_{\max} = 4$.

relations en intégrant l'équation du mouvement (1.16). En utilisant les identités $\partial/\partial z = \partial/\partial \xi$, $\partial/\partial t = -v_p \partial/\partial \xi$, $\gamma = 1 + \phi + \beta_p u_z$ et $\gamma^2 = 1 + a^2 + u_z^2$, la partie longitudinale de l'équation d'onde (1.17) se ré-écrit pour $\phi(\xi)$

$$\frac{\partial^2 \phi}{\partial \xi^2} = k_p^2 \gamma_p^2 \left\{ \beta_p \left[1 - \frac{1 + a^2}{\gamma_p^2 (1 + \phi)^2} \right]^{-1/2} - 1 \right\} \simeq \frac{k_p^2}{2} \left[\frac{1 + a^2}{(1 + \phi)^2} - 1 \right], \quad (1.36)$$

où $\gamma_p = (1 - \beta_p^2)^{-1/2}$, la seconde expression étant valable dans la limite $\gamma_p \gg 1$. La figure 1.1 montre le profil de l'onde plasma linéaire (pour une amplitude $\phi_{\max} = 0.01$) et de l'onde non linéaire (pour $\phi_{\max} = 4$), située dans le sillage d'une impulsion laser, *i.e.* dans une région où $a = 0$. Dans le cas linéaire, on retrouve la forme sinusoïdale de l'onde plasma. En revanche, on remarque que l'onde plasma non linéaire devient fortement non sinusoïdale pour de grandes amplitudes, avec une période plasma non linéaire $\lambda_p^{NL}(\phi_{\max})$ qui augmente avec l'amplitude de l'onde. Sur une large partie de la période plasma, le champ électrique est quasi-linéaire et la densité électronique n est approximativement constante et égale à $n_0/2$. La densité électronique présente des pics de grande amplitude aux positions où le champ électrique change subitement de signe. Cela provient du fait qu'au niveau des pics, les électrons ont une vitesse proche de la vitesse de phase de l'onde plasma et stationnent longtemps autour de ces positions, tandis qu'ils se propagent à contre sens de l'onde dans la région où $n = n_0/2$ ²⁰. Si l'onde est excitée à une amplitude telle que la vitesse des électrons peut dépasser la vitesse de l'onde, on a alors croisement longitudinal entre particules et déferlement. Le modèle fluide n'est plus valide et il faut revenir à une description cinétique. Pour un plasma froid, la limite de déferlement est donnée par $E_{\text{déferlement}} = \sqrt{2(\gamma_p - 1)}E_0$ [21], mais cette valeur est abaissée quand on prend en compte les effets thermiques [14, 17].

1.4.2 Effets multi-dimensionnels

Comme nous l'avons vu dans la limite faiblement relativiste, les effets multi-dimensionnels ont un rôle très important dans l'interaction et sont responsables, par exemple, de l'auto-focalisation de l'impulsion laser et de la génération d'un champ magnétique quasi-statique dans son sillage. En régime non-perturbatif, ces effets ne sont pas d'ordre petit devant 1 et auront donc un rôle de premier ordre. L'étude du cas non linéaire et multi-dimensionnel nécessite des outils numériques. On pourra utiliser un code fluide se basant sur les équations hydrodynamiques, avec éventuellement prise en compte des effets thermiques. Cependant, dans le cas multi-dimensionnel et non linéaire, du déferlement transverse apparaît dans de très nombreuses situations : même si aucun électron n'a une vitesse supérieure à celle de l'onde plasma, des électrons avec des positions radiales initiales différentes se croisent transversalement. Les codes Particle-In-Cell (PIC) [22], basés sur la description cinétique du plasma et sur le système d'équations Vlasov-Maxwell, permettent de décrire les phénomènes de déferlement. La fonction de distribution est échantillonnée sous forme de macro-particules, tandis que les champs électromagnétiques sont calculés sur un maillage de l'espace. Les trajectoires des macro-particules sont

20. Dans un écoulement stationnaire, la densité est inversement proportionnelle à la vitesse (conservation du débit particulaire). Dans notre cas, l'écoulement n'est pas stationnaire dans les variables (z, t) mais dans les variables $\xi = z - v_p t, \tau = t$ et on a $n|d_t \xi| = n_0 v_p$ (où $d_t \xi = v_z - v_p$). Les électrons s'écoulent dans le sens des ξ négatifs et ralentissent fortement au niveau des pics $|d_t \xi| \ll v_p$ (*i.e.* $v_z \lesssim v_p$), donnant lieu à une très forte densité $n \gg n_0$. Quand les électrons vont à contre sens de l'onde dans le référentiel du laboratoire avec $-v_z \lesssim v_p$, alors $|d_t \xi| \simeq 2v_p$ et $n \simeq n_0/2$.

calculées à partir des équations du mouvement, dans lesquelles les champs électromagnétiques sont interpolés à la position des macro-particules. La dynamique des champs électromagnétiques est obtenue à partir des équations de Maxwell, où la densité et le courant sont calculés par projection des macro-particules sur le maillage. Ces codes permettent une description complète de la dynamique non linéaire et relativiste, des effets multi-dimensionnels et des phénomènes de déferlements, longitudinal et transverse. Ils sont donc particulièrement adaptés pour la description de nos expériences où du déferlement a généralement lieu. Ils sont toutefois coûteux en temps de calcul. On peut alors recourir à des codes particulières faisant l'hypothèse quasi-statique (évolution de l'impulsion laser et du sillage lente sur l'échelle de temps plasma) et ne résolvant que l'échelle plasma (les trajectoires des macro-particules sont calculées à partir de la force pondéromotrice $\nabla\langle\gamma\rangle$ moyennée sur la période laser) [24, 25]. Ces codes ne permettent pas de décrire des électrons ayant une vitesse longitudinale positive et proche de c (et ne peuvent donc pas décrire le déferlement longitudinal), mais décrivent correctement le déferlement transverse.

La figure 1.2 montre le résultat d'une simulation de type particulaire quasi-statique, réalisée avec le code Wake [24, 25]. Dans le cas linéaire, $a_0 = 0.5$, on retrouve les propriétés énoncées dans la partie 1.3.2, à savoir un profil sinusoidal de l'onde plasma et une période plasma séparée en quatre régions : décélératrice-défocalisante, accélératrice-défocalisante, accélératrice-focalisante

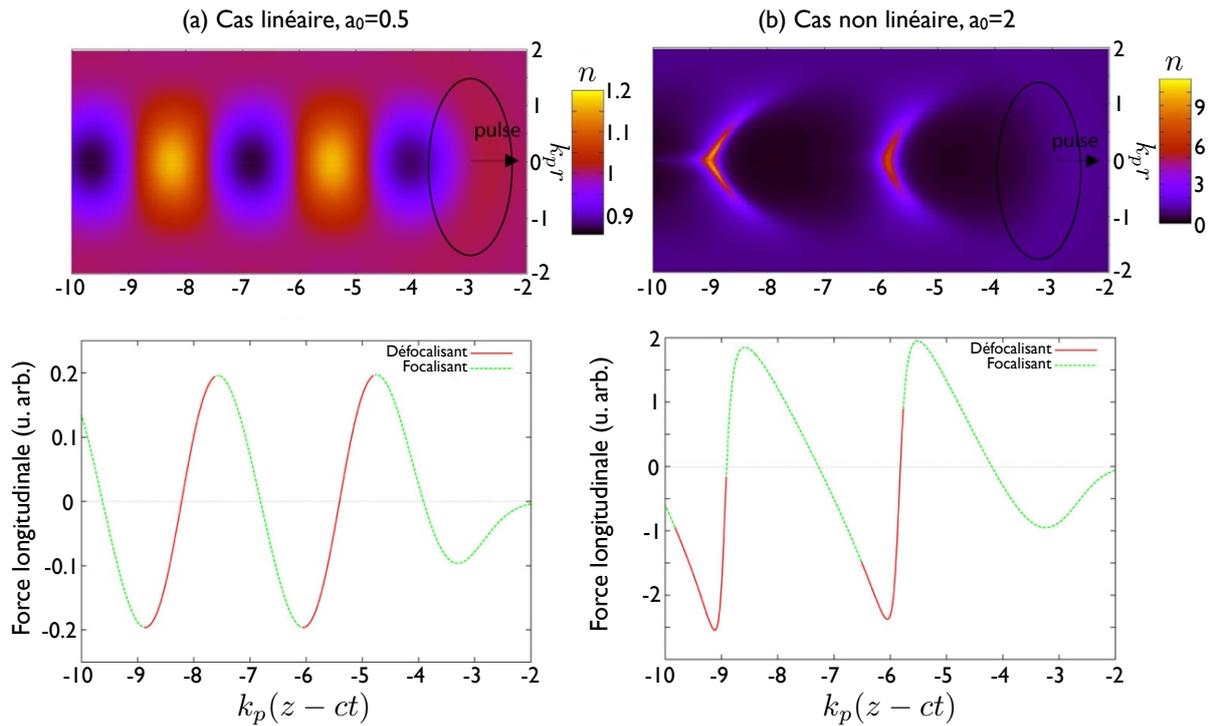


Fig. 1.2: Onde plasma 3D excitée dans le sillage d'une impulsion laser, obtenue à partir du code Wake. (a) Onde plasma linéaire excitée par une impulsion laser d'amplitude $a_0 = 0.5$. (b) Onde plasma non linéaire excitée par une impulsion laser d'amplitude $a_0 = 2$. La partie haute représente la densité électronique en fonction de la position longitudinale $k_p(z - ct)$ et de la position radiale $k_{\perp,r}$, et la partie basse représente la force longitudinale sur l'axe ($r = 0$) en fonction de $k_p(z - ct)$ (force électrique de l'onde plasma + force pondéromotrice de l'impulsion laser). Les zones focalisantes et défocalisantes sont indiquées par la couleur de la courbe. Figure extraite de Malka *et al.* (2006) [23].

et décélétratrice-focalisante, chaque région occupant un quart de la période plasma. Dans le cas non linéaire, on remarque la présence de pics de densité, comme dans le cas 1D non linéaire (voir figure 1.1). Cependant, on observe que l'onde plasma est courbée transversalement, et que la courbure est plus importante pour la deuxième période plasma. Ceci peut être compris à l'aide d'une analogie quasi-1D : à différentes positions radiales correspondent différentes amplitudes laser, $a_0(r)$, et donc des ondes plasma 1D de périodes plasma différentes $\lambda_p^{NL}(r)$, plus grande sur l'axe que sur les bords, ce qui donne lieu à un front d'onde courbé, dont la courbure augmente linéairement avec la distance derrière l'impulsion laser [26]. Cette analogie quasi-1D est cependant très limitée, car on pourra rapidement avoir des mouvements transverses non négligeables. D'autre part, contrairement au cas 1D où la densité ne peut pas être inférieure à $n_0/2$, on peut ici avoir une densité électronique presque nulle juste derrière l'impulsion laser. Cela vient du fait que la force pondéromotrice ne pousse pas les électrons uniquement longitudinalement, mais aussi transversalement, les écartant donc de l'axe de propagation laser et permettant d'avoir une densité presque nulle juste derrière l'impulsion. Je reviendrai en détail sur ce régime dit de cavitation ou de bulle dans le chapitre suivant. Pour une onde plasma non linéaire 3D, la partie focalisante s'allonge tandis que la partie défocalisante est réduite, et cet effet est de plus en plus significatif au fur et à mesure que l'amplitude de l'onde augmente. On dispose alors d'une grande région accélératrice-focalisante pour l'accélération de particules chargées négativement. Enfin, l'onde de sillage possède également un champ magnétique azimuthal B_θ du même ordre de grandeur que le champ électrique radial E_r/c .

2. L'ACCÉLÉRATEUR LASER-PLASMA

Dans le chapitre précédent, nous avons vu qu'une impulsion laser intense se propageant dans un plasma sous-dense pouvait exciter une onde de sillage. Les champs électriques typiques de ces ondes plasmas sont de l'ordre de 100 GV.m^{-1} , 3 ordres de grandeur au dessus des champs électriques des accélérateurs conventionnels. L'interaction laser-plasma a donc un grand potentiel pour le développement d'accélérateurs compacts [27]. Dans ce chapitre, je présenterai l'accélérateur laser-plasma dans sa version la plus moderne : le régime de la bulle. Je décrirai également différentes méthodes pour injecter des électrons dans la structure accélératrice.

2.1 Régime et modèle de la bulle

Comme discuté dans les sections 1.4.1 et 1.4.2, alors que pour une onde plasma 1D la densité ne peut pas être inférieure à $n_0/2$, les effets multi-dimensionnels rendent possible l'obtention d'une densité quasi-nulle juste derrière l'impulsion laser. Ainsi, pour une impulsion laser intense,

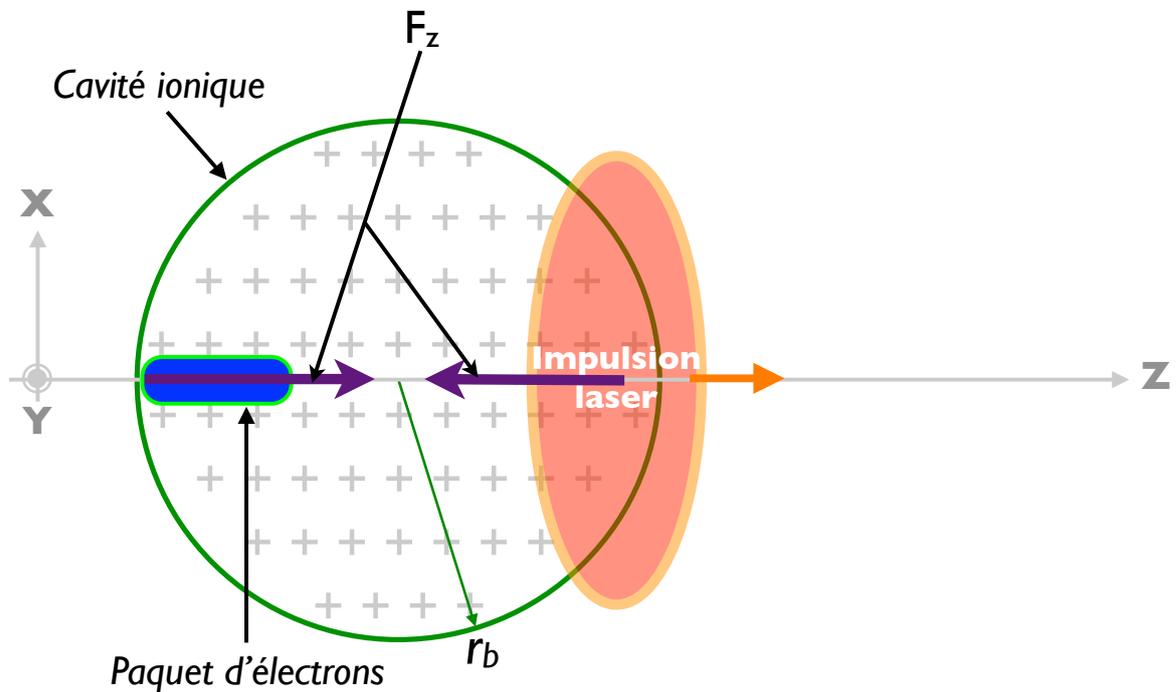


Fig. 2.1: Principe de l'accélération dans le régime de la bulle. L'impulsion laser expulse tous les électrons en dehors de la tache focale, laissant dans son sillage une cavité ionique de rayon r_b . La force longitudinale F_z permet d'accélérer un paquet d'électrons dans la première moitié de la cavité, tandis qu'elle est décélétratrice dans la seconde.

$a_0 > 2$, et dont les dimensions longitudinale et transverse sont adaptées au plasma, $\sigma_z, \sigma_r \sim k_p^{-1}$, la force pondéromotrice de l'impulsion laser pousse fortement les électrons vers l'avant et sur les côtés, de telle sorte que juste derrière l'impulsion se forme une cavité ionique vide d'électrons [28]. C'est le régime de cavitation ou régime de la bulle, qui est schématisé sur la figure 2.1.

À l'aide de simulations PIC [29], on montre que l'on obtient une propagation laser et une structure accélératrice stable pour

$$k_p w_0 = k_p r_b = 2\sqrt{a_0}, \quad (2.1)$$

où $w_0 = 2\sigma_r$ est le waist de l'impulsion laser et r_b est le rayon de la bulle.

2.1.1 Champs électromagnétiques de la bulle

Dans l'approximation quasi-statique, où toutes les grandeurs ne dépendent que de $\xi = z - v_p t$, x et y , et pour une bulle parfaitement sphérique, les champs électromagnétiques présents dans cette cavité (impulsion laser exclue) sont décrits par les potentiels [30, 31, 32, 33, 34]

$$\phi = -\frac{k_p^2}{8}(\xi^2 + r^2), \quad (2.2)$$

$$\mathbf{a} = \frac{k_p^2}{8}(\xi^2 + r^2)\mathbf{e}_z, \quad (2.3)$$

et s'écrivent

$$\mathbf{E}/E_0 = \frac{k_p \xi}{2} \mathbf{e}_z + \frac{k_p r}{4} \mathbf{e}_r, \quad (2.4)$$

$$\mathbf{B}/E_0 = -\frac{k_p r}{4c} \mathbf{e}_\theta, \quad (2.5)$$

où l'on a choisi la condition de jauge $\phi = -a_z$, utilisé les coordonnées cylindriques (r, θ, z) et considéré la limite $\gamma_p \gg 1$. Le centre de la bulle est en $\xi = 0, r = 0$, et on rappelle que $E_0 = m\omega_p c/e$ est le champ maximal du régime linéaire. Pour un électron test se propageant vers les z positifs avec une vitesse relativiste, $\gamma \gg 1$, et avec un petit angle par rapport à l'axe \mathbf{e}_z , $p_r/p_z \ll 1$ [$p_r = (p_x^2 + p_y^2)^{1/2}$], l'équation du mouvement s'écrit

$$\frac{d\mathbf{p}}{dt} = -e(\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B}) \simeq -\frac{m\omega_p^2}{2}(\xi\mathbf{e}_z + r\mathbf{e}_r), \quad (2.6)$$

tandis que l'Hamiltonien, dans les variables (ξ, x, y, \mathbf{P}) ¹, se décompose comme suit

$$\mathcal{H}'(\xi, x, y, \mathbf{P}) = \mathcal{H}(\mathbf{r}, \mathbf{P}, t) - v_p P_z = (\gamma - \phi)mc^2 - v_p P_z, \quad (2.7)$$

$$\mathcal{H}'(\xi, x, y, \mathbf{P}) = \mathcal{H}_\xi(\xi, P_z) + \sum_{\zeta=x,y} \mathcal{H}_\zeta(\zeta, P_\zeta, P_z) + O\left(\gamma_0 \frac{p_r^4}{p_z^4}\right), \quad (2.8)$$

$$\mathcal{H}_\xi(\xi, P_z) = p_z c \left(\frac{m^2 c^2}{2p_z^2} + \frac{1}{2\gamma_p^2} \right) + \frac{1}{4} m\omega_p^2 \xi^2, \quad (2.9)$$

$$\mathcal{H}_\zeta(\zeta, P_\zeta, P_z) = \frac{p_\zeta^2}{2\gamma_0 m} + \frac{1}{4} m\omega_p^2 \zeta^2, \quad (2.10)$$

1. On peut utiliser la fonction génératrice $F_2(\mathbf{r}, \mathbf{P}', t) = (z - v_p t)P'_\xi + xP'_x + yP'_y$ et les relations $\mathbf{P} = \partial F_2 / \partial \mathbf{r}$, $\mathbf{r}' = \partial F_2 / \partial \mathbf{P}'$ et $\mathcal{H}' = \mathcal{H} + \partial F_2 / \partial t$ pour effectuer la transformation canonique vers les variables (ξ, x, y, \mathbf{P}) .

pour $\zeta = x, y$, et toujours dans la limite $\gamma_p \gg 1$ et $p_z \gg mc$. $\mathbf{P} = \mathbf{p} - e\mathbf{A}$ est le moment canonique et $\gamma_0 = (1 + p_z^2/m^2c^2)^{1/2}$ est le terme d'ordre 0 dans le développement de γ en $p_r/p_z \ll 1$. \mathcal{H}_ξ contient le terme d'ordre 0 de ce développement, tandis que \mathcal{H}_ζ contient le terme d'ordre 2. Les termes d'ordre 4 et supérieur sont négligés. Ce développement perturbatif en $p_r/p_z \ll 1$ permet de découpler la dynamique dans les différentes directions. En effet, une fois que l'on a résolu l'équation du mouvement longitudinal (qui ne dépend pas du mouvement transverse), on peut utiliser le résultat $P_z(t)$, ou plus simplement $\gamma_0(t)$, comme paramètre dépendant du temps dans les équations du mouvement pour x et y , et $\mathcal{H}_\zeta(\zeta, P_\zeta, P_z)$ devient $\mathcal{H}_\zeta(\zeta, P_\zeta, t)$.

L'équation du mouvement (2.6) montre que la première moitié de la bulle, $\xi < 0$, est accélératrice avec une force longitudinale linéaire en ξ et indépendante de r , tandis que la deuxième moitié de la bulle est décélératrice. Ainsi, on pourra accélérer efficacement un paquet d'électrons dans la première moitié de la bulle. La bulle ayant une vitesse v_p inférieure à c , des électrons initialement à l'arrière de la bulle pourront déphaser ($d_t\xi > 0$) et atteindre le centre de la bulle. Ce déphasage limite la longueur d'accélération, et cette valeur limite est appelée la longueur de déphasage L_d . D'autre part, la force transverse est linéaire en r et indépendante de ξ , ce qui permet de conserver l'émittance transverse normalisée du paquet d'électrons pendant son accélération². Cette force de rappel linéaire est focalisante pour un paquet d'électrons et est responsable de l'oscillation des électrons individuels autour de l'axe e_z pendant leur accélération.

2.1.2 Accélération pour un électron test

Pour résoudre la dynamique longitudinale du mouvement, déterminée par \mathcal{H}_ξ , on choisit des conditions initiales satisfaisant $(1 - \beta_z^2)^{-1/2} \gg \gamma_p$, ce qui permet d'avoir un déphasage constant dans le temps : $d_t\xi = v_z - v_p \simeq c - v_p \simeq c/(2\gamma_p^2)$. Ce choix est justifié puisque la période transitoire durant laquelle $(1 - \beta_z^2)^{-1/2} \sim \gamma_p$ est petite devant le temps de déphasage $t_d = L_d/c$. Comme \mathcal{H}_ξ ne dépend pas explicitement du temps, c'est une constante du mouvement et on obtient, en utilisant par ailleurs $d_t\xi \simeq c/(2\gamma_p^2)$,

$$\gamma_0(\tau) \simeq \frac{p_z}{mc} = \gamma_d(1 - \tau^2), \quad (2.11)$$

$$\gamma_d = \gamma_p^2 k_p^2 \xi_i^2 / 2, \quad (2.12)$$

$$\tau = (t - t_d)/t_d, \quad (2.13)$$

$$t_d = -2\gamma_p^2 \xi_i / c > 0, \quad (2.14)$$

où l'on a considéré les conditions initiales $\gamma = \gamma_i \ll \gamma_d$ et $\xi = \xi_i < 0$ à $t = 0$. Au déphasage, défini par $\xi = 0$, on a $t = t_d$ et $\tau = 0$, l'énergie de l'électron est maximale et vaut $E_{\max} = \gamma_d mc^2$. Pour $\xi_i \simeq -r_b$, on obtient pour la longueur de déphasage et pour l'énergie maximale

$$L_d = 2\gamma_p^2 r_b, \quad (2.15)$$

$$E_{\max} = \gamma_p^2 k_p^2 r_b^2 mc^2 / 2. \quad (2.16)$$

2. L'émittance transverse normalisée est une mesure de l'aire occupée par le paquet d'électrons dans l'espace des phases (ζ, p_ζ) , pour $\zeta = x, y$. Plus précisément, sa définition rms est $\epsilon_{\zeta N} = [(\Delta\zeta^2)\langle\Delta p_\zeta^2\rangle - \langle\Delta\zeta\Delta p_\zeta\rangle^2]^{1/2}$, avec $\Delta\zeta = \zeta - \langle\zeta\rangle$ et $\Delta p_\zeta = p_\zeta - \langle p_\zeta\rangle$, et prend en compte les déformations non linéaire de la distribution d'électrons dans l'espace des phases.

On voit donc que la vitesse de phase de l'onde plasma est très importante : une faible vitesse de phase limite considérablement la longueur de déphasage et par conséquent le gain en énergie. On peut estimer les lois d'échelles pour ces deux grandeurs en fonction de a_0 et de la densité électronique n , en utilisant la relation $k_p r_b = 2\sqrt{a_0}$ [équation (2.1)] ainsi qu'en faisant l'hypothèse $\gamma_p \propto \gamma_g$ où $\gamma_g = (1 - v_g^2/c^2)^{-1/2} = \omega_L/\omega_p$ est le facteur relativiste associé à la vitesse de groupe linéaire v_g de l'impulsion laser et ω_L la fréquence centrale du laser. Cette relation de proportionnalité est vérifiée sous l'hypothèse d'égalité ($\gamma_p = \gamma_g$), mais aussi si l'on prend en compte la déplétion de l'énergie laser au cours de la propagation ($\gamma_p = \gamma_g/\sqrt{3}$) [29]. On a alors $r_b \propto a_0^{1/2} n_0^{-1/2}$ et $\gamma_p \propto n_0^{-1/2}$, et donc $L_d \propto a_0^{1/2} n_0^{-3/2}$ et $E_{\max} \propto a_0 n_0^{-1}$. Ces lois d'échelles montrent qu'il faut diminuer la densité plasma si l'on veut augmenter la longueur d'accélération et le gain d'énergie (au détriment d'un champ accélérateur plus faible).

2.1.3 Oscillations bétatrons

Connaissant $\gamma_0(\tau)$, on peut étudier la dynamique d'un électron test dans le plan transverse. On remarque tout d'abord que l'Hamiltonien \mathcal{H}_ζ correspond à un oscillateur harmonique de fréquence $\omega_\beta = \omega_p/\sqrt{2\gamma_0}$ pour γ_0 constant. À partir des équations de Hamilton associées à \mathcal{H}_ζ , on obtient pour le cas général l'équation différentielle $d_t(\gamma_0 d_t \zeta) + (1/2)\omega_p^2 \zeta = 0$. En utilisant l'expression de $\gamma_0(\tau)$ (2.11)-(2.14), cette équation se réécrit

$$\frac{d}{d\tau} \left[(1 - \tau^2) \frac{d\zeta}{d\tau} \right] + \nu(\nu + 1)\zeta = 0, \quad (2.17)$$

où $\nu(\nu + 1) = 4\gamma_p^2$. L'espace des solutions de l'équation différentielle (2.17) est généré par les fonctions de Legendre de première et deuxième espèce $P_\nu(\tau)$ et $Q_\nu(\tau)$, qui ont pour limite asymptotique quand $\nu \gg 1$ [35] :

$$P_\nu(\tau) = \sqrt{\frac{2}{\pi\nu(1-\tau^2)^{1/4}}} \cos[(\nu + 1/2) \cos^{-1} \tau - \pi/4], \quad (2.18)$$

$$Q_\nu(\tau) = \sqrt{\frac{\pi}{2\nu(1-\tau^2)^{1/4}}} \cos[(\nu + 1/2) \cos^{-1} \tau + \pi/4]. \quad (2.19)$$

La solution générale pour $\zeta(\tau)$ s'écrit donc ³

$$\zeta(\tau) = \frac{B}{(1 - \tau^2)^{1/4}} \cos(2\gamma_p \cos^{-1} \tau + \varphi), \quad (2.20)$$

avec (B, φ) des constantes déterminées par les conditions initiales. On peut également mettre cette solution sous la forme

$$\zeta(t) = \zeta_\beta(t) \cos \left(\int_0^t \omega_\beta(t') dt' + \varphi' \right), \quad (2.21)$$

$$\zeta_\beta(t) = C \gamma_0(t)^{-1/4}, \quad (2.22)$$

$$\omega_\beta(t) = \omega_p / \sqrt{2\gamma_0(t)}. \quad (2.23)$$

3. On a utilisé $\sqrt{\nu(\nu + 1)} = \nu + 1/2 + O(1/\nu)$ pour $\nu \gg 1$.

Le mouvement transverse consiste donc en une oscillation sinusoïdale dans chaque direction ($\zeta = x$ et $\zeta = y$), avec une amplitude et une fréquence dépendant du temps, $\zeta_\beta(t)$ and $\omega_\beta(t)$. La dépendance de ζ_β and ω_β avec le temps se fait uniquement au travers de leur dépendance en γ_0 . D'après l'équation (2.20), le nombre d'oscillations entre $t = 0$ et $t = t_d$ est approximativement $\gamma_p/2$, tandis que les relations (2.22)-(2.23) montrent qu'au cours de l'accélération l'amplitude du mouvement transverse et la fréquence d'oscillation décroissent respectivement en $\gamma_0^{-1/4}$ et $\gamma_0^{-1/2}$. Ces oscillations transverses autour de l'axe de propagation \mathbf{e}_z pendant l'accélération sont appelées oscillations bétatrons.

Pour un profil d'accélération $\gamma_0(t)$ quelconque mais adiabatique, *i.e.* tel que $(1/\omega_\beta^2)d\omega_\beta/dt \ll 1$, les variables d'action $J_\zeta = \mathcal{H}_\zeta/\omega_\beta$ sont conservées au cours de l'accélération et on peut utiliser l'approximation Wentzel–Kramers–Brillouin (WKB) [30, 36]. On considère alors une solution de la forme (2.21), que l'on injecte dans l'équation du mouvement transverse, gardant $\gamma_0(t)$ quelconque, et l'on obtient les relations (2.22)-(2.23). La solution (2.21)-(2.23) pour le mouvement transverse est donc très générale, valable pour un profil d'accélération quelconque et adiabatique.

La figure 2.2 illustre différentes trajectoires électroniques 3D, correspondant à différents choix de conditions initiales et obtenues par intégration numérique de l'équation (2.6). Suivant la valeur du moment angulaire $L_z = xp_y - yp_x$ ⁴, la trajectoire peut être plane ($L_z = 0$), elliptique dans le plan transverse ($0 < |L_z| < L_{z,\max}$) ou circulaire dans le plan transverse ($L_z = \pm L_{z,\max}$). Pour une énergie transverse $\mathcal{H}_x + \mathcal{H}_y$ donnée, le moment angulaire maximal est donné par $L_{z,\max} = (\mathcal{H}_x + \mathcal{H}_y)/\omega_\beta$.

2.1.4 Limites du modèle

Le modèle que l'on a utilisé pour étudier la dynamique longitudinale et transverse de l'électron dans la bulle correspond à une situation idéalisée : la cavité est parfaitement sphérique, vide d'électrons et quasi-statique, *i.e.* sans évolution dans le temps. D'autre part, il n'inclut pas la possible interaction entre le faisceau d'électrons et l'impulsion laser.

Si la densité électronique n'est pas identiquement nulle dans la cavité, cela réduit la force accélératrice et la force de rappel transverse. On peut alors ajouter deux paramètres au modèle qui quantifient la réduction de ces forces par rapport aux forces nominales [37]. La présence du paquet d'électrons dans la bulle perturbe les trajectoires des électrons du plasma, ce qui modifie les champs de l'onde de sillage vus par le paquet d'électrons (phénomène de « beam loading » en anglais). Ce problème d'auto-consistance peut être modélisé à partir de la démarche de Lu *et al.* [32, 33, 38], où l'on considère la trajectoire des électrons de la fine couche circulant au bord de la cavité ionique et définissant la forme de la cavité. À l'aide de cette description, on tient compte également de la forme non sphérique de la bulle. Ce phénomène de « beam loading » a une influence très importante sur les propriétés longitudinales du faisceau d'électrons, en particulier sa dispersion en énergie [39]. Pour étudier la possible interaction entre le faisceau d'électrons et l'impulsion laser, on peut modéliser l'impulsion laser et ajouter sa contribution à la force de Lorentz appliquée aux électrons [40].

L'évolution de la structure accélératrice pendant l'accélération du paquet d'électrons joue un rôle très important. Elle dépend bien sûr de la propagation de l'impulsion laser dans le plasma, et on pourra recourir à des simulations PIC pour la quantifier. Par exemple, si, après

4. Qui est une quantité conservée, en vertu de la symétrie du problème par rotation autour de l'axe \mathbf{e}_z .

injection d'un paquet d'électrons le rayon de la bulle r_b augmente puis se stabilise, le paquet d'électrons aura déphasé beaucoup plus vite que dans le cas quasi-statique. Inversement, si r_b décroît progressivement au cours de la propagation (par exemple quand le laser se propage dans un gradient montant de densité), on peut compenser totalement le déphasage et profiter d'une longueur d'accélération beaucoup plus grande.

2.2 Différents mécanismes pour l'injection d'électrons

Nous avons vu que pour une impulsion laser intense avec des dimensions longitudinale et transverse adaptées au plasma, une structure accélératrice optimale se forme dans le sillage de l'impulsion. L'accélérateur laser-plasma a cependant besoin non seulement de cette struc-

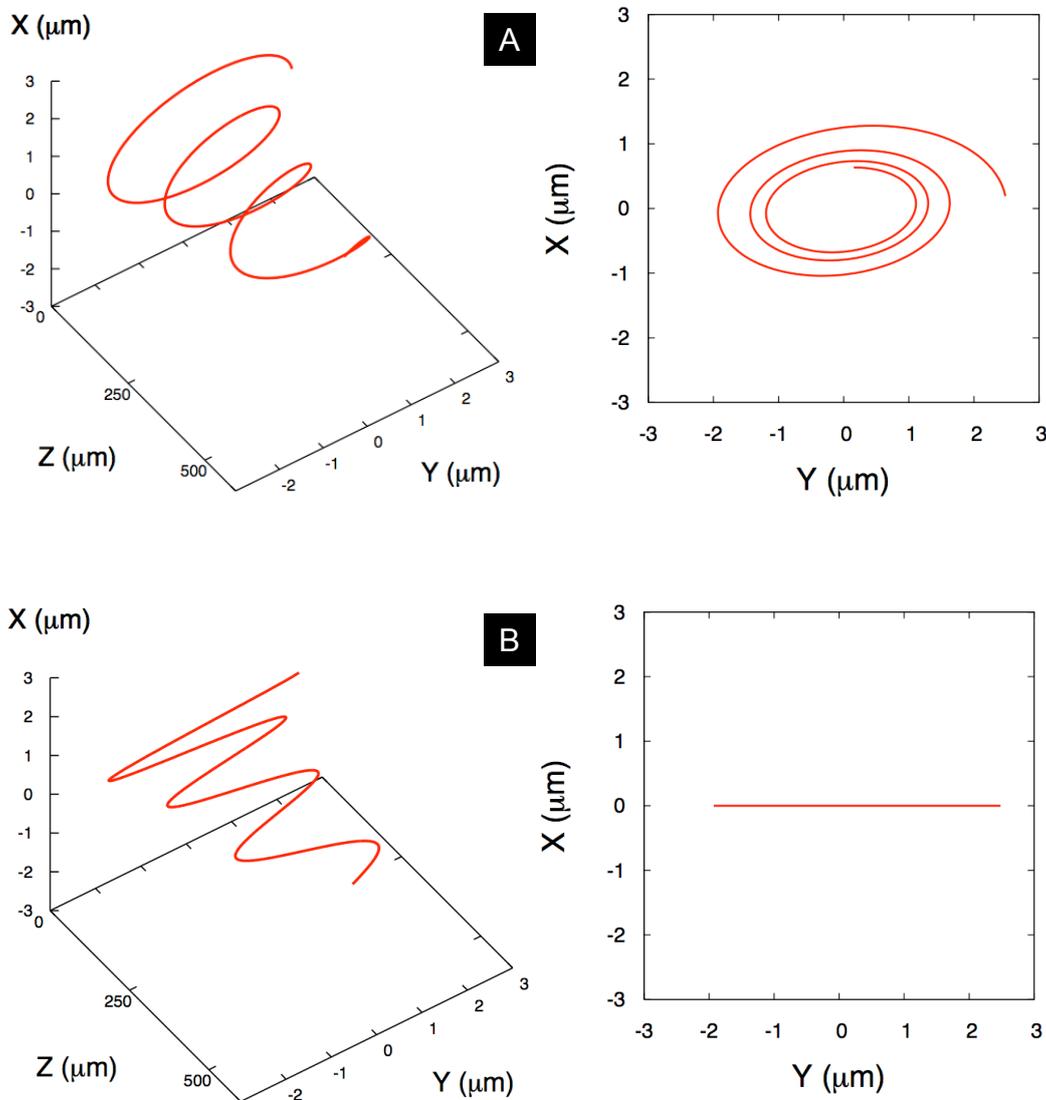


Fig. 2.2: Différents types de trajectoire électronique, en trois dimensions (gauche) et dans le plan transverse (droite). (a) Trajectoire transverse elliptique $0 < |L_z| < L_{z,\max}$, (b) trajectoire plane $L_z = 0$.

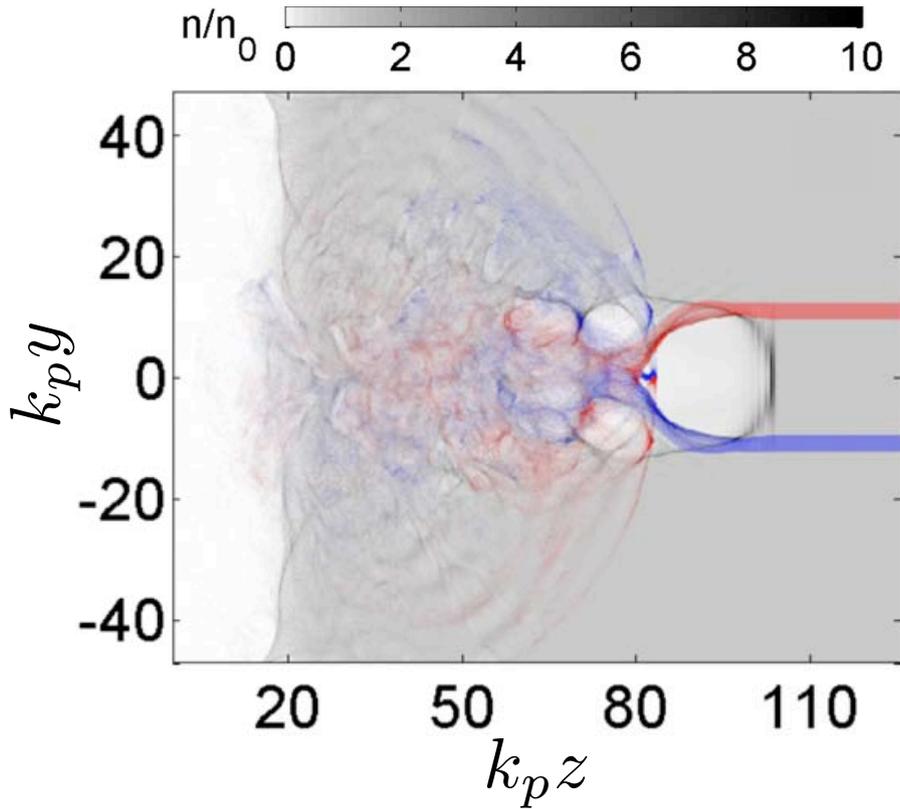


Fig. 2.3: Auto-injection transverse dans le régime de la bulle. Carte de densité à un temps donné, avec les électrons situés initialement en $y \simeq \pm r_b$ colorés en rouge et bleu, montrant qu'ils orbitent autour de la cavité pour $\xi < 0$ ³ et peuvent ensuite être injectés dans la bulle. Figure extraire de Wu *et al.* [37].

ture accélératrice, mais également d'un injecteur. Plusieurs mécanismes ont été utilisés pour l'injection d'électrons dans la bulle.

Historiquement, la première méthode d'injection utilisée dans les expériences d'accélération plasma était l'injection externe [41, 42, 43], où l'on utilise des méthodes conventionnelles pour produire un faisceau d'électrons de basse énergie, que l'on injecte ensuite dans la structure accélératrice plasma. Les faisceaux obtenus sont généralement de mauvaise qualité, et les schémas permettant d'obtenir de faibles dispersions en énergie [44, 45, 46] restent très difficiles à réaliser en pratique.

La méthode la plus simple à mettre en oeuvre est l'auto-injection. Elle nécessite une impulsion laser suffisamment intense pour que certains électrons du plasma soient injectés dans la structure accélératrice. Dans le régime de la bulle, le mécanisme responsable pour cette auto-injection est généralement transverse : ce sont les électrons dont la position radiale initiale est approximativement égale au rayon de la bulle, $r \simeq r_b$, qui vont circuler autour de la cavité (pour $\xi < 0$ ⁵ uniquement), gagner de la vitesse longitudinale et finalement être injectés à l'arrière de la bulle [30, 47, 48, 49], comme illustré sur la figure 2.3. Les premiers résultats expérimentaux sur le régime de la bulle étaient basés sur l'auto-injection transverse. Ils ont montré la possibilité de produire des faisceaux quasi-monoénergétiques à des énergies de l'ordre de 100

5. Rappelons que le centre de la bulle est en $\xi = 0, r = 0$.

MeV [50, 51, 52]. Les résultats expérimentaux présentés dans les chapitres 4 à 7 de ce manuscrit sont basés sur cette méthode d'injection. Bien que simple à mettre en oeuvre expérimentalement, ce mécanisme n'offre que peu de contrôle sur les paramètres du faisceau d'électrons, et entraîne de larges fluctuations tir à tir.

L'auto-injection peut également être obtenue à partir du déferlement longitudinal. La situation est dans ce cas très similaire au cas de l'onde plasma non linéaire 1D. Les électrons, étant initialement très proches de l'axe $r \ll r_b$, sont mis en mouvement principalement longitudinalement. Le déferlement longitudinal est atteint si la vitesse maximale de l'oscillation longitudinale dépasse la vitesse de phase de la bulle, ce qui permet alors d'injecter les électrons étant proches de l'axe initialement. Dans le chapitre 9, des résultats expérimentaux sont interprétés comme étant la conséquence de deux mécanismes d'auto-injection, le déferlement longitudinal et l'auto-injection transverse.

Pour augmenter le contrôle sur les paramètres du faisceau d'électrons, améliorer sa qualité et plus généralement découpler l'accélérateur de son injecteur, on peut utiliser la méthode d'injection optique [53, 54, 55]. Le principe se base sur la collision entre l'impulsion laser principale, responsable de l'excitation de l'onde plasma, et une deuxième impulsion, contre-propagative, appelée faisceau d'injection. Lors de la collision, la force pondéromotrice du battement d'onde peut pré-accélérer certains électrons qui pourront alors être piégés dans la structure accélératrice. Cette injection est locale, elle n'a lieu que durant la collision des deux impulsions laser, ce qui permet d'obtenir un faisceau d'électrons de faible dispersion en énergie, pouvant être inférieure au % [56] si le phénomène de « beam loading » est optimisé [39]. La position de collision peut être modifiée continument, ce qui permet de changer la longueur d'accélération et donc l'énergie finale du paquet d'électrons. Les premiers résultats expérimentaux utilisant ce mécanisme d'injection optique ont démontré la génération de faisceaux d'électrons de bonne qualité avec une énergie accordable de 50 MeV à 250 MeV [57]. Les résultats expérimentaux présentés dans le chapitre 8 ont été obtenus grâce à cette méthode d'injection optique.

D'autres méthodes pour l'injection d'électrons ont été étudiées dans la littérature : (i) l'utilisation d'un gradient descendant de densité plasma, qui permet de diminuer la vitesse de phase de l'onde plasma et de passer localement au dessus du seuil d'auto-injection [58, 59, 60, 61, 62], (ii) l'injection par ionisation, où l'on ajoute une faible concentration d'atomes plus lourds au gaz, dont les électrons en couche interne seront arrachés dans la partie centrale de l'impulsion laser et pourront directement être injectés [63, 64, 65, 66] et (iii) l'injection contrôlée par champ magnétique externe [67].

3. ÉMISSION DE RAYONNEMENT X PAR DES ÉLECTRONS RELATIVISTES

Dans ce chapitre, le rayonnement produit par des électrons relativistes en mouvement accéléré est introduit. Une compréhension qualitative du phénomène est mise en avant, et les formules analytiques pour les paramètres déterminant les propriétés du rayonnement sont données. Le formalisme est général et s'applique aux deux types de source de rayonnement étudiés au cours de mon doctorat : le rayonnement bétatron et la diffusion Compton contre-propagative.

3.1 Potentiels et champs de Liénard-Wiechert

En jauge de Lorentz, les équations de Maxwell se réécrivent en terme du quadri-potentiel ¹

$$\square A^\mu = \mu_0 j^\mu, \quad (3.1)$$

où $j^\mu = (\rho c, \mathbf{j})$ est le quadri-courant de charge électrique. La solution s'obtient à l'aide d'une fonction de Green [68] :

$$A^\mu(x) = \mu_0 \int dx' D_r(x - x') j^\mu(x'), \quad (3.2)$$

$$D_r(x) = \frac{1}{2\pi} \theta(x^0) \delta(x^2), \quad (3.3)$$

où l'on a supposé l'absence de potentiel entrant, et D_r est la fonction de Green retardée, $\theta(x)$ la distribution de Heaviside et $\delta(x)$ la distribution de Dirac. On peut utiliser cette solution pour obtenir le potentiel associé à un électron relativiste en mouvement accéléré. On considère donc le quadri-courant de charge décrivant un électron unique :

$$j^\mu(x) = -e \int cd\tau \delta[x - r(\tau)] u^\mu(\tau), \quad (3.4)$$

où $r(\tau)$ est la quadri-position de l'électron, τ son temps propre et $u^\mu = dr^\mu/d\tau = (\gamma c, \gamma \mathbf{v})$ sa quadri-vitesse. Insérant l'expression (3.4) dans la solution (3.2), on obtient le potentiel de Liénard-Wiechert :

$$A^\mu(x) = -\frac{\mu_0 e c}{4\pi} \left[\frac{u^\mu(\tau)}{u \cdot [x - r(\tau)]} \right]_{\tau=\tau_0}, \quad (3.5)$$

où τ_0 est le temps retardé déterminé par la contrainte du cône de lumière $x^0 - r^0(\tau_0) = |\mathbf{x} - \mathbf{r}| = R$. Dans la suite, on indique par "ret" les quantités qui doivent être calculées au temps retardé

1. L'opérateur $\square = \partial_\mu \partial^\mu = \partial^2 / \partial(ct)^2 - \nabla^2$ est le d'alembertien.

τ_0 . Après quelques lignes de calcul et passage aux notations non covariantes, on obtient à partir de A_μ les champs électromagnétiques [68]

$$\mathbf{E}(\mathbf{x}, t) = -\frac{e}{4\pi\epsilon_0} \left\{ \left[\frac{\mathbf{n} - \boldsymbol{\beta}}{\gamma^2(1 - \boldsymbol{\beta} \cdot \mathbf{n})^3 R^2} \right]_{\text{ret}} + \frac{1}{c} \left[\frac{\mathbf{n} \times \{(\mathbf{n} - \boldsymbol{\beta}) \times \dot{\boldsymbol{\beta}}\}}{(1 - \boldsymbol{\beta} \cdot \mathbf{n})^3 R} \right]_{\text{ret}} \right\}, \quad (3.6)$$

$$\mathbf{B}(\mathbf{x}, t) = \left[\frac{\mathbf{n} \times \mathbf{E}}{c} \right]_{\text{ret}}, \quad (3.7)$$

où \mathbf{n} est un vecteur unitaire dans la direction de $\mathbf{x} - \mathbf{r}(\tau)$, $\boldsymbol{\beta} = \mathbf{v}/c$ et $\dot{\boldsymbol{\beta}} = d\boldsymbol{\beta}/dt$. Le premier terme, en $1/R^2$, correspond aux champs statiques (c'est le champ coulombien de l'électron dans le référentiel où il est instantanément au repos à τ_0 , vu dans le référentiel du laboratoire comme un champ \mathbf{E} et \mathbf{B}), et le deuxième terme, en $1/R$, correspond à un champ radiatif et domine pour un observateur suffisamment éloigné. C'est donc le deuxième terme qui nous intéresse dans le calcul du rayonnement par un électron en mouvement accéléré, et on ne gardera que ce terme dans la suite.

3.2 Énergie rayonnée par unité d'angle solide et de fréquence

Le flux d'énergie électromagnétique, donné par le vecteur de Poynting, s'écrit $\mathbf{S} = \mathbf{E} \times \mathbf{B}/\mu_0 = \epsilon_0 c |\mathbf{E}|^2 \mathbf{n}$. On remarque que, d'après l'équation (3.6) (en ne considérant que le second membre), la quantité $R\mathbf{E}$ est constante tant que l'on reste sur la même ligne de lumière définie par la direction d'observation \mathbf{n} ². La puissance traversant une surface $dS = R^2 d\Omega$ située en $\mathbf{r}(\tau_0) + R\mathbf{n}$ et orientée perpendiculairement à la direction \mathbf{n} est égale à $\epsilon_0 c R^2 |\mathbf{E}|^2 d\Omega$ et ne dépend donc pas de R (en restant sur la même ligne de lumière). Si l'observateur est très éloigné de la région où intervient l'accélération de l'électron, alors le vecteur d'observation \mathbf{n} est approximativement constant dans le temps, et on peut définir la puissance rayonnée par unité d'angle solide par

$$\frac{dP}{d\Omega} = |\mathbf{A}(t)|^2, \quad (3.8)$$

$$\mathbf{A}(t) = (\epsilon_0 c)^{1/2} [R\mathbf{E}]_{\text{ret}}. \quad (3.9)$$

La transformée de Fourier de $\mathbf{A}(t)$ étant $\mathbf{A}(\omega)$, l'intensité spectrale, ou spectre par unité d'angle solide, s'écrit $d^2W/d\omega d\Omega = |\mathbf{A}(\omega)|^2 + |\mathbf{A}(-\omega)|^2 = 2|\mathbf{A}(\omega)|^2$. L'énergie rayonnée par unité d'angle solide et de fréquence est donc donnée par [68]

$$\frac{d^2W}{d\omega d\Omega} = \frac{e^2}{16\pi^3 \epsilon_0 c} \left| \int_{-\infty}^{\infty} e^{i\omega(t - \mathbf{n} \cdot \mathbf{r}(t)/c)} \frac{\mathbf{n} \times [(\mathbf{n} - \boldsymbol{\beta}) \times \dot{\boldsymbol{\beta}}]}{(1 - \boldsymbol{\beta} \cdot \mathbf{n})^2} dt \right|^2, \quad (3.10)$$

où l'on a effectué un changement de variable du temps relatif à l'observateur vers le temps retardé relatif au moment de l'émission du rayonnement, et l'on a utilisé la relation $R(t) \simeq R_0 - \mathbf{n} \cdot \mathbf{r}(t)$ valable pour un observateur éloigné. Cette expression générale permet de calculer le rayonnement produit par un électron sur une trajectoire arbitraire.

2. Le cône de lumière contient tous les points x tel que $x^0 - r^0(\tau_0) = |\mathbf{x} - \mathbf{r}(\tau_0)|$, et la ligne de lumière de direction \mathbf{n} contient tous les points x satisfaisant $\mathbf{x} - \mathbf{r}(\tau_0) = [x^0 - r^0(\tau_0)]\mathbf{n}$.

L'équation (3.10) met en évidence plusieurs propriétés caractéristiques du rayonnement d'un électron relativiste. On peut tout d'abord remarquer que l'émission de rayonnement électromagnétique est bien liée au mouvement accéléré de l'électron : il n'y a pas de rayonnement pour $\dot{\boldsymbol{\beta}} = 0$. Le terme $(1 - \boldsymbol{\beta} \cdot \mathbf{n})^{-2}$ montre que l'énergie rayonnée est maximale quand $\boldsymbol{\beta} \cdot \mathbf{n} \rightarrow 1$: un électron relativiste ($\beta \simeq 1$) rayonne une énergie par unité d'angle solide des ordres de grandeur plus importante que ce qui est émit par un électron non-relativiste, et son rayonnement est dirigé dans la direction du vecteur vitesse. Cette propriété est la conséquence de la transformation de Lorentz : pour un électron rayonnant de manière isotrope dans son référentiel au repos, la transformation de Lorentz implique que le rayonnement est contenu dans un petit cône d'angle caractéristique $\Delta\theta = 1/\gamma$ autour du vecteur vitesse de l'électron, quand observé dans le référentiel du laboratoire (voir figure 3.1). Dans la suite, on considère des électrons ultra-relativistes, $\gamma \gg 1$, et tous les angles définis sont supposés petits devant 1, $\tan\theta \simeq \sin\theta \simeq \theta$.

Le terme $(\mathbf{n} - \boldsymbol{\beta}) \times \dot{\boldsymbol{\beta}}$, ainsi que les relations de proportionnalité $\dot{\boldsymbol{\beta}}_{\parallel} \propto \mathbf{F}_{\parallel}/\gamma^3$ et $\dot{\boldsymbol{\beta}}_{\perp} \propto \mathbf{F}_{\perp}/\gamma$ entre force appliquée et accélération (respectivement pour une force longitudinale et transverse à la direction du vecteur vitesse de l'électron), indiquent qu'il est plus efficace d'appliquer une force transverse plutôt que longitudinale. Ce terme montre également que l'énergie rayonnée augmente comme le carré de l'accélération $\dot{\boldsymbol{\beta}}$. Plus quantitativement, $P \propto F_{\parallel}^2$ et $P \propto \gamma^2 F_{\perp}^2$, où P est la puissance rayonnée.

Le terme de phase $e^{i\omega(t - \mathbf{n} \cdot \mathbf{r}(t)/c)}$ peut être localement approximé par $e^{i\omega(1-\beta)t}$. L'intégration sur le temps donnera un résultat non nul que si l'intégrant (exponentielle exclue) varie approximativement à la même fréquence que le terme de phase, qui oscille à $\omega_{\varphi} = \omega(1 - \beta)$. En d'autres termes, si la vitesse de l'électron varie à une fréquence ω_{e^-} , la condition $\omega_{\varphi} \sim \omega_{e^-}$ est requise pour avoir un résultat non nul. L'électron rayonnera donc à la fréquence $\omega = \omega_{e^-}/(1 - \beta) \simeq 2\gamma^2\omega_{e^-}$. Ainsi, on retrouve le décalage Doppler, encodé ici dans le terme de phase. Ce résultat montre que l'on peut produire du rayonnement X ($\lambda_X \sim \text{nm}$ et $\omega_X \sim 10^{18} \text{ s}^{-1}$) en faisant osciller un faisceau d'électrons relativistes à une fréquence beaucoup plus faible que la gamme des X : $\omega_{e^-} \simeq \omega_X/(2\gamma^2)$. Nous verrons dans la suite que l'on peut produire des fréquences encore plus élevées, grâce à la possibilité d'avoir de nombreuses harmoniques dans le terme $(1 - \boldsymbol{\beta} \cdot \mathbf{n})^{-2}$.

Ces propriétés caractéristiques mises en évidence par l'équation (3.10) montrent que pour générer efficacement du rayonnement X à partir d'électrons relativistes, il faut les forcer à osciller transversalement. C'est le principe des synchrotrons qui utilisent un champ magnétique statique périodiquement alterné, créé à partir d'une succession d'aimants, pour forcer l'oscillation transverse.

3.3 Onduleur et “wiggler”

On considère des électrons ultra-relativistes se propageant dans la direction \mathbf{e}_z et exécutant une oscillation transverse dans la direction \mathbf{e}_x . Deux régimes peuvent être distingués. Le premier, la limite onduleur, correspond à la situation où un électron rayonne dans la même direction tout au long de sa trajectoire, comme illustré sur la figure 3.1. Cela a lieu quand l'angle maximal de la trajectoire ψ est petit devant l'angle caractéristique du cône de rayonnement $\Delta\theta = 1/\gamma$. Le régime de “wiggler” diffère de ce dernier par le fait que différentes sections de la trajectoire rayonnent dans des directions différentes. On a donc une séparation spatiale du rayonnement provenant des différentes sections de la trajectoire. Le paramètre sans dimension séparant ces deux régimes est le paramètre de force de l'oscillation $K = \gamma\psi$. Le rayonnement obtenu dans ces deux régimes a des propriétés significativement différentes, en termes de spectre, de divergence,

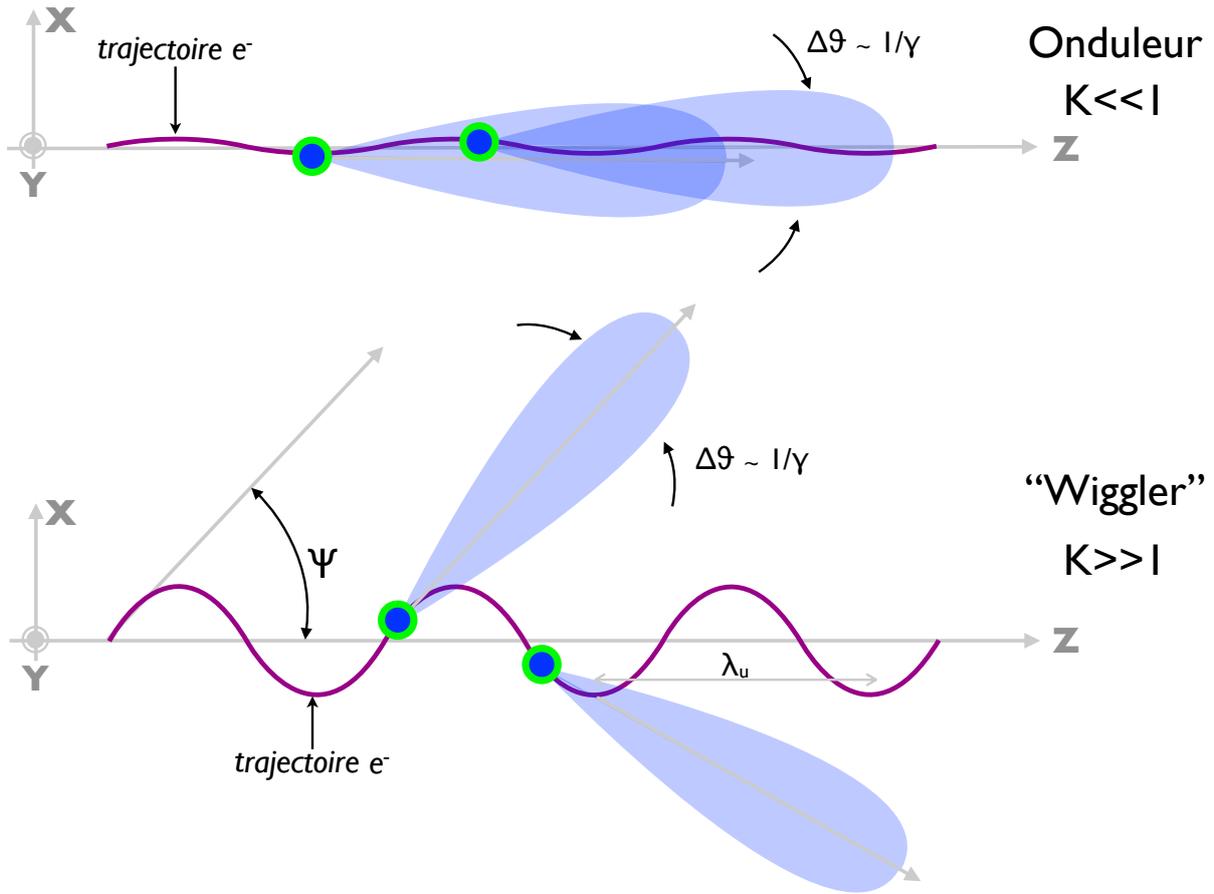


Fig. 3.1: Illustration des limites ondulateur et "wiggler", respectivement en haut et en bas de la figure. Les lobes bleus représentent la direction du rayonnement émis instantanément. ψ est l'angle maximal entre le vecteur vitesse de l'électron et \mathbf{e}_z , et $\Delta\theta$ est l'angle caractéristique du cône d'émission. Quand $\psi \ll \Delta\theta$ (onduleur), l'électron rayonne toujours dans la même direction tout au long de sa trajectoire, alors que pour $\psi \gg \Delta\theta$ ("wiggler") l'électron rayonne dans différentes directions pour chaque portion de trajectoire.

d'énergie rayonnée et de nombre de photons émis.

3.4 Analyse qualitative du spectre du rayonnement

La forme du spectre du rayonnement peut être déterminée à partir d'arguments qualitatifs simples. On considère que l'électron suit une trajectoire sinusoïdale avec une période λ_u à vitesse β constante. L'orbite s'écrit alors

$$x(z) = x_0 \sin(k_u z) = \frac{\psi}{k_u} \sin(k_u z) = \frac{K}{\gamma k_u} \sin(k_u z), \quad (3.11)$$

où $k_u = 2\pi/\lambda_u$ et x_0 est l'amplitude de l'oscillation transverse. Puisque β et γ sont constants, une augmentation de la vitesse transverse se traduit nécessairement par une réduction de la

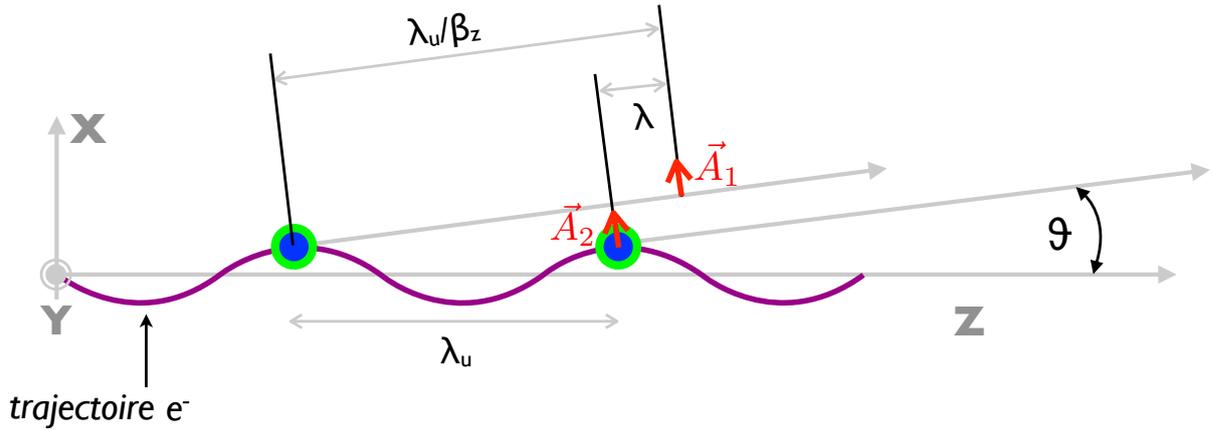


Fig. 3.2: Schéma pour le calcul de la période spatiale λ du rayonnement émis dans la direction \mathbf{n} , formant un angle θ avec la direction \mathbf{e}_z . Au deux positions marquées par un point bleu, l'électron rayonne la même amplitude de champ. La distance entre ces deux amplitudes à un temps donné correspond à λ .

vitesse longitudinale. On a en effet, d'après l'expression de la trajectoire (3.11) :

$$\beta_z \simeq \beta \left(1 - \frac{K^2}{2\gamma^2} \cos^2(k_u z) \right), \quad (3.12)$$

$$\overline{\beta}_z \simeq \beta \left(1 - \frac{K^2}{4\gamma^2} \right) \simeq 1 - \frac{1}{2\gamma^2} \left(1 + \frac{K^2}{2} \right). \quad (3.13)$$

La trajectoire étant périodique, le rayonnement émis le sera également puisqu'à chaque temps où l'électron est dans le même état, l'amplitude rayonnée $\mathbf{A}(t)$ est identique. La période du rayonnement peut être calculée pour obtenir la fréquence fondamentale du spectre du rayonnement. On considère le rayonnement émis dans la direction \mathbf{n} , formant un angle θ avec la direction \mathbf{e}_z , comme représenté sur la figure 3.2. L'amplitude \mathbf{A}_1 rayonnée dans la direction \mathbf{n} par l'électron à $z = 0$ et $t = 0$ se propage à la vitesse de la lumière c . À $z = \lambda_u$ et $t = \lambda_u/(\overline{\beta}_z c)$, l'électron rayonne une amplitude $\mathbf{A}_2 = \mathbf{A}_1$. La distance séparant les deux amplitudes (\mathbf{A}_1 et \mathbf{A}_2) correspond à la période spatiale λ du rayonnement (voir figure 3.2) et est donnée par

$$\lambda = \frac{\lambda_u}{\overline{\beta}_z} - \lambda_u \cos \theta \simeq \frac{\lambda_u}{2\gamma^2} \left(1 + \frac{K^2}{2} + \gamma^2 \theta^2 \right). \quad (3.14)$$

Le rayonnement ne peut être constitué que de la fréquence fondamentale $\omega = 2\pi c/\lambda$ et de ces harmoniques. Pour savoir si des harmoniques sont effectivement présentes dans le spectre, il est instructif de regarder la dynamique de l'électron dans le référentiel \mathcal{R} qui se déplace à la vitesse $\overline{\beta}_z$ dans la direction \mathbf{e}_z par rapport au référentiel du laboratoire, où il est en moyenne au repos.

Si $K \ll 1$, la réduction de la vitesse longitudinale est négligeable : $\overline{\beta}_z \simeq \beta$ et $\gamma_z = 1/\sqrt{1 - \overline{\beta}_z^2} \simeq \gamma$. Le mouvement contient uniquement la fréquence fondamentale. En effet, il se résume à un simple mouvement de dipôle dans le référentiel \mathcal{R} . Le spectre consiste en un pic unique à la fréquence fondamentale ω qui dépend de l'angle d'observation θ .

Si $K \gg 1$, la réduction de la vitesse longitudinale est significative : $\gamma_z = \gamma/\sqrt{1 + K^2/2}$. Dans le référentiel \mathcal{R} , la trajectoire prend la forme d'une figure en huit. Ce mouvement peut contenir

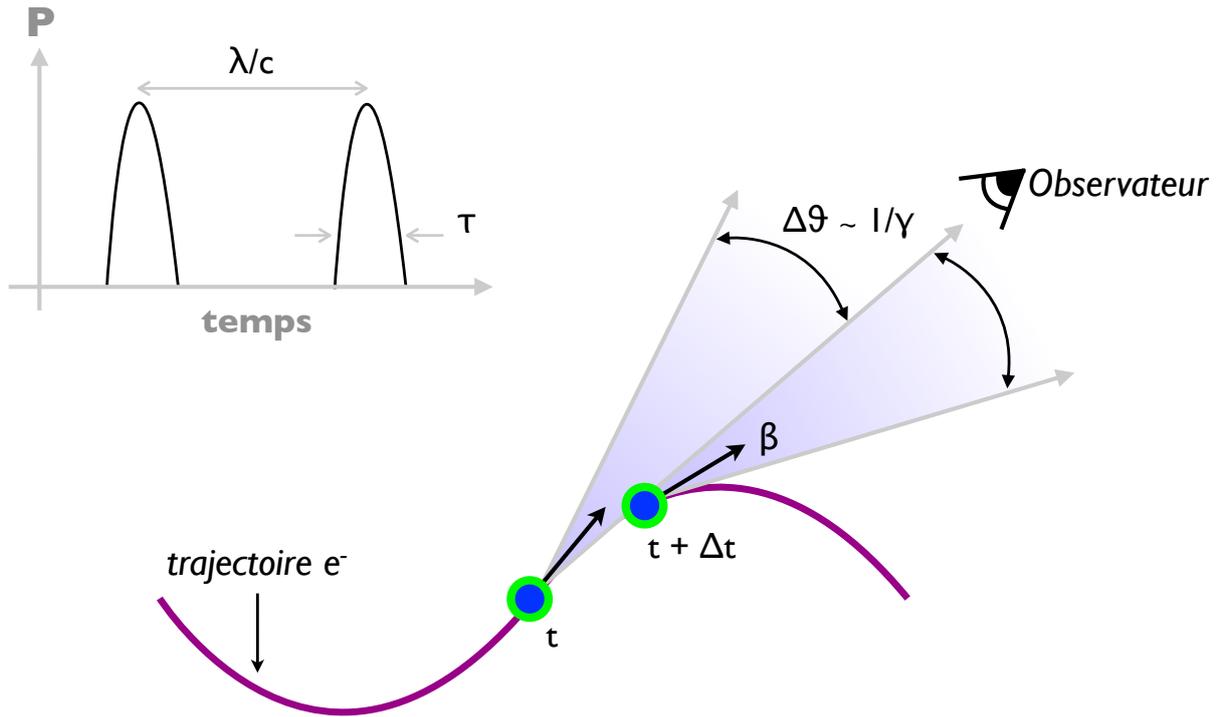


Fig. 3.3: Dans la limite “wiggler”, le cône du rayonnement pointe vers l’observateur pendant un temps Δt , correspondant à une durée τ pour le rayonnement émis. Cela est répété à chaque période : l’observateur reçoit de brèves impulsions lumineuses de durée τ séparées par un temps λ/c . L’insert montre le profil temporel caractéristique de la puissance du rayonnement vu par l’observateur.

un grand nombre d’harmoniques. Dans le référentiel du laboratoire, la présence d’harmoniques peut être expliquée par le fait qu’un observateur reçoit des impulsions lumineuses très brèves de durée τ . En effet, le rayonnement émis instantanément est contenu dans un cône d’angle caractéristique $\Delta\theta = 1/\gamma$ centré sur β , et il pointe vers l’observateur situé dans la direction \mathbf{n} pendant un temps Δt (voir figure 3.3), correspondant à la variation de β d’un angle $\Delta\theta = 1/\gamma$. Localement, une portion de la trajectoire peut être approximée par une portion de cercle de rayon ρ , de sorte que la direction du vecteur vitesse β change d’un angle $\Delta\theta$ quand l’électron parcourt une distance $d_e = 2\pi\rho \times \frac{\Delta\theta}{2\pi} = \rho/\gamma$, qui correspond à un temps $\Delta t = t_e = d_e/(\beta c)$. Pendant ce temps Δt , le rayonnement a couvert une distance $d_\gamma = 2\rho \sin(1/2\gamma)$ correspondant à un temps de propagation de $t_\gamma = d_\gamma/c$. L’impulsion lumineuse reçue par l’observateur a donc une durée caractéristique

$$\tau = t_e - t_\gamma \simeq \frac{13\rho}{24\gamma^3 c}. \quad (3.15)$$

Le profil temporel (voir l’insert de la figure 3.3) du rayonnement émis dans le régime de “wiggler” consiste donc en une succession périodique (séparé par λ/c) de brèves impulsions lumineuses de durée τ . La transformée de Fourier de ce profil caractéristique possède des harmoniques de la fréquence ω jusqu’à la fréquence critique

$$\omega_c \sim 1/\tau \sim \gamma^3 \times \frac{c}{\rho}. \quad (3.16)$$

Notons que le spectre obtenu à partir du calcul complet du rayonnement émis par une particule chargée relativiste en mouvement circulaire instantanée [68] est en accord avec cette estimation. Ce calcul fournit le spectre synchrotron, qui s'écrit en termes d'énergie rayonnée par unité de fréquence et de temps³ [69] :

$$\frac{dP}{d\omega} = \frac{P_\gamma}{\omega_c} S(\omega/\omega_c), \quad (3.17)$$

$$S(x) = \frac{9\sqrt{3}}{8\pi} x \int_x^\infty K_{5/3}(\xi) d\xi, \quad (3.18)$$

$$P_\gamma = \frac{e^2 c \gamma^4}{6\pi \epsilon_0 \rho^2} = \frac{2e^2 \omega_c^2}{27\pi \epsilon_0 c \gamma^2}, \quad (3.19)$$

$$\omega_c = \frac{3}{2} \gamma^3 \times \frac{c}{\rho}, \quad (3.20)$$

où l'on a introduit la définition exacte de la fréquence critique ω_c du spectre synchrotron, $P_\gamma = \int d\omega dP/d\omega$ est la puissance rayonnée et $K_{5/3}$ est la fonction de Bessel modifiée de seconde espèce.

L'expression du rayon de courbure ρ peut être obtenue pour une trajectoire arbitraire. Sa valeur peut être calculée en chaque point de la trajectoire, correspondant à une direction d'observation particulière. Dans le cas particulier d'une trajectoire sinusoïdale, le rayon de courbure s'écrit $\rho(z) = \rho_0 [1 + \psi^2 \cos^2(k_u z)]^{3/2} / |\sin(k_u z)|$ et il est minimal quand la position transverse est extrémale ($x = \pm x_0$), et pour ces points sa valeur s'écrit

$$\rho_0 = \frac{\lambda_u}{2\pi\psi} = \gamma \frac{\lambda_u}{2\pi K}, \quad (3.21)$$

ce qui mène à l'expression suivante pour la fréquence critique :

$$\omega_c = K \times \frac{3}{2} \gamma^2 \times 2\pi c / \lambda_u \quad (3.22)$$

$$= \frac{3}{4} K \times \omega_{\{K \ll 1, \theta=0\}} \quad (3.23)$$

Pour une trajectoire non-plane et non-sinusoïdal, le spectre s'étend jusqu'à la fréquence critique déterminée par le rayon de courbure minimal de la trajectoire.

Le paramètre K peut être considéré comme le nombre de sections découplées par période de la trajectoire. Chaque section rayonnant vers des directions différentes, le rayonnement est spatialement séparé ce qui mène à des impulsions lumineuses très brèves dans chaque direction et à un spectre d'harmoniques s'étendant jusqu'à ω_c . On peut noter que, par rapport à la fréquence fondamentale du cas onduleur, la fréquence fondamentale du "wiggler" décroît comme $(2/K^2) \times \omega_{\{K \ll 1, \theta=0\}}$ pour $K \gg 1$ à cause de la réduction de la vitesse longitudinale de l'électron, tandis que la fréquence critique augmente comme $(3K/4) \times \omega_{\{K \ll 1, \theta=0\}}$ grâce à la forte séparation

3. Pour exprimer une grandeur dépendant à la fois du temps et de la fréquence, il faut recourir à la fonction de Wigner ou utiliser une transformée de Fourier avec une fenêtre temporelle glissante. Dans notre cas, la largeur de la fenêtre temporelle doit être choisie grande devant Δt mais plus petite que le temps caractéristique de variation de ρ , ce qui limite la résolution sur le spectre obtenu. Cette limite de résolution est liée à l'absence des possibles interférences entre composantes spectrales émises à des temps différents ; l'utilisation de (3.17) ne permet donc pas d'obtenir la structure harmonique du spectre.

spatiale du rayonnement. Le nombre caractéristique d'harmoniques augmente donc en K^3 pour $K \gg 1$.

Pour un nombre fini de période d'oscillation N , les propriétés de la transformée de Fourier impliquent que l'harmonique n de longueur d'onde $\lambda_n = \lambda/n$ a une largeur donnée par

$$\frac{\Delta\lambda_n}{\lambda_n} = \frac{1}{nN}. \quad (3.24)$$

Cette valeur correspond à la largeur mesurée dans une direction d'observation donnée caractérisée par l'angle θ . Mais puisque la longueur d'onde λ_n dépend de l'angle θ [voir équation (3.14)], l'intégration du rayonnement sur une ouverture angulaire de petite dimension va élargir chaque harmonique. Dans la limite "wiggler", l'intégration sur tous les angles entraîne un recouvrement des harmoniques et le spectre devient quasiment continu, s'étendant toujours jusqu'à ω_c .

3.5 Autres propriétés du rayonnement

3.5.1 Durée de l'impulsion X

La durée du rayonnement émis par un électron oscillant durant N périodes est $\tau_r = N\lambda/c$. La longueur longitudinale de l'impulsion X émis par un électron unique, $N\lambda$, correspond simplement à la différence entre la distance parcourue par le premier photon émis et la distance parcourue par l'électron pendant qu'il rayonne. Pour les deux sources étudiées au cours de mon doctorat, le rayonnement bétatron et la diffusion Compton contre-propagative, cette durée est très petite devant la durée du paquet d'électrons : c'est donc la durée du paquet d'électrons τ_e qui domine et on a simplement $\tau_r \simeq \tau_e$. Il faut noter que si le paquet d'électrons contient des électrons avec des propriétés différentes (énergie et autre), la contribution au rayonnement sera différente pour chaque électron, et la distribution temporelle du rayonnement X et celle du paquet d'électrons ne seront pas strictement identiques. Dans ce cas, l'égalité précédente doit être comprise comme une première approximation.

3.5.2 Divergence

Pour le cas de l'onduleur, $K \ll 1$, la divergence du cône de rayonnement instantané est conservée puisque $\psi \ll \Delta\theta$; la divergence caractéristique est donc dans ce cas $1/\gamma$. Pour un "wiggler", $K \gg 1$, la divergence augmente dans la direction du mouvement transverse, et son angle moitié dans cette direction est simplement $\psi = K/\gamma$, tandis que la divergence caractéristique dans la direction orthogonale reste égale à $1/\gamma$. Pour un "wiggler" avec un mouvement transverse simultanément dans les deux directions \mathbf{e}_x et \mathbf{e}_y , le profil angulaire peut prendre des formes variées, dépendant de la forme exacte de la trajectoire 3D.

3.5.3 Énergie rayonnée et nombre de photons

En utilisant l'expression pour la puissance rayonnée par un électron [68],

$$P(t) = \frac{e^2}{6\pi\epsilon_0 c} \gamma^2 \left[\frac{1}{m^2 c^2} \left(\frac{d\mathbf{p}}{dt} \right)^2 - \left(\frac{d\gamma}{dt} \right)^2 \right], \quad (3.25)$$

on obtient la puissance rayonnée moyenne \overline{P}_γ et l'énergie rayonnée par période W_γ pour le cas d'une trajectoire sinusoïdale, valable pour l'onduleur et le "wiggler" :

$$\overline{P}_\gamma = \frac{\pi e^2 c \gamma^2 K^2}{3\epsilon_0 \lambda_u^2}, \quad (3.26)$$

$$W_\gamma = \frac{\pi e^2 \gamma^2 K^2}{3\epsilon_0 \lambda_u}. \quad (3.27)$$

Pour obtenir une estimation du nombre de photons, il faut déterminer l'énergie moyenne des photons. Pour $K \ll 1$, le spectre est quasi-monochromatique dans la direction $\theta = 0$ et l'énergie moyenne des photons, après intégration sur les angles, est égale à $\hbar\omega_{\theta=0}/2$. Le nombre de photons émis par période s'écrit donc

$$N_\gamma = \frac{2\pi}{3} \alpha K^2, \quad (3.28)$$

où $\alpha = e^2/(4\pi\epsilon_0\hbar c)$ est la constante de structure fine. Pour $K \gg 1$, le spectre est de type synchrotron et on peut utiliser le fait que pour un spectre synchrotron du type (3.17), on a $\langle \hbar\omega \rangle = \frac{8}{15\sqrt{3}} \hbar\omega_c$. Le nombre de photons émis par période s'écrit alors

$$N_\gamma = \frac{5\sqrt{3}\pi}{6} \alpha K. \quad (3.29)$$

3.5.4 Sommation incohérente du rayonnement

Le rayonnement émis par un paquet d'électrons est obtenu en sommant les amplitudes rayonnées. Si tous les électrons suivent des trajectoires similaires reliées entre elle par une translation spatio-temporelle, alors le rayonnement $d^2W/d\omega d\Omega$ émis par le paquet est égale à celui émis par un électron unique multiplié par le carré d'une somme de phases $|\sum_i^{N_e} e^{i\phi_i}|^2$ (avec N_e le nombre d'électrons). Pour le rayonnement bêatron et la diffusion Compton contre-propagative, les électrons sont aléatoirement distribués en ϕ_i et on a une sommation incohérente du rayonnement de chaque électron, $|\sum_i^{N_e} e^{i\phi_i}|^2$ est égal à N_e en moyenne. L'énergie rayonnée par le paquet est donc simplement égale à N_e fois l'énergie rayonnée par un électron unique.

3.5.5 Exemples numériques

Pour mettre en évidence les propriétés du rayonnement discutées ci-dessus, la figure 3.4 présente la trajectoire électronique et les propriétés du rayonnement émis pour le cas d'un onduleur avec $K = 0.2$ et pour le cas d'un "wiggler" avec $K = 2$. La trajectoire d'un électron test [figure 3.4(a)] est de type sinusoïdale et est donnée par l'équation (3.11), avec une période d'oscillation $\lambda_u = 1$ cm, un facteur de Lorentz $\gamma = 1000$ ($\simeq 500$ MeV) et un nombre total de période $N = 10$. L'amplitude du mouvement transverse, donnée par $x_0 = \lambda_u K/2\pi\gamma$, est de 0.32 μm et de 3.2 μm respectivement pour le cas onduleur $K = 0.2$ et le cas "wiggler" $K = 2$.

Les propriétés du rayonnement émis par l'électron sont obtenues en calculant numériquement $d^2W/d\omega d\Omega$ à partir de l'équation (3.10). La distribution angulaire de l'énergie rayonnée, $dW/d\Omega$ en $\text{J}\cdot\text{sr}^{-1}$, est représentée sur les figures 3.4(b) ($K = 0.2$) et 3.4(c) ($K = 2$), tandis que la distribution spectrale $dW/d\omega$ (convertie en photons/ 0.1% BW⁴), obtenue après intégration sur

4. L'unité choisie est le nombre de photons par 0.1% de largeur de bande (« bandwidth », BW en anglais). Elle est obtenue à partir de $dW/d\omega$ en multipliant par $10^{-3}/\hbar$.

un angle solide Ω , est présentée sur les figures 3.4(d) ($K = 0.2$) et 3.4(e) ($K = 2$) (les spectres associés à trois valeurs de Ω sont donnés pour $K = 0.2$, tandis que pour $K = 2$ l'intégration se fait sur tous les angles).

La distribution angulaire, avec un angle moitié de l'ordre de $1/\gamma$ pour le cas onduleur [figure 3.4(b)], est élargie dans la direction du mouvement transverse (\mathbf{e}_x) dans le cas "wiggler" avec un angle moitié de 2 mrad environ [figure 3.4(c)].

Pour le cas onduleur, le spectre est quasi-monochromatique avec $\hbar\omega \sim 200$ eV dans la direction $\theta = 0$ et pour un petit angle solide d'intégration $\Omega = 0.3 \times 0.3$ mrad², avec une largeur spectrale donnée par $\Delta\lambda = \lambda/10$. Ce spectre s'élargit quand on intègre sur un angle solide Ω plus grand comme le montre la figure 3.4(d), à cause de la dépendance angulaire de la longueur d'onde fondamentale $\lambda \simeq \frac{\lambda_u}{2\gamma^2} (1 + \frac{K^2}{2} + \gamma^2\theta^2)$ [voir équation (3.14)]. Pour le cas $K = 2$, le spectre contient déjà un grand nombre d'harmoniques, qui se recouvrent fortement après intégration sur les angles [voir figure 3.4(e)], et s'approche d'un spectre synchrotron avec une énergie critique de l'ordre de 300 eV.

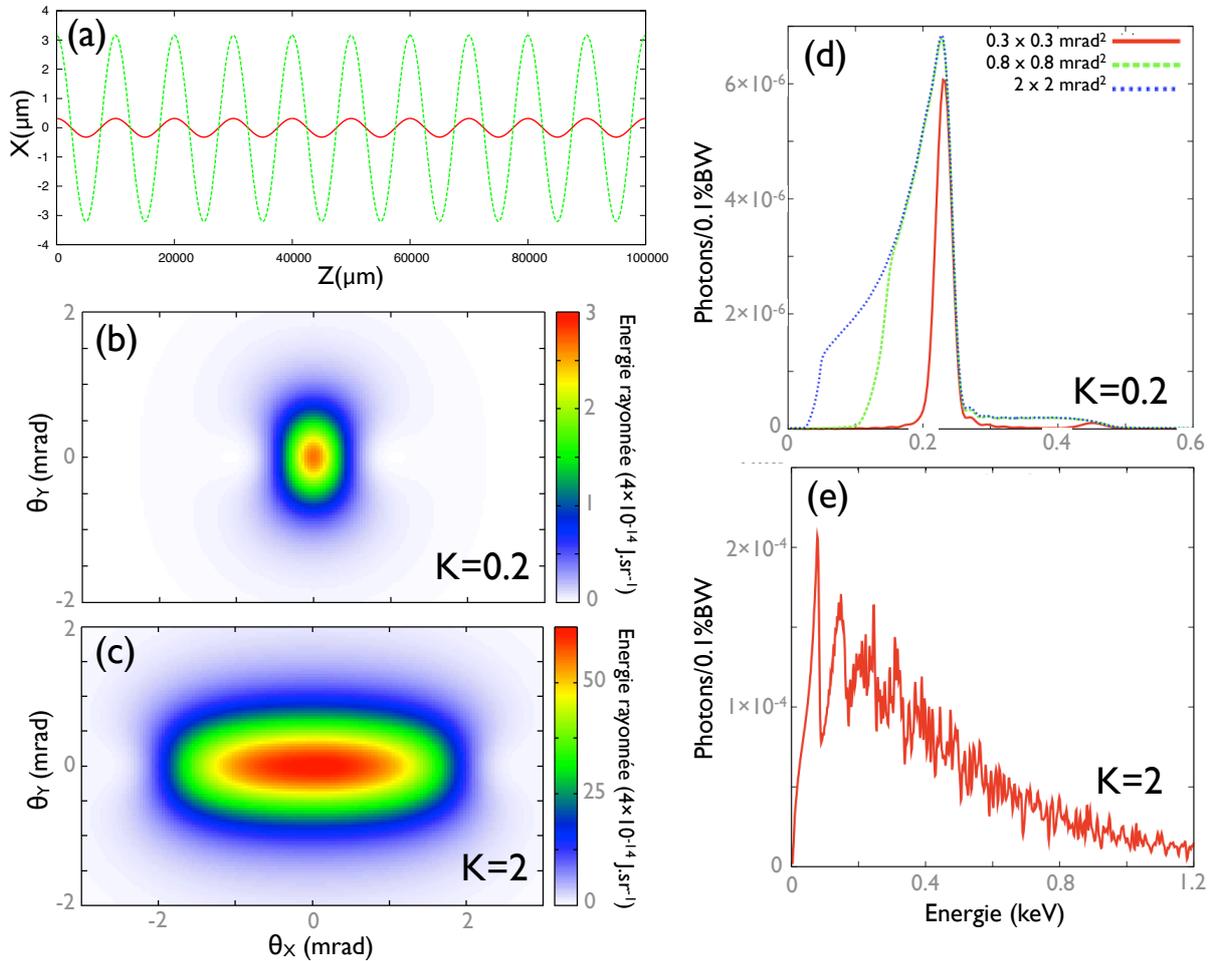


Fig. 3.4: Trajectoire d'un électron test (a) pour le cas onduleur $K = 0.2$ (trait plein rouge) et pour le cas "wiggler" $K = 2$ (trait pointillé vert), et propriétés du rayonnement émis par l'électron. (b)-(c) Distribution angulaire de l'énergie rayonnée. (d)-(e) Distribution spectrale en photons/0.1%BW, intégré sur l'angle solide indiqué (d) ou sur tous les angles (e). (b) et (d) correspondent au cas onduleur $K = 0.2$, et (c) et (e) correspondent au cas "wiggler" $K = 2$.

Deuxième partie

DÉVELOPPEMENT ET APPLICATION DE SOURCES DE
RAYONNEMENT X

RÉSUMÉ

Cette partie est consacrée aux résultats expérimentaux concernant, d'une part, le développement et la caractérisation de sources de rayonnement X laser-plasma, et d'autre part, la démonstration de leur potentiel pour des applications.

Le chapitre 4 présente le principe et la caractérisation expérimentale du rayonnement bétatron, qui est produit naturellement lors de l'accélération laser-plasma (dont le principe a été discuté au chapitre 2). J'insisterai plus particulièrement sur la caractérisation spectrale de la source bétatron, réalisée avec la méthode du comptage de photons, qui a permis de montrer que le spectre est de type synchrotron dans l'intervalle d'énergie [8, 21] keV, avec une énergie critique pouvant dépasser la dizaine de keV et un nombre total de photons de l'ordre de 10^9 .

Dans le chapitre 5, je décrirai une autre source de rayonnement X basée sur l'accélération laser-plasma. Il s'agit de la diffusion Compton contre-propagative qui consiste en la collision frontale entre un faisceau d'électrons (produit à partir d'un accélérateur laser-plasma) et un faisceau de photons, en l'occurrence une impulsion laser infrarouge. Je commencerai par présenter le principe de la diffusion Compton, avant de discuter la démonstration expérimentale de cette source de rayonnement. Cette démonstration a été réalisée à l'aide d'un schéma original, utilisant un miroir plasma pour réfléchir l'impulsion laser de l'accélérateur laser-plasma, ce qui permet de s'affranchir de la nécessité d'une deuxième impulsion laser. Nous avons ainsi pu produire des faisceaux de rayons X de très hautes énergies, jusqu'à plusieurs centaines de keV, et dont la divergence est de 18 mrad (FWHM).

Enfin, le chapitre 6 est dédié à la mise en évidence du potentiel de ces sources X laser-plasma pour des applications, à travers l'exemple de l'imagerie par contraste de phase monocoup, réalisée en utilisant la source bétatron. Après avoir présenté le principe de l'imagerie à contraste de phase et son intérêt vis à vis des radiographies conventionnelles à contraste d'absorption, je discuterai les résultats expérimentaux obtenus avec le rayonnement bétatron. Je montrerai qu'il est possible d'obtenir une image à contraste de phase d'un échantillon biologique, dans notre cas une guêpe, en un seul tir laser.

4. LE RAYONNEMENT BÉTATRON

Ce chapitre est consacré à la présentation de résultats expérimentaux sur le rayonnement bétatron, obtenus en collaboration avec l'équipe de J. C. Kieffer sur le système laser haute puissance de l'installation Advanced Laser Light Source (ALLS) de l'Institut National de la Recherche Scientifique (INRS) du Canada. Je commencerai par discuter l'origine et les propriétés du rayonnement bétatron, puis je présenterai les résultats expérimentaux obtenus démontrant la génération de rayonnement bétatron et sa caractérisation spectrale (basée sur la méthode du comptage de photons) et angulaire.

4.1 Origine et propriétés du rayonnement bétatron

Nous avons vu, au chapitre 2, que l'on pouvait accélérer des électrons lors de l'interaction entre une impulsion laser courte et intense et un plasma sous-dense, et que ces électrons effectuaient, au cours de leur accélération, des oscillations transverses appelées oscillations bétatrons. Dans le chapitre 3, nous avons discuté la génération de rayonnement X par des électrons relativistes en mouvement accéléré, en particulier pour le cas d'une oscillation transverse sinusoïdale. Le mouvement oscillatoire transverse des électrons au cours de leur accélération est donc responsable de l'émission de rayonnement X, que l'on appelle rayonnement bétatron.

D'après les résultats du chapitre 2 [voir les équations (2.21)-(2.23)], la période des oscillations bétatrons λ_u et le paramètre de force $K = \gamma k_u x_0$ s'écrivent

$$\lambda_u(t) = \sqrt{2\gamma(t)}\lambda_p, \quad (4.1)$$

$$K(t) = \sqrt{\gamma(t)/2} k_p x_0(t), \quad (4.2)$$

où x_0 est l'amplitude de l'oscillation transverse. Ces grandeurs sont définies localement puisque la fréquence et l'amplitude du mouvement transverse varient avec le facteur relativiste γ , et dépendent donc du temps dans le cas où les électrons sont en accélération.

Nous avons vu au chapitre 3 que les paramètres γ , λ_u et K , ainsi que le nombre d'électrons et le nombre d'oscillations, définissent complètement les propriétés du rayonnement.

On peut tout d'abord énoncer les propriétés associées au cas où γ est constant. Dans la limite onduleur, $K \ll 1$, correspondant à de petites oscillations bétatrons, le rayonnement est émis à la fréquence fondamentale $\omega = 2\pi c/\lambda$ dépendant de la direction d'observation θ , où la longueur d'onde fondamentale λ est donnée par l'équation (3.14). Quand $K \rightarrow 1$, des harmoniques de la fréquence fondamentale commencent à apparaître dans le spectre, tandis que pour $K \gg 1$ ("wiggler"), le spectre contient un grand nombre d'harmoniques très rapprochées et s'étend jusqu'à la fréquence critique ω_c , donnée par l'équation (3.22).

Dans le cas de l'onduleur, $K \ll 1$, la divergence caractéristique du rayonnement est $1/\gamma$. Dans le cas d'un "wiggler", le rayonnement est émis dans différentes directions au cours de l'oscillation (direction du vecteur vitesse de l'électron), et la distribution angulaire possède

les mêmes symétries que la trajectoire de l'électron. Pour un mouvement contenu dans un plan ($\mathbf{e}_z, \mathbf{e}_x$), la distribution angulaire a un angle moitié donné par K/γ dans la direction de l'oscillation transverse \mathbf{e}_x et un angle caractéristique $1/\gamma$ dans la direction orthogonale \mathbf{e}_y . La durée du rayonnement est, en première approximation, égale à la durée du paquet d'électrons, qui peut être de l'ordre de quelques femtosecondes [70]. Le nombre de photons émis par période est donné par les équations (3.28)-(3.29). Les relations pratiques permettant de déterminer les propriétés des oscillations bétatrons et du rayonnement sont résumées en annexe dans la table A.2. Des ordres de grandeur des paramètres de la source de rayonnement bétatron, pour des installations laser disposant typiquement de 10 – 100 TW avec des durées d'impulsion de quelques dizaines de fs, sont donnés en annexe dans la table A.3.

En pratique, nous n'avons pas accès au rayonnement d'un électron unique, et de plus l'électron n'a pas un γ constant mais rayonne en même temps qu'il accélère. Le rayonnement observé contient la contribution venant de tous les électrons ainsi que des différentes valeurs de γ que prend un électron au cours de son accélération. Contrairement aux onduleurs conventionnels des installations synchrotrons, pour lesquels la trajectoire d'électron dépend uniquement des propriétés de l'onduleur, les propriétés des oscillations bétatrons dépendent des conditions initiales, et différents électrons peuvent avoir différents paramètres de force K , qui varient au cours de l'accélération. Les résultats expérimentaux obtenus jusqu'ici sur le rayonnement bétatron [5, 71, 72, 73, 74] correspondent au régime de "wiggler". Dans ce cas, le fait que différents électrons ont différents K , et la variation de γ et K au cours de l'accélération, entraînent un recouvrement des harmoniques (le spectre devient continu) et un élargissement de la forme du spectre qui devient plus large que le spectre synchrotron (3.17) associé à un K et un γ fixé.

4.2 Dispositif expérimental

Le dispositif expérimental pour la génération et la caractérisation du rayonnement X bétatron est illustré schématiquement sur la figure 4.1, tandis que la figure 4.2 montre deux photographies du dispositif. Ses diverses composantes sont décrites ci-dessous.

4.2.1 Le système laser ALLS 200 TW

L'installation ALLS 200 TW [75] est un système laser Titane-Saphir basé sur la technique d'amplification à dérive de fréquence [76]. C'est un prototype commercial réalisé par Amplitude Technologies. Un oscillateur Titane-Saphir à blocage de modes permet de délivrer un train d'impulsions nanojoules de 18 fs (FWHM) de durée [75]. De manière à diminuer l'intensité pour éviter d'endommager les optiques, ces impulsions sont étirées jusqu'à une durée de 350 ps. Elles traversent ensuite plusieurs étages d'amplification pour atteindre une énergie de quelques Joules. La recompression des impulsions permet d'obtenir une durée de quelques dizaines de femtosecondes, et doit se faire dans une chambre sous vide pour que l'impulsion laser de très haute intensité puisse se propager sans perte et sans déformation. L'impulsion laser est ensuite focalisée, à l'aide d'une parabole hors axe de focale 1.5 m, au centre de la chambre à vide où aura lieu l'interaction laser-plasma. Sur cible (juste avant l'interaction), l'impulsion laser a une énergie de 2.5 J et une durée de 30 fs (FWHM), correspondant à une puissance pic de 80 TW, avec une longueur d'onde centrale de 810 nm. La polarisation est linéaire. Suivant les conditions expérimentales, l'impulsion laser a une taille transverse (FWHM) allant de 18 à 24 μm dans le plan focal, ce qui permet d'atteindre des intensités supérieures à $7 \times 10^{18} \text{ W.cm}^{-2}$ et une

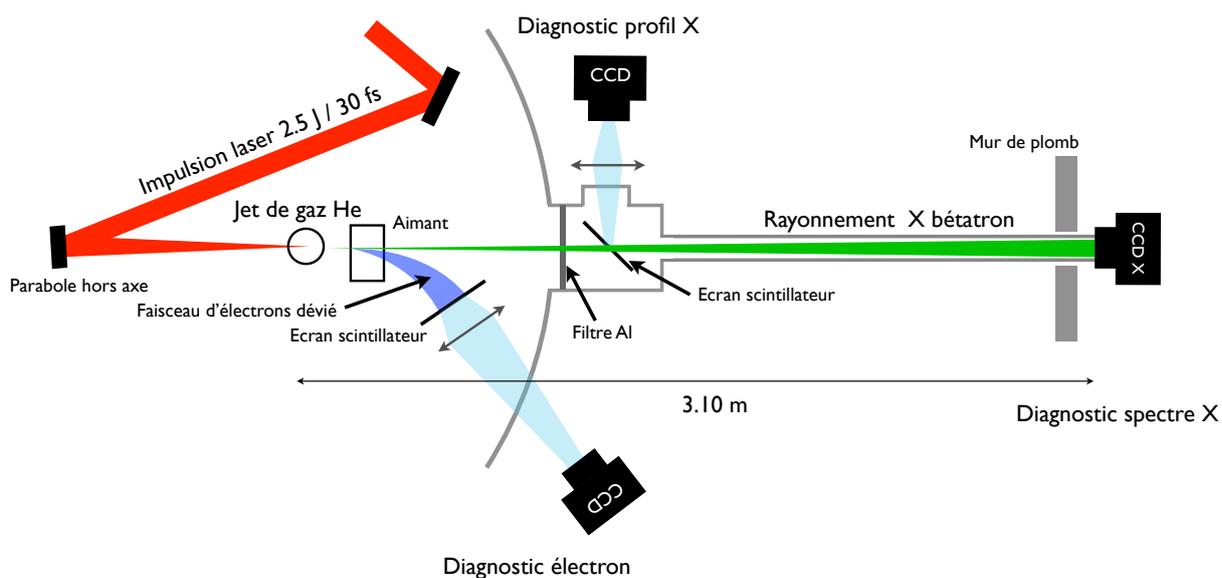


Fig. 4.1: Schéma du dispositif expérimental pour la génération et la caractérisation du rayonnement X bêta-tron.

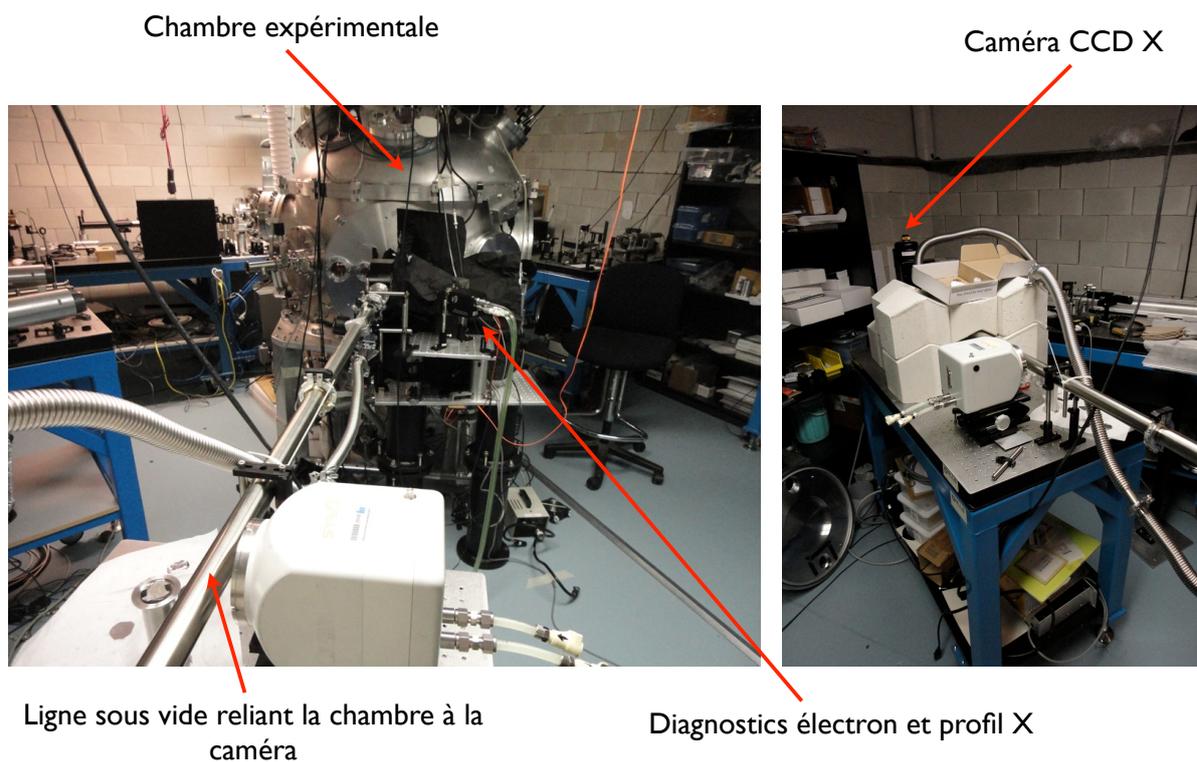


Fig. 4.2: Photographies de la chambre expérimentale et de la ligne sous vide vers la caméra CCD X de comptage de photons.

amplitude normalisée $a_0 > 1.8$ dans le vide. Le taux de répétition du système laser est de 10 Hz, mais nous l'utilisons en régime monocoup dans les expériences.

4.2.2 La cible : un jet de gaz d'hélium

L'impulsion laser est focalisée sur un jet de gaz supersonique d'hélium, dont le profil de densité a une forme approximativement trapézoïdale dans la direction de propagation du laser. Par exemple, pour un jet de gaz avec une buse de 3 mm de diamètre et un axe laser situé à 1 mm de la sortie de buse, le profil de densité consiste approximativement en une rampe linéaire de 600 μm de 0 à n_{He} , un plateau de 2.1 mm avec une densité égale à n_{He} et une rampe linéaire de 600 μm de n_{He} à 0. Les atomes d'hélium sont totalement ionisés dans le front montant de l'impulsion laser, et la partie centrale de l'impulsion laser interagit avec un plasma dont la densité électronique n_0 est égale à 2 fois la densité atomique du gaz d'hélium n_{He} . La valeur de la densité peut être contrôlée grâce à la pression imposée en amont du jet de gaz, et la relation pression-densité ainsi que la forme exacte du profil de densité sont caractérisées par interférométrie [77]. Pour le cas d'une buse de 3 mm, on obtient des densités électroniques n_0 allant de quelques 10^{18} cm^{-3} à quelques 10^{19} cm^{-3} en faisant varier la pression en amont de quelques bars à quelques dizaines de bars.

4.2.3 Diagnostics expérimentaux

Tout d'abord, la caractérisation du faisceau d'électrons produit lors de l'interaction laser-plasma se fait à l'aide d'un spectromètre à électrons. Ce dernier est composé d'un aimant permanent (champ magnétique de 1.1 T sur 10 cm), qui dévie les électrons en fonction de leur énergie dans le plan horizontal, et d'un écran scintillateur (Lanex Kodak fine, $\text{Gd}_2\text{O}_2\text{S:Tb}$), dans lequel les électrons déposent de l'énergie. La relaxation du matériau du scintillateur se fait à travers une transition entre deux niveaux d'énergie (excité et fondamental), et conduit à l'émission de photons à 545 nm. En imageant cette lumière à 545 nm sur une caméra CCD (Charge-Coupled Device, ou dispositif à transfert de charge) visible de grande dynamique (16 bits), on remonte à la position des électrons sur l'écran. La position dans la direction de déviation (horizontale) donne l'énergie des électrons, tandis que la position verticale donne une information angulaire (angle vertical des électrons par rapport au plan horizontal). Le signal mesuré donne une indication de la charge du paquet.

On utilise un deuxième écran scintillateur $\text{Gd}_2\text{O}_2\text{S:Tb}$ pour mesurer la distribution angulaire du rayonnement X. Celui-ci est placé sur l'axe de propagation laser, et il est protégé de la lumière laser par un filtre Aluminium de 12 μm d'épaisseur. Les électrons sont suffisamment déviés de l'axe laser par l'aimant permanent pour qu'aucun électron ne parvienne sur cet écran. Comme pour les électrons, les rayons X déposent de l'énergie dans l'écran scintillateur qui relaxe en émettant des photons à 545 nm. L'image de l'écran scintillateur sur une caméra CCD visible fournit le profil angulaire du rayonnement X. Notons que l'on peut également mesurer le profil angulaire avec une caméra CCD X avec une bien meilleure sensibilité (mais la mesure est limitée à de plus basses énergies de photon, inférieures à 20 keV). Cependant, nous tirons ici avantage de l'écran scintillateur en laissant un petit trou en son centre (correspondant à une petite ouverture angulaire de 8 mrad \times 8 mrad), ce qui permet ensuite de caractériser spectralement le rayonnement étant passé dans le trou. Ainsi, on obtient simultanément, sur un seul tir, une information angulaire et spectrale.

Pour obtenir une information spectrale sur le rayonnement X, plusieurs méthodes sont envisageables. L'utilisation d'un ensemble de filtres, avec des compositions et des épaisseurs différentes, permet de reconstruire le spectre car les différents filtres sélectionnent des bandes spectrales différentes. En général, on fait l'hypothèse que le spectre est de type synchrotron

[équation (3.17)] et on procède à un ajustement des données pour reproduire le signal transmis à travers les différents filtres. On obtient ainsi une mesure de l'énergie critique $E_c = \hbar\omega_c$ du rayonnement [72, 73, 78]. Cette méthode a l'avantage de la simplicité et fonctionne en monocoup, mais présente en pratique une très mauvaise résolution spectrale. La diffraction de Bragg sur un cristal plan [79] offre une très bonne résolution spectrale mais elle ne permet de mesurer qu'une seule énergie à la fois, et il faut donc effectuer une dizaine de tirs pour chaque point de mesure, rendant le résultat très sensible aux fluctuations tir à tir et à la dérive des paramètres laser. Deux méthodes rendent possible la mesure monocoup avec une bonne résolution du spectre du rayonnement : le spectromètre à réseau, développé au Laboratoire d'Optique Appliquée (LOA) lors du doctorat de Romuald Fitour et utilisé dans l'expérience discutée au chapitre 8, et le comptage de photons, que nous utilisons ici et qui permet d'avoir une mesure du spectre dans la gamme spectrale de la dizaine de keV (le spectromètre à réseau étant limité à 5 keV).

4.2.4 Principe du comptage de photons

Tout d'abord, rappelons le principe de la détection directe du rayonnement X utilisant une caméra CCD X. Le chip de la caméra est composé d'un substrat semi-conducteur de silicium, qui permet la conversion des photons en paires électron-trou. Jusqu'à 60 keV, l'interaction entre les photons X et le silicium est dominée par l'absorption photo-électrique. La détection d'un photon X commence donc par la photo-ionisation d'un électron en couche interne du silicium, donnant lieu à un photo-électron énergétique et un atome excité avec un état vide en couche interne. S'en suit une cascade de désexcitation : l'atome se désexcite par auto-ionisation (effet Auger), donnant naissance à d'autres électrons dans le continuum, tandis que l'électron énergétique dépose son énergie en ionisant d'autres atomes de silicium, etc. On obtient au final un ensemble d'électrons dans la bande de conduction du semi-conducteur formant un nuage électronique d'une taille micrométrique autour de la position de l'événement photo-électrique initial. Le nombre d'électrons dans la bande de conduction N_{pp} (nombre de paires électron-trou) est proportionnel à l'énergie du photon X détecté $\hbar\omega$, et $N_{pp} = \hbar\omega/E_{pp}$, où $E_{pp} = 3.6$ eV est l'énergie moyenne nécessaire à la production d'une paire électron-trou pour le silicium¹. L'application d'un champ électrique permet de collecter ces électrons dans les puits de potentiel associés à chaque pixel de la caméra CCD X. La lecture permet ensuite, après amplification et conversion analogique-numérique, d'obtenir pour chaque pixel un nombre de compte proportionnel au nombre d'électrons collectés (qui dépend de l'amplificateur et du gain choisi).

Si un pixel collecte tous les électrons associés à l'absorption d'un photon unique, alors le nombre de compte obtenu sur ce pixel donne une mesure de l'énergie du photon. On note α le facteur de conversion entre nombre de compte N_c et énergie de photon $\hbar\omega$: $N_c = \alpha\hbar\omega$. Notre caméra CCD X, modèle Princeton Instruments PI-LCX:1300, est refroidie à l'azote liquide et est composée de 1340×1300 pixels, c'est-à-dire 1 740 000 détecteurs indépendants. En plaçant le détecteur suffisamment loin de la source et en utilisant suffisamment de filtres, le nombre moyen de photons par pixel devient très petit devant 1 et on est dans une situation où chaque

1. Il faut noter que l'énergie nécessaire à la production d'une paire comprend à la fois le gap d'énergie $E_g = 1.1$ eV entre la bande de conduction et la bande de valence, mais aussi l'énergie des phonons optiques excités lors de la cascade et l'énergie résiduelle des électrons, insuffisante pour une ionisation supplémentaire [80]. Les fluctuations statistiques du nombre de phonons excités et de l'énergie résiduelle entraînent une incertitude sur la mesure de l'énergie du photon X, que l'on appelle limite de Fano [81].

pixel détecte soit 0, soit 1 photon. L'histogramme de la caméra, c'est-à-dire le nombre de pixels éclairés pour chaque valeur de nombre de compte, permet alors en principe d'obtenir le spectre du rayonnement. En réalité, les pixels ne sont pas complètement indépendants, et pour des photons de grande énergie (> 5 keV) il y a une probabilité non négligeable pour que le nuage électronique s'étale sur plusieurs pixels. Ce phénomène peut être pris en compte dans l'analyse des données. Nous avons utilisé un premier algorithme capable de détecter des événements s'étalant sur plusieurs pixels (événements multi-pixels), et un deuxième algorithme sélectionnant uniquement les événements où le nuage électronique est détecté sur un pixel unique avec aucun électron détecté sur les pixels voisins (événement à pixel unique, EPU). Pour un événement multi-pixel, l'énergie du photon est obtenue en sommant les comptes sur l'ensemble des pixels de l'événement. Cependant, cette méthode multi-pixel est très sensible à la possibilité d'avoir deux photons inclus dans l'événement, ce qui surestime le nombre de photons à haute énergie. De plus, les collisions entre les électrons du faisceau produit dans l'expérience et la matière environnante génèrent des particules et photons secondaires de haute énergie qui engendrent un bruit sur la caméra. Ce bruit est constitué uniquement d'événements multi-pixels, dont on peut s'affranchir en utilisant l'algorithme EPU. Le spectre du rayonnement X est alors obtenu par la relation

$$\frac{dN_\gamma}{d(\hbar\omega)} = \frac{a}{k1(\hbar\omega)QE(\hbar\omega)T(\hbar\omega)} \frac{dN_c}{d(\hbar\omega)} \times \frac{dN_{\text{EPU}}}{dN_c}, \quad (4.3)$$

où dN_{EPU}/dN_c est le nombre d'événements à pixel unique pour chaque valeur de nombre de compte, obtenu à partir de l'algorithme EPU, $dN_c/d(\hbar\omega) = \alpha$, $T(\hbar\omega)$ est la transmission des filtres utilisés, $QE(\hbar\omega)$ est l'efficacité quantique de la CCD X (probabilité qu'un photon soit absorbé par effet photo-électrique), $k1(\hbar\omega)$ est la probabilité qu'un photon absorbé conduise à un événement à pixel unique, a est un facteur numérique et $dN_\gamma/d(\hbar\omega)$ est le nombre de photons par unité d'énergie dans l'angle solide Ω vu par la caméra CCD X. Pour notre choix d'amplificateur bas bruit et de gain, nous avons mesuré $\alpha = 0.11$ compte par eV. Cette calibration a été effectuée en utilisant le rayonnement bétatron (spectre large) et en plaçant devant la caméra CCD X des filtres présentant, dans leur courbe de transmission, des coupures franches aux énergies d'ionisation des électrons en couche interne. Connaissant la position en eV de ces coupures et mesurant leur position en nombre de compte sur l'histogramme EPU, on calibre le facteur de conversion α . La modélisation numérique de la réponse de notre CCD X a été réalisée par Claude Fourment dans le cadre d'une collaboration avec le CELIA, nous permettant d'obtenir $k1(\hbar\omega)$ [82]. Le facteur numérique a dans l'équation (4.3) vient du fait que tous les photons donnant lieu à des EPU ne sont pas analysés par l'algorithme car ils peuvent être superposés ou situés juste à côté d'autres photons (l'algorithme sélectionnant uniquement les événements isolés). Le facteur a est alors obtenu en imposant que le spectre $dN_\gamma/d(\hbar\omega)$ donne le bon nombre de compte total sur l'image CCD. Enfin, la résolution spectrale a été estimée inférieure à 350 eV, en utilisant la largeur des coupures franches dans les histogrammes EPU de la calibration de α .

4.3 Résultats obtenus

Lors de la première campagne expérimentale, dédiée au comptage de photons [74], la taille transverse de la tache focale du laser était de $24 \mu\text{m}$ (FWHM), et l'intensité dans le vide était estimée à $I \simeq 7 \times 10^{18} \text{ W.cm}^{-2}$, correspondant à une amplitude $a_0 \simeq 1.8$, et nous avons utilisé

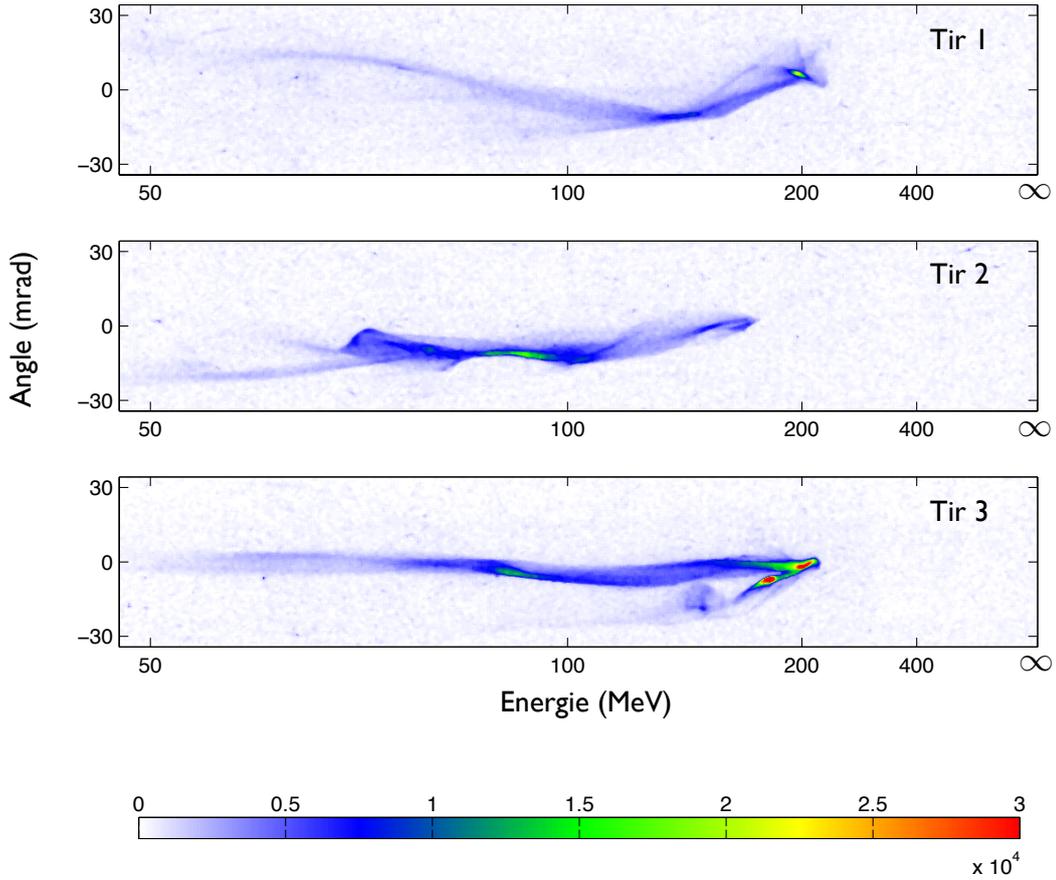


Fig. 4.3: Trois spectres d'électrons bruts typiques (tirs 1 à 3). Axe horizontal : énergie ; axe vertical : angle de sortie ; échelle de couleur : nombre de compte, donnant une indication de la charge du paquet.

une buse de 3 mm de diamètre avec une densité électronique de $n_0 = 5.4 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$. La caméra CCD X utilisée pour le comptage de photons était située à 3.1 m de la source, correspondant à un angle solide de collection $\Omega = 7.3 \times 10^{-5} \text{ sr}$ autour de l'axe laser. Nous avons utilisé un total de 274 μm d'aluminium pour atténuer le signal X sur la caméra de comptage de photons.

La figure 4.3 montre trois spectres électroniques bruts² enregistrés pendant l'expérience. Les électrons sont accélérés jusqu'à une énergie de l'ordre de 200 MeV et on observe des structures transverses, c'est-à-dire des corrélations entre énergie et angle de sortie. Ces structures sont la conséquence des oscillations bétatrons du paquet d'électrons au cours de l'accélération, et en particulier d'une injection hors axe du faisceau d'électrons [83]. Les spectres d'électrons sont larges, avec sur quelques tirs des composantes monoénergétiques.

La figure 4.4 montre les trois spectres X bétatrons obtenus par la méthode du comptage de photons, et correspondant aux spectres électroniques de la figure 4.3. La gamme spectrale de mesure s'étend de 8 keV à 21 keV, limitée par les 274 μm d'aluminium côté basse énergie et par la faible efficacité quantique de la CCD X à haute énergie. L'unité choisie est le nombre de

2. Un spectre électronique brut correspond aux données observées directement sur la caméra CCD visible du spectromètre électron, sans avoir corrigé pour la dispersion du spectromètre. On calibre uniquement les axes, convertissant la position en pixel sur la caméra en énergie et en angle de sortie vertical. L'échelle d'énergie est alors non linéaire.

photons par 0.1% de largeur de bande (« bandwidth », BW en anglais), par stéradian et par tir, et elle est obtenue à partir de $dN_\gamma/d(\hbar\omega)$ en multipliant par $10^{-3}\hbar\omega$ et en divisant par Ω . On notera en particulier que le nombre de photons par 0.1% BW est proportionnel à l'énergie rayonnée par unité de fréquence, $10^{-3}\hbar\omega dN_\gamma/d(\hbar\omega) \propto dW/d\omega$. Un ajustement des données sur les mesures expérimentales avec une distribution synchrotron (3.17), paramétrisée par l'énergie critique $E_c = \hbar\omega_c$ et l'amplitude de la fonction [= P_γ/ω_c dans l'équation (3.17)], est tracé sur la figure 4.4 pour chaque tir. Les meilleurs ajustements sont obtenus respectivement pour une énergie critique de $E_c = \hbar\omega_c = 8.5$ keV, $E_c = \hbar\omega_c = 3.2$ keV et $E_c = \hbar\omega_c = 6.6$ keV (tirs 1 à 3).

Puisque les spectres d'électrons et de rayons X sont mesurés simultanément sur un seul tir, on peut s'intéresser à leur corrélation. Si on considère le tir 1, on observe une très forte oscillation bétatron sur le spectre électronique et une forte charge à 200 MeV. Ceci se corrèle bien à une énergie critique importante ($E_c = \hbar\omega_c = 8.5$ keV) et au grand nombre de photons émis (supérieur à 10^8 photons/0.1%BW/sr/tir). Pour le tir 2, la charge électronique se situe bien en dessous de 200 MeV et l'oscillation bétatron est réduite comparée au tir 1, ce qui est bien corrélé à une faible valeur d'énergie critique $E_c = \hbar\omega_c = 3.2$ keV. Il faut toutefois noter que les corrélations ne sont pas toujours bien marquées entre faisceau d'électrons et faisceau de rayons X. Cela s'explique par le fait que le paquet d'électrons n'est observé qu'après sa sortie du plasma, ce qui n'est pas nécessairement représentatif de l'état du faisceau d'électrons au moment où il émet le rayonnement X dans le plasma. De plus, nous n'avons pas accès quantitativement à l'amplitude des oscillations bétatrons (nous n'avons qu'une information qualitative

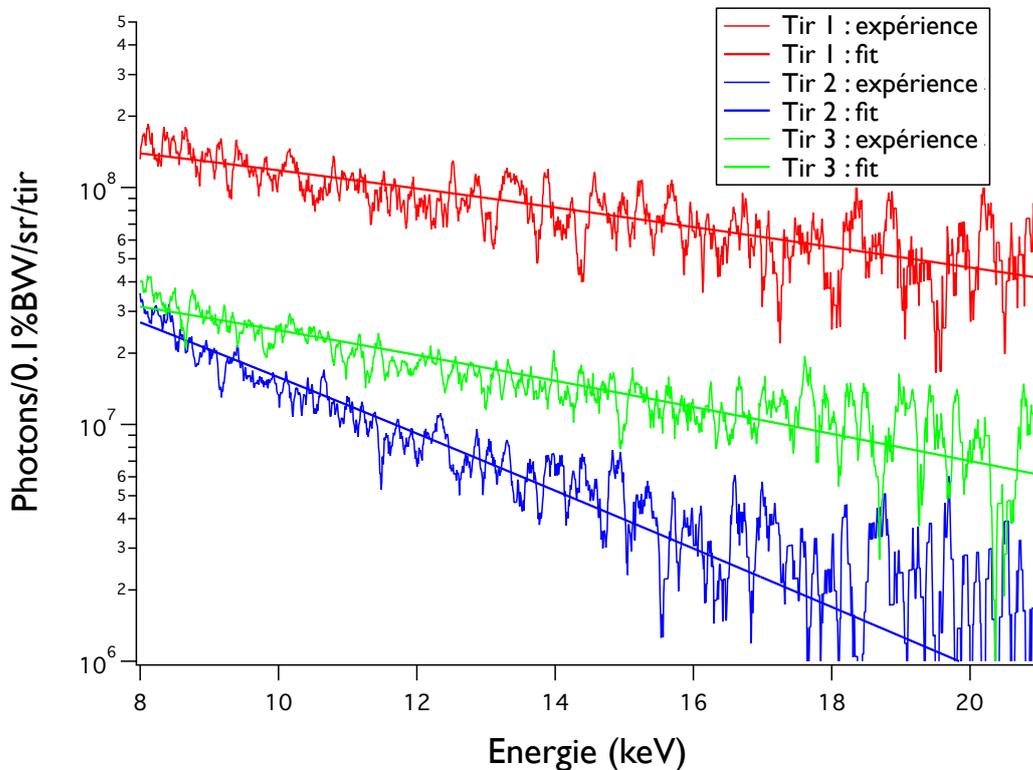


Fig. 4.4: Spectres X bétatrons obtenus en comptage de photons, correspondant aux tirs 1 (rouge), 2 (bleu) et 3 (vert) dont les spectres d'électrons bruts sont donnés sur la figure 4.3. Le meilleur ajustement des données avec une distribution synchrotron (3.17) est tracé pour chaque tir.

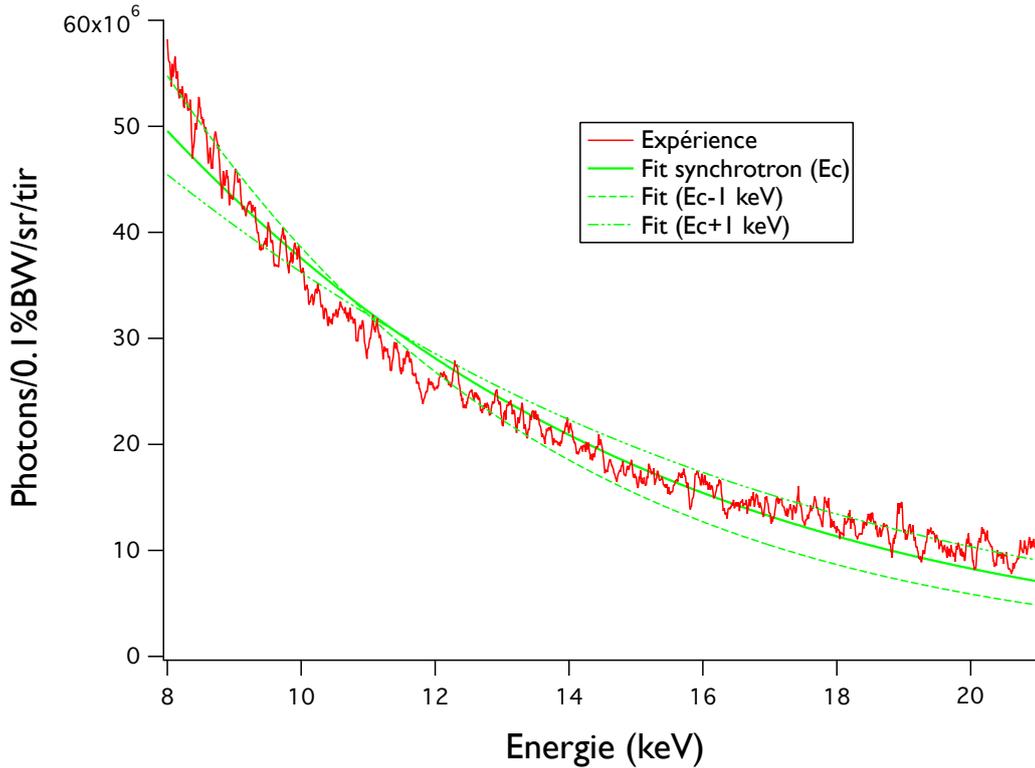


Fig. 4.5: Spectre du rayonnement X bêta-tron obtenu par comptage de photons, moyenné sur 10 tirs (ligne rouge), et le meilleur ajustement des données avec une distribution synchrotron d'énergie critique $E_c = \hbar\omega_c = 5.6$ keV (ligne verte). La précision sur la détermination de l'énergie critique est illustrée par les distributions synchrotrons d'énergie critique $E_c = \hbar\omega_c = 5.6 \pm 1$ keV (lignes pointillées vertes), avec meilleur ajustement de l'amplitude de la fonction synchrotron uniquement.

avec les structures transverses dans la direction verticale visible sur le spectre d'électrons brut). Nous verrons aux chapitres 8 et 9 qu'avec un accélérateur laser-plasma stable dont on contrôle l'accélération et les paramètres du faisceau d'électrons, on peut obtenir des corrélations bien plus précises entre électrons et X.

Sur la figure 4.5 est tracé le spectre X bêta-tron expérimental, moyenné sur 10 tirs consécutifs. On obtient donc un spectre représentatif de la source de rayonnement X bêta-tron, avec de plus une amélioration significative du rapport signal sur bruit (le bruit ayant son origine dans le petit nombre d'événements EPU pour chaque point d'énergie). L'ajustement des données avec une distribution synchrotron donne une énergie critique $E_c = \hbar\omega_c = 5.6 \pm 1$ keV. La source X bêta-tron produit en moyenne 3.6×10^7 et 1.1×10^7 photons/0.1%BW/sr/tir à 10 et 20 keV respectivement.

Les figures 4.4 et 4.5 montrent que les spectres X bêta-trons monocoups et moyennés sont relativement bien décrits par une distribution synchrotron dans la gamme d'énergie 8-21 keV. Ce résultat semble en contradiction avec la discussion de la section 4.1, d'après laquelle les électrons rayonnent des spectres de type synchrotron avec des énergies critiques E_c qui varient d'un électron à l'autre ainsi qu'au cours de la trajectoire. Ce désaccord s'explique par le fait que l'élargissement du spectre par rapport au cas synchrotron n'est observable que sur une très

large bande spectrale, pour des énergies de photon $\hbar\omega \ll 8$ keV et $\hbar\omega \gg 21$ keV³.

Lors d'une deuxième campagne expérimentale, dont l'objectif était d'optimiser la source de rayonnement X bétatron et de démontrer son potentiel pour des applications [84] (voir chapitre 6), la qualité de la tache focale a été significativement améliorée, la taille transverse passant de 24 à 18 μm (FWHM), permettant d'atteindre ainsi une intensité laser estimée à $I \simeq 1.3 \times 10^{19}$ $\text{W}\cdot\text{cm}^{-2}$ et une amplitude $a_0 \simeq 2.5$. Nous avons ainsi obtenu un gain d'un ordre de grandeur sur le signal X, nous obligeant à utiliser une épaisseur d'aluminium beaucoup plus importante, 1390 μm , pour fonctionner en comptage de photons. La distance entre la caméra de comptage de photons et la source, et l'angle solide de collection, sont inchangés, 3.1 m et $\Omega = 7.3 \times 10^{-5}$ sr respectivement, tandis que nous avons utilisé une buse de 10 mm de diamètre avec une densité électronique de 2×10^{19} cm^{-3} .

En moyennant sur une séquence de 8 tirs (comme pour la figure 4.5), nous avons mesuré 1.25×10^8 photons/0.1%BW/sr/tir à 20 keV, avec un ajustement des données par une distribution synchrotron d'énergie critique $E_c = \hbar\omega_c = 12.3 \pm 2.5$ keV. Le diagnostic de mesure du profil angulaire du rayonnement X a montré que la divergence (moyennée sur la séquence de tirs) était de 25 ± 2.3 et 31 ± 5 mrad (FWHM) respectivement dans les directions horizontale et verticale. En utilisant le nombre de photons par stéradian obtenu à partir de l'ajustement de la distribution synchrotron, ainsi que la divergence mesurée, on estime un total de 10^9 photons dans le faisceau de rayonnement X⁴.

3. On remarque d'ailleurs que le fait de moyennner sur plusieurs tirs, comme sur la figure 4.5, est aussi une source d'élargissement par rapport au cas synchrotron.

4. Au vu de la discussion précédente sur la pertinence de décrire le spectre par une fonction synchrotron, on s'attend à ce que l'extrapolation, aux petites et grandes énergies de photon de la distribution synchrotron ajustée dans l'intervalle 8-21 keV, sous-estime le nombre de photons total réel. En effet, la déviation du spectre réel par rapport à une distribution synchrotron unique ne peut se faire qu'en ajoutant des composantes synchrotrons de basses et hautes énergies critiques.

5. LA DIFFUSION COMPTON CONTRE-PROPAGATIVE

Une autre possibilité très prometteuse pour la génération de rayonnement X à partir d'un accélérateur laser-plasma repose sur la diffusion Compton. Ce chapitre est dédié à la démonstration expérimentale d'une source de rayonnement Compton tout-optique, c'est-à-dire basée sur l'accélération laser-plasma, dans une gamme d'énergie allant de quelques dizaines de keV à plusieurs centaines de keV. Je commencerai par présenter le principe et les propriétés de la diffusion Compton. Ensuite, je montrerai que l'on peut produire expérimentalement du rayonnement Compton à partir d'un schéma simple et original, qui utilise un miroir plasma.

5.1 Principe et propriétés de la diffusion Compton

La diffusion Compton correspond à la diffusion inélastique des ondes électromagnétiques sur des particules élémentaires chargées, comme les électrons par exemple. Sa description générale fait intervenir l'électrodynamique quantique, car la nature corpusculaire des ondes électromagnétiques entre en jeu. Le processus correspond alors à la diffusion d'un photon d'énergie $\hbar\omega$ et d'impulsion $\hbar\omega/c$ sur un électron au repos¹, d'énergie mc^2 , avec conservation de l'énergie-impulsion. Dans la limite Thomson où l'énergie transmise à l'électron est négligeable par rapport à l'énergie du photon incident, le phénomène de diffusion peut être décrit avec l'électrodynamique classique.

Si l'électron se propage avec une vitesse relativiste à contre sens de l'onde, le rayonnement électromagnétique diffusé peut être de très courte longueur d'onde, contenant ainsi des photons de très haute énergie. Cette possibilité, mise en évidence par F. R. Arutyunian et V. A. Tumanian [85] en 1963, s'explique par deux effets Doppler consécutifs, que l'on illustre ici dans le cas d'une collision à 180 degrés entre l'électron et l'onde de fréquence ω_i (diffusion Compton contre-propagative). Tout d'abord, dans le référentiel où l'électron est en moyenne au repos (référentiel \mathcal{R} se déplaçant à la vitesse $\overline{\beta}_z$ par rapport au laboratoire), l'onde électromagnétique incidente a une fréquence $\omega'_i = 2\gamma_z\omega_i$ ² (pour $\gamma_z \gg 1$). Elle sera alors diffusée par l'électron aux fréquences harmoniques $\omega'_r = n\omega'_i$ (comme nous l'avons discuté au chapitre 1, pour une onde électromagnétique intense caractérisée par une amplitude normalisée $a_0 \gtrsim 1$, la dynamique de l'électron est non linéaire et rend possible la génération d'harmoniques $n > 1$, avec $n \in \mathbb{N}^*$). Observé dans le référentiel du laboratoire, ce rayonnement consiste en la fréquence fondamen-

1. La diffusion Compton à proprement parler correspond au cas où l'électron est initialement au repos et où l'énergie du photon diffusé ne peut être qu'inférieure à celle du photon incident. Dans un autre référentiel, où l'électron a une vitesse relativiste, on observe que l'énergie du photon diffusé provient essentiellement de l'énergie de l'électron. Ce dernier cas est généralement désigné sous le nom de diffusion Compton inverse. Nous ne ferons pas la distinction entre diffusion Compton et diffusion Compton inverse puisque que le processus physique en question est identique, et qu'il ne s'agit que d'un choix de référentiel différent.

2. On rappelle que $\gamma_z = (1 - \overline{\beta}_z^2)^{-1/2}$ et $\overline{\beta}_z$ est la vitesse moyenne de l'électron suivant z (axe de la collision) normalisée par la vitesse de la lumière c .

tale $\omega_r = 4\gamma_z^2\omega_i$ et ses harmoniques. Pour une collision entre des électrons avec $\gamma_z \simeq 100$ et une impulsion laser de longueur d'onde $\lambda_L \simeq 1 \mu\text{m}$, on obtient un rayonnement X de très courte longueur d'onde : $\lambda \simeq 0.025 \text{ nm}$, correspondant à une énergie de photon de $\simeq 50 \text{ keV}$. La diffusion Compton contre-propagative a donc un fort potentiel pour la génération de rayonnement X ou de rayonnement γ , car elle rend possible l'obtention d'un très fort décalage de fréquence par effet Doppler, permettant de passer du visible aux rayons γ avec des électrons d'énergie modeste.

Pour présenter les propriétés du rayonnement Compton, j'adopte une description classique qui se ramène, d'une part, au calcul de la trajectoire d'un électron relativiste dans une onde électromagnétique contre-propagative, et d'autre part, au calcul du rayonnement émis par l'électron au cours de son mouvement. On utilise alors le formalisme présenté dans le chapitre 3, où les paramètres importants déterminant les propriétés du rayonnement sont la période d'oscillation λ_u , le paramètre de force K et le facteur relativiste de l'électron γ . Je discuterai ensuite les limites de cette description, où l'on néglige les pertes d'énergie de l'électron par rayonnement ainsi que les effets quantiques.

5.1.1 Trajectoire de l'électron dans une impulsion laser contre-propagative

On considère un accélérateur laser-plasma qui produit un faisceau d'électrons d'énergie $E = \gamma_i mc^2$ se propageant vers les z positifs. L'impulsion laser contre-propagative est modélisée par une onde plane de vecteur d'onde $\mathbf{k}_L = -2\pi/\lambda_L \mathbf{e}_z$ et de fréquence $\omega_L = 2\pi c/\lambda_L$, polarisée linéairement. Son vecteur potentiel normalisé s'écrit $\mathbf{a} = a_0 \cos(\omega_L t + k_L z) \mathbf{e}_x$. L'Hamiltonien décrivant la dynamique d'un électron dans l'onde électromagnétique est

$$\mathcal{H}(\mathbf{r}, \mathbf{P}, t) = \gamma mc^2 = \left[1 + \left(\frac{\mathbf{P}}{mc} + \mathbf{a} \right)^2 \right]^{1/2} mc^2. \quad (5.1)$$

Ce système est intégrable et les variables action-angle peuvent être déterminées pour résoudre la dynamique de l'électron. Par souci de simplicité, nous utilisons ici les symétries continues du problème qui fournissent les quantités conservées d'après le théorème de Noether³. Le système est invariant sous les transformations $\mathbf{r} \rightarrow \mathbf{r} + a\mathbf{e}_x + b\mathbf{e}_y$ et $z \rightarrow z + dk_L^{-1}$, $t \rightarrow t - d\omega_L^{-1}$ (avec a, b, d des constantes arbitraires), ce qui implique respectivement la conservation de l'impulsion canonique transverse, $\mathbf{P}_\perp/mc = \mathbf{u}_\perp - \mathbf{a} = \text{constante} = \mathbf{0}$, et de la quantité $C = (\mathcal{H} + P_z c)/mc^2 = \gamma + u_z = \text{constante} = \gamma_i + u_{zi} = 2\gamma_i - 1/(2\gamma_i) + O(1/\gamma_i)$. L'intégration de ces quantités conservées mène à la trajectoire électronique :

$$k_L x(\varphi) = \frac{a_0}{C} \sin(\varphi), \quad (5.2)$$

$$k_L y(\varphi) = 0, \quad (5.3)$$

$$k_L z(\varphi) = \left[\frac{1}{2} - \frac{1 + a_0^2/2}{2C^2} \right] \varphi - \frac{a_0^2}{8C^2} \sin(2\varphi), \quad (5.4)$$

$$\gamma(\varphi) = \frac{C}{2} + \frac{1 + a_0^2 \cos^2(\varphi)}{2C}, \quad (5.5)$$

3. Pour une transformation de symétrie générale s'écrivant $\mathbf{r} \rightarrow \mathbf{r} + \epsilon \mathbf{Q}$, $t \rightarrow t + \epsilon T$ (\mathbf{Q} et T sont les générateurs de la transformation, et ϵ est un paramètre infinitésimal), la quantité conservée s'écrit $\mathcal{H}T - \mathbf{P} \cdot \mathbf{Q}$.

avec $\varphi = \omega_L t + k_L z$ ⁴. Avec l'approximation $k_L z \simeq \varphi/2$, valide pour $\gamma_i \gg 1$ et $\gamma_i \gg a_0$, on obtient une trajectoire sinusoïdale $x(z) = K/(\gamma k_u) \sin(k_u z)$ avec

$$\lambda_u = \lambda_L/2, \quad (5.6)$$

$$K = a_0. \quad (5.7)$$

La période de l'oscillation est simplement égale à la moitié de la longueur d'onde du laser, et le paramètre de force de l'oscillation K s'identifie avec l'amplitude normalisée du laser a_0 .

5.1.2 Propriétés du rayonnement

Les propriétés du rayonnement produit par un électron suivant une trajectoire sinusoïdale avec une période d'oscillation λ_u , un paramètre de force K et un facteur de Lorentz γ ont été présentées au chapitre 3 et illustrées sur les exemples numériques de la figure 3.4. Nous les rappelons ici brièvement.

La relation entre γ_z et γ (voir section 3.4), qui traduit la réduction de la vitesse longitudinale induite par l'oscillation, s'écrit

$$\gamma_z = \frac{\gamma}{\sqrt{1 + a_0^2/2}}. \quad (5.8)$$

Dans la limite onduleur, $a_0 \ll 1$, qui correspond à de petites oscillations, le rayonnement est émis à la fréquence fondamentale $\omega = 2\pi c/\lambda$, où la longueur d'onde fondamentale λ est donnée par l'équation (3.14). Cette équation dépend de la direction d'observation θ avec, en particulier, $\omega = 4\gamma_z^2 \omega_L \simeq 4\gamma^2 \omega_L$ dans la direction $\theta = 0$. Quand $a_0 \rightarrow 1$, les harmoniques de la fréquence fondamentale commencent à apparaître dans le spectre, tandis que pour $a_0 \gg 1$ (“wiggler”), le spectre contient un grand nombre d'harmoniques très rapprochées et s'étend jusqu'à la fréquence critique ω_c , donnée par l'équation (3.22). En termes d'effet Doppler, pour $a_0 \gtrsim 1$, l'augmentation de l'intensité laser et de a_0 se traduit par un effet Doppler $4\gamma_z^2$ plus petit, et donc d'une fréquence fondamentale $\omega = 4\gamma_z^2 \omega_L$ plus faible (dans la direction $\theta = 0$). Cette augmentation se traduit également par l'apparition des nombreuses harmoniques, s'étendant jusqu'à $\omega_c = (3/8)a_0^3 \times 4\gamma_z^2 \omega_L = (3/4)a_0 \times 4\gamma^2 \omega_L$ dans la limite $a_0 \gg 1$.

Dans le cas de l'onduleur, $a_0 \ll 1$, la divergence caractéristique du rayonnement est $1/\gamma$. Dans le cas d'un “wiggler”, le rayonnement est émis dans différentes directions au cours de l'oscillation (direction du vecteur vitesse de l'électron). Le mouvement étant contenu dans le plan $(\mathbf{e}_z, \mathbf{e}_x)$, la distribution angulaire a un angle moitié donné par a_0/γ dans la direction de l'oscillation transverse \mathbf{e}_x et un angle caractéristique $1/\gamma$ dans la direction orthogonale \mathbf{e}_y . Le nombre de photons émis par période est donné par les équations (3.28)-(3.29). Les relations pratiques permettant de déterminer les propriétés du rayonnement Compton sont résumées en annexe dans la table A.2. Des ordres de grandeur des paramètres de la source de rayonnement Compton, pour des installations laser disposant typiquement de 10 – 100 TW avec des durées d'impulsion de quelques dizaines de fs, sont donnés en annexe dans la table A.3.

Une confusion fréquente est de penser que la durée du rayonnement Compton est de l'ordre de la durée de l'impulsion laser contre-propagative. En réalité, chaque électron produit un rayonnement dont la durée est égale à la durée de l'impulsion laser divisée par le facteur Doppler

4. On utilise également la relation $\gamma^2 = 1 + \mathbf{u}^2$ ainsi que l'égalité $(1/c)d\varphi/d\tau = k_L C$ dans l'intégration de $\mathbf{u} = (1/c)d\mathbf{r}/d\tau = k_L C d\mathbf{r}/d\varphi$, où τ est le temps propre de l'électron.

$4\gamma_z^2$, et cette durée est bien plus petite que la durée du paquet d'électrons. Le rayonnement Compton produit par tous les électrons a une durée qui est dominée par la durée du paquet d'électrons et qui est indépendante de la durée de l'impulsion laser. La durée du rayonnement est donc, en première approximation, égale à la durée du paquet d'électrons, qui peut être de l'ordre de quelques femtosecondes [70].

5.1.3 Pertes par rayonnement et effets quantiques

La description utilisée est celle de l'électrodynamique classique, où l'on a négligé de plus les pertes d'énergie de l'électron par rayonnement. Il faut donc définir les limites dans lesquelles ces approximations sont valables.

Pour décrire l'effet des pertes par rayonnement sur la trajectoire de l'électron, il faut tenir compte de l'interaction entre le champ électromagnétique émis par l'électron et lui-même : c'est le problème de l'auto-interaction, où l'on fait intervenir la force de réaction du rayonnement dans l'équation du mouvement de l'électron [68, 86, 87]. Pour un électron relativiste, la perte d'énergie de l'électron correspond simplement à l'énergie transmise à l'onde électromagnétique émise, et elle peut être estimée par l'équation $mc^2 d\gamma/dt = -\overline{P}_\gamma$, où \overline{P}_γ est la puissance moyenne rayonnée par l'électron donnée par l'équation (3.26). On obtient donc $\gamma(t) = \gamma_i/(1 + \nu_\gamma t)$, où le taux de perte d'énergie ν_γ s'écrit

$$\nu_\gamma = 2\tau_0\gamma_i a_0^2 \omega_L^2, \quad (5.9)$$

avec $\tau_0 = 2r_e/(3c) = e^2/(6\pi\epsilon_0 mc^3) = 6.26 \times 10^{-24}$ s, r_e est le rayon classique de l'électron, et γ_i est le facteur gamma initial de l'électron [88, 89, 90, 91, 92]. Les pertes par rayonnement peuvent donc être négligées si la durée de l'interaction τ , ou de manière équivalente le nombre d'oscillations N , satisfont respectivement $\tau \ll \nu_\gamma^{-1}$ et $N \ll N_{\text{perte}} = 1/(2\pi\tau_0\gamma_i a_0^2 \omega_L)$. Si l'on considère une collision entre des électrons au GeV et une impulsion laser avec $a_0 \sim 10$ de longueur d'onde $0.8 \mu\text{m}$, on obtient $N_{\text{perte}} \sim 60$; les pertes par rayonnement sont alors non négligeables dès lors que l'on considère quelques dizaines d'oscillations. Pour des électrons d'énergie inférieure au GeV et $a_0 \sim 1$, on peut négliger les pertes par rayonnement pour un nombre d'oscillations petit devant $N_{\text{perte}} \gtrsim 6 \times 10^3$.

L'autre limite à considérer est celle associée aux effets quantiques. On parle alors de réaction du rayonnement quantique [93]. Ces effets deviennent importants si le recul et la perte d'énergie de l'électron associés à l'émission d'un photon unique ne sont pas négligeables respectivement par rapport au moment et à l'énergie de l'électron. Il faudra donc recourir à l'électrodynamique quantique si $\hbar\omega_c/\gamma mc^2 = 3\gamma a_0 \hbar\omega_L/mc^2 \gtrsim 1$ (dans la limite "wiggler", $a_0 \gg 1$) ou si $\hbar\omega/\gamma mc^2 = 4\gamma \hbar\omega_L/mc^2 \gtrsim 1$ (dans la limite onduleur, $a_0 \ll 1$). On peut toutefois noter que, pour un faisceau d'électrons avec une très petite dispersion en énergie $\Delta E \rightarrow 0$, on pourra observer la signature des effets quantiques dans le spectre d'énergie des électrons, qui sera élargi à $\sim \sqrt{NN_\gamma} \hbar\omega_c$ ("wiggler") ou $\sim \sqrt{NN_\gamma} \hbar\omega$ (onduleur)⁵ par les fluctuations quantiques, qui impliquent que différents électrons émettent un nombre de photons différent (l'énergie des photons émis pouvant elle aussi être différente) et perdent une quantité d'énergie différente [90]. L'élargissement n'est observable que s'il est supérieur à la dispersion en énergie initiale ΔE .

Pour les résultats expérimentaux présentés dans ce chapitre, l'effet des pertes par rayonnement et les effets quantiques peuvent être négligés.

5. N_γ est ici le nombre moyen de photons émis par électron et par période d'oscillation [voir équations (3.28)-(3.29)].

5.2 Réalisation expérimentale à l'aide d'un miroir plasma

Si l'idée d'utiliser la diffusion Compton contre-propagative pour produire des photons de haute énergie est très ancienne [85], la proposition d'un schéma tout-optique basé sur l'interaction laser-plasma est plus récente [94, 95, 96]. Dans le schéma Compton tout-optique, nous avons besoin d'un faisceau d'électrons relativistes produit par interaction laser-plasma d'une part, et d'une impulsion laser intense contre-propagative d'autre part. Très prometteur mais complexe, il n'a jamais été démontré expérimentalement dans une gamme d'énergie supérieure au keV [8]. Nous démontrons ici que l'on peut produire des rayons X de haute énergie (plusieurs centaines de keV) par diffusion Compton contre-propagative, en utilisant un schéma simple et compact, basé sur la combinaison d'un accélérateur laser-plasma et d'un miroir plasma [97]. Ce schéma ne nécessite qu'une seule impulsion laser.

La génération du faisceau d'électrons par interaction laser-plasma a été introduite dans son principe au chapitre 2, et des résultats expérimentaux ont été présentés au chapitre 4. Nous utilisons ici le même schéma expérimental concernant la production du faisceau d'électrons, en focalisant une impulsion laser intense dans un jet de gaz d'hélium (voir le chapitre 4 pour plus de détails).

Pour s'affranchir de la nécessité d'une deuxième impulsion laser contre-propagative, devant être superposée temporellement et spatialement avec le paquet d'électrons, nous avons utilisé le principe du miroir plasma [98, 99]. Lorsque une impulsion laser intense interagit avec une cible solide, le pied de l'impulsion ionise le solide et un plasma sur-dense se forme, réfléchissant alors l'impulsion laser (avec une efficacité de réflexion pouvant aller jusqu'à 70% pour des impulsions femtosecondes). En plaçant une feuille à la sortie du jet de gaz, l'impulsion laser, à l'origine de l'accélération du paquet d'électrons, est réfléchi et entre en collision avec le faisceau d'électrons. La superposition temporelle et spatiale entre impulsion laser contre-propagative et faisceau d'électrons est donc automatiquement réalisée dans ce schéma, et un faisceau de rayonnement X Compton est ainsi produit. Le principe de la source Compton avec miroir plasma et le schéma du dispositif expérimental sont illustrés sur la figure 5.1. Notons qu'il faut, dans ce schéma, translater la feuille entre chaque tir laser, la surface étant endommagée par le dépôt d'énergie laser.

Nous avons utilisé le système laser de la salle jaune, au Laboratoire d'Optique Appliquée, qui délivre sur cible des impulsions avec une énergie de 1 J, une durée de 35 fs (FWHM), une longueur d'onde centrale de 810 nm, une polarisation linéaire et une cadence de 10 Hz (mais on l'utilise en pratique en régime monocoup). L'impulsion laser est focalisée à l'aide d'une parabole hors axe de 70 cm de focale à l'entrée du jet de gaz, avec une taille transverse dans le plan focal de 17 μm (FWHM). L'intensité laser et l'amplitude normalisée de l'impulsion laser dans le vide sont respectivement estimées à $I \simeq 5 \times 10^{18} \text{ W.cm}^{-2}$ et $a_0 \simeq 1.5$. Le jet de gaz d'hélium utilisé a un diamètre de 3 mm, et la pression en amont est réglée pour avoir une densité électronique plateau $n_0 \simeq 1.1 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$.

La méthode utilisée pour la caractérisation du faisceau d'électrons est identique à celle présentée à la section 4.2.3. Dans nos conditions, nous avons observé des paquets d'électrons avec un spectre large, s'étendant jusqu'à 100 MeV approximativement. La charge totale est de 120 pC en moyenne, en tenant compte uniquement des électrons d'énergie supérieure à 50 MeV.

Dans un premier temps, nous avons utilisé un écran scintillateur imagé sur une caméra CCD visible pour la détection du rayonnement X Compton (voir section 4.2.3). Dans nos conditions d'interaction laser-plasma relativiste, d'autres mécanismes peuvent être également responsables

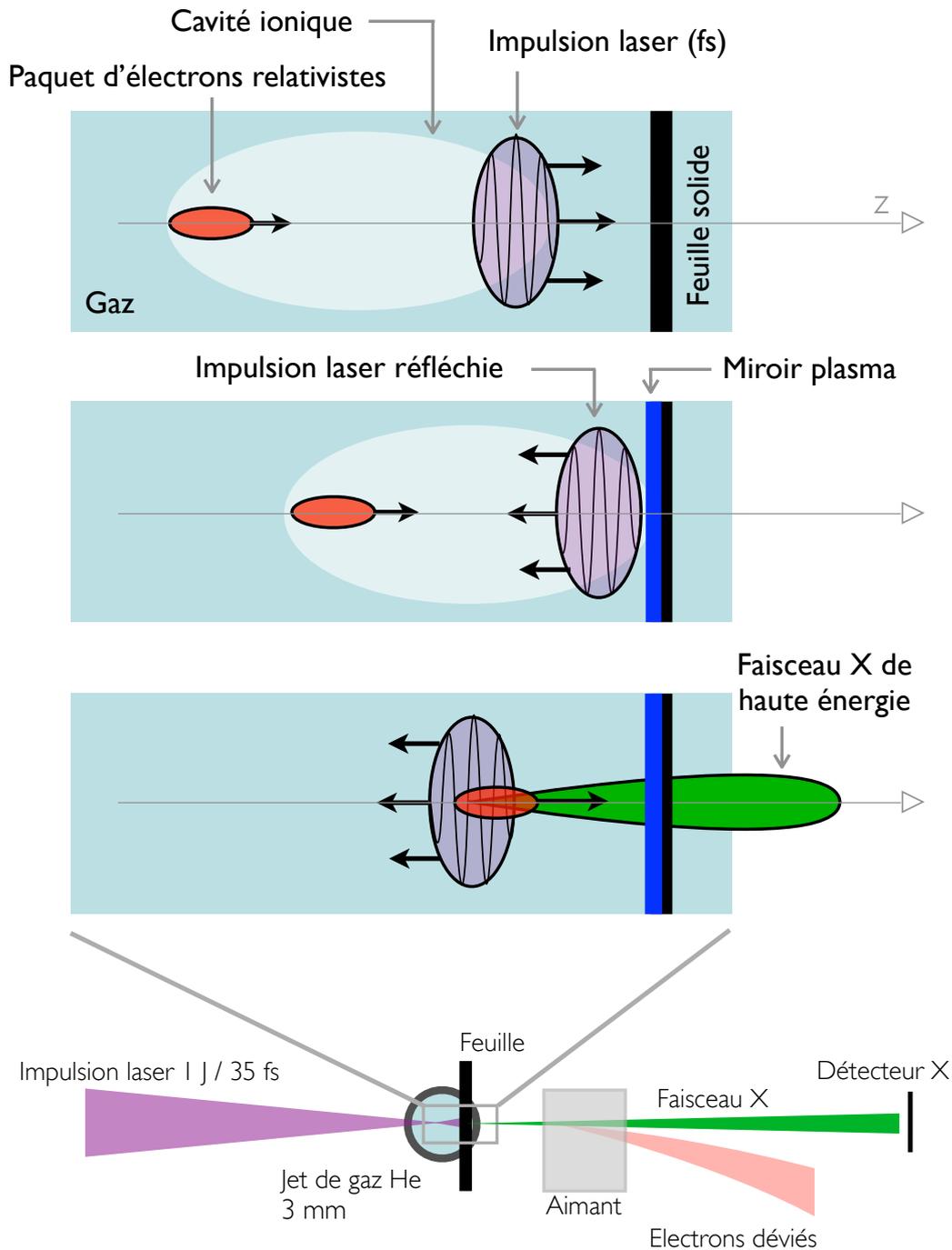


Fig. 5.1: Principe de la source Compton contre-propagative. Une impulsion laser courte et intense est responsable de l'accélération laser-plasma d'un paquet d'électrons. Cette même impulsion est ensuite réfléchiée par un miroir plasma. Au cours de la collision entre l'impulsion laser réfléchiée et le paquet d'électrons relativistes, une impulsion X femtoseconde est émise dans la direction de propagation des électrons. La partie basse de la figure illustre le dispositif expérimental. Une impulsion laser (1 J, 35 fs FWHM) est focalisée sur un jet de gaz d'hélium de 3 mm de diamètre. Le rayonnement X est mesuré en utilisant un écran scintillateur imagé sur une caméra CCD visible, ou un écran radio-luminescent à mémoire (« imaging plate » en anglais).

d'émission de rayonnement X. Il faut donc estimer leur contribution à l'émission totale et si possible les réduire. Tout d'abord, un faisceau de rayonnement bêatron est émis (voir chapitre 4). Situé dans la gamme de quelques keV, il a été mesuré et bloqué par des filtres (silice et aluminium). Deuxièmement, du rayonnement Bremsstrahlung relativiste est produit quand le paquet d'électrons traverse la feuille [68]. Ce dernier dépend du matériau choisi pour la feuille et de son épaisseur, et il peut être minimisé en utilisant un matériau fin avec un Z faible.

Les tests suivants ont été effectués pour s'assurer que le rayonnement mesuré était bien issu de la diffusion Compton contre-propagative. Tout d'abord, en l'absence de feuille et de filtre, on observe le rayonnement X bêatron. Il est supprimé en plaçant suffisamment de filtres sur le trajet du rayonnement. En plaçant alors la feuille, on observe de nouveau un faisceau de rayonnement X. Ce faisceau n'est pas du rayonnement Bremsstrahlung car il ne dépend pas du choix du matériau, ni de son épaisseur. D'autre part, ce rayonnement ne provient pas de l'interaction entre le laser intense et la feuille : en se plaçant à basse densité électronique (ou sans gaz) où il n'y a aucun électron injecté et accéléré, on n'observe pas de rayonnement. On en conclut que ce faisceau de rayonnement n'est observé qu'en présence d'un faisceau d'électrons relativistes et d'une feuille en sortie de jet de gaz. Les seuls mécanismes faisant intervenir à la fois le faisceau d'électrons relativistes et la feuille sont le rayonnement Bremsstrahlung et la diffusion Compton contre-propagative. Le premier a déjà été éliminé, et le deuxième est confirmé (voir ci-dessous) par la forte dépendance de son signal en fonction de la position z de la feuille le long de l'axe de propagation du laser, ainsi que par ses autres propriétés.

La position de la feuille z est en effet un paramètre crucial pour optimiser la diffusion Compton contre-propagative. Elle détermine le paramètre a_0 de l'impulsion laser réfléchie ainsi que la charge et l'énergie des électrons au moment de la collision. La quantité d'énergie rayonnée lors de la diffusion Compton augmente comme a_0^2 et γ^2 [voir équations (3.27)-(5.7)], et dépend linéairement de la charge du paquet d'électrons. Sur la figure 5.2 est représenté le faisceau de rayonnement Compton observé sur l'écran scintillateur, ainsi que l'évolution du signal X intégré sur la distribution angulaire avec la position de la feuille z . La position $z = 0$ est définie comme la position du maximum du signal. Le comportement du signal X avec z peut être expliqué comme suit. Quand la feuille est déplacée dans la direction de propagation de l'impulsion laser, $z > 0$, la valeur de a_0 à la position de collision décroît rapidement du fait que l'impulsion laser, se propageant dans le vide, diverge. Dans ce cas, l'énergie rayonnée par diffusion Compton devient très faible et l'émission résiduelle est identifiée au rayonnement Bremsstrahlung. Ce signal Bremsstrahlung ne dépend pas de z et peut être réduit en dessous du seuil de détection en utilisant une feuille de $300 \mu\text{m}$ de plastique [voir figure 5.2(A)]. Quand la feuille est déplacée vers l'intérieur du jet de gaz, $z < 0$, les propriétés du faisceau d'électrons sont dégradées : les longueurs d'accélération et d'injection sont diminuées jusqu'au point où il n'y a plus aucune injection. En conséquence, le signal X diminue quand z diminue et s'annule quand il n'y a plus aucun électron injecté et accéléré. Pour $z = 0$, le signal est maximal car les électrons ont une charge et une énergie suffisante, et a_0 , qui a pu bénéficier de l'auto-focalisation et de l'auto-compression de l'impulsion laser, est suffisamment grand. Dans nos conditions expérimentales, cette position optimale correspond approximativement à la sortie du jet de gaz. À cette position $z = 0$, la divergence mesurée du faisceau de rayonnement X Compton est égale à 18 mrad (FWHM). Elle diffère des valeurs attendues pour un faisceau parallèle d'électrons (a_0/γ et $1/\gamma$ respectivement dans la direction de polarisation du laser et dans la direction orthogonale, voir section 5.1.2), car le faisceau d'électrons a en réalité une divergence importante lors de la collision avec l'impulsion laser réfléchie, et cette divergence est la contribution dominante à la

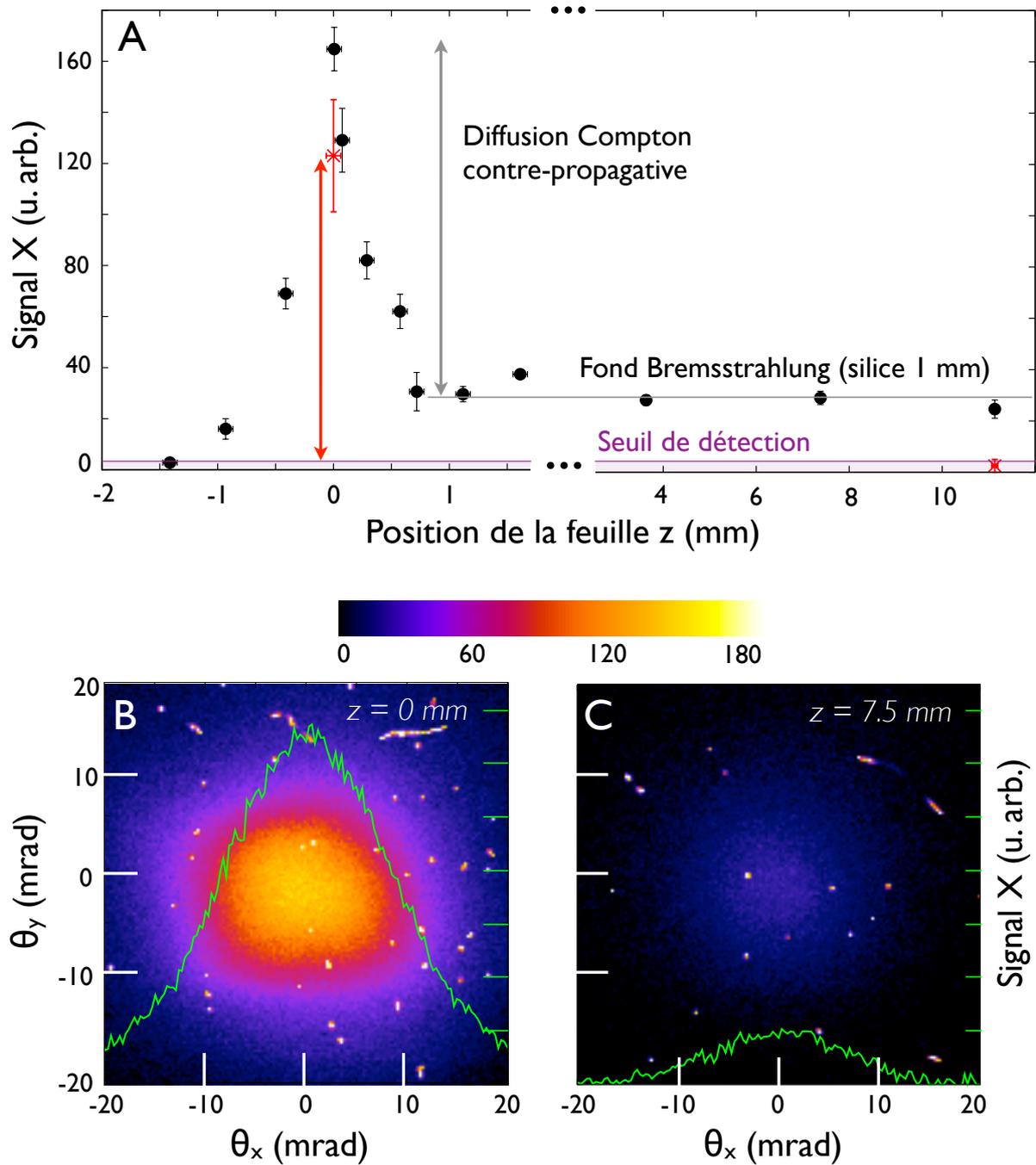


Fig. 5.2: (A) Evolution du signal X en fonction de la position de la feuille z le long de l'axe de propagation du laser (l'axe z est orienté dans la direction de propagation du laser). Chaque point correspond à une moyenne sur 5 tirs, et la barre d'erreur verticale correspond à l'erreur standard sur la moyenne. La feuille est constituée d'un mm de verre de silice pour les données en cercles noirs, et de 300 μm de plastique pour les données en croix rouges. (B) Profil angulaire du rayonnement X observé en monocoup pour $z = 0$. (C) Profil angulaire du rayonnement X observé en monocoup pour $z = 7.5$ mm. Le rayonnement en dessous de 10 keV est bloqué par des filtres.

divergence du faisceau de rayonnement X Compton.

Pour caractériser spectralement la source de rayonnement Compton, nous avons utilisé un ensemble de filtres de cuivre de différentes épaisseurs, allant de 500 μm à 1.2 cm. Le détecteur X utilisé est un écran radio-luminescent à mémoire (« imaging plate » en anglais). Chaque filtre est opaque pour les basses énergies de photon et est transparent pour les hautes énergies, et plus le filtre est épais, plus sa coupure opaque/transparent se décale vers les hautes énergies. Le signal transmis derrière chaque filtre permet donc d'obtenir une information spectrale sur le rayonnement X. Notons $T_k(\hbar\omega)$ les courbes de transmission associées aux différents filtres, indicées par $k = 0, 1, 2, \dots$ et ordonnées du filtre le moins épais au plus épais, et $R(\hbar\omega)$ la réponse du détecteur, reliant le nombre de compte au nombre de photons incidents sur le détecteur. Le signal, mesuré derrière chacun des filtres, s'écrit

$$S_k = \int d(\hbar\omega) T_k(\hbar\omega) R(\hbar\omega) \frac{dN_\gamma}{d(\hbar\omega)}, \quad (5.10)$$

où $dN_\gamma/d(\hbar\omega)$ est le nombre de photons par unité d'énergie dans l'angle solide vu par un pixel du détecteur, et S_k est le signal mesuré derrière le filtre k (nombre de compte sur un pixel). On suppose que le signal X Compton ne varie pas angulairement dans l'angle solide utilisé pour les mesures de signal transmis S_k .

La différence $S_k - S_{k+1}$ correspond, en première approximation, au signal provenant des photons dont l'énergie est comprise entre l'énergie de coupure opaque/transparent du filtre k et celle du filtre $k + 1$. Elle est donnée par

$$S_k - S_{k+1} = \int d(\hbar\omega) \frac{[T_k(\hbar\omega) - T_{k+1}(\hbar\omega)] R(\hbar\omega)}{10^{-3}\hbar\omega} \left[10^{-3}\hbar\omega \frac{dN_\gamma}{d(\hbar\omega)} \right]. \quad (5.11)$$

La quantité $10^{-3}\hbar\omega dN_\gamma/d(\hbar\omega)$ est le nombre de photons par 0.1% de bande spectrale, que nous voulons mesurer. On considère que la courbe $f_k = (T_k - T_{k+1})R/(10^{-3}\hbar\omega)$ est suffisamment étroite pour que l'on puisse considérer que le nombre de photons par 0.1% de bande spectrale $10^{-3}\hbar\omega dN_\gamma/d(\hbar\omega)$ est constant et égale à $[10^{-3}\hbar\omega dN_\gamma/d(\hbar\omega)]_{|\hbar\omega_k}$ sur la largeur de la distribution $f_k(\hbar\omega)$, ce qui permet d'inverser la relation (5.11) :

$$\left[10^{-3}\hbar\omega \frac{dN_\gamma}{d(\hbar\omega)} \right]_{|\hbar\omega_k} = \frac{S_k - S_{k+1}}{\int d(\hbar\omega) f_k(\hbar\omega)}. \quad (5.12)$$

L'énergie $\hbar\omega_k$, à laquelle on assigne le résultat (5.12), est prise égale au centre de la distribution f_k , c'est-à-dire $\hbar\omega_k = \int d(\hbar\omega) \hbar\omega f_k(\hbar\omega) / \int d(\hbar\omega) f_k(\hbar\omega)$.

Les résultats expérimentaux obtenus avec cette méthode de mesure spectrale sont présentés sur la figure 5.3. L'image brute obtenue sur le détecteur X, figure 5.3(A), correspond au rayonnement X Compton produit par 20 tirs consécutifs, et ayant traversé l'ensemble de filtres. Le spectre présenté est donc le spectre moyen de notre source X Compton ; il est intégré sur la distribution angulaire en considérant que le spectre ne dépend pas de l'angle. Le résultat montre que le rayonnement X Compton a un spectre large et relativement plat, s'étendant bien au delà de la centaine de keV. Le nombre total de photons par tir est de l'ordre de 10^8 . Cela correspond bien aux propriétés attendues pour le rayonnement Compton produit dans nos conditions expérimentales, puisque le faisceau d'électrons a un spectre large, et que pour un électron à 100 MeV, la grandeur $4\gamma^2\hbar\omega_L$ est de l'ordre de 240 keV (ω_L étant la fréquence du laser).

Pour modéliser le spectre du rayonnement Compton, nous avons utilisé une simulation de type particule test. Ce code calcule les trajectoires des électrons dans une impulsion laser contre-propagative, s'écrivant $\mathbf{a} = a_0 \exp[-(2 \ln 2)(z + ct)^2 / (c^2 \tau^2)] \cos(\omega_L t + k_L z) \mathbf{e}_x$, où τ est la durée FWHM de l'impulsion laser. Il évalue ensuite l'énergie rayonnée par unité de fréquence et d'angle solide en intégrant l'équation (3.10) pour chaque électron, et en sommant le résultat sur tous les électrons [sommation incohérente, effectuée après le passage au carré dans (3.10)]. Le résultat est ensuite intégré sur les angles et converti en nombre de photons par 0.1% de bande spectrale. On obtient un bon accord avec les résultats expérimentaux (voir sur la figure 5.3 le spectre Compton de la simulation numérique) en considérant, comme paramètres d'entrée, le spectre électronique mesuré et moyenné sur les 20 tirs consécutifs considérés, et une impulsion laser de durée 15 fs (FWHM) avec $a_0 = 1.2$. Comme, expérimentalement, le spectre électronique

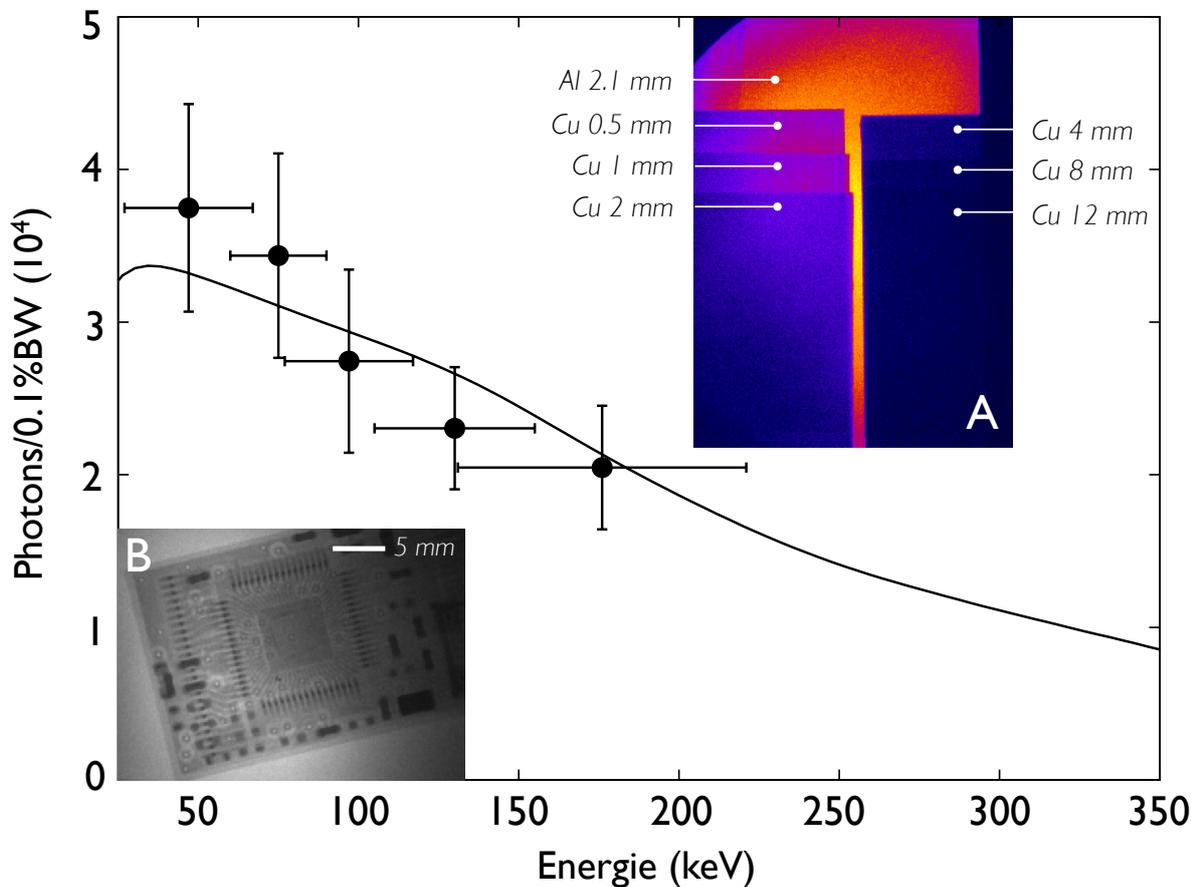


Fig. 5.3: Spectre du rayonnement Compton obtenu expérimentalement et par simulation numérique, donnant le nombre de photons par 0.1% de bande spectrale et par tir, intégré sur la distribution angulaire et moyenné sur 20 tirs consécutifs. Les points du spectre sont positionnés aux centres, $\hbar\omega_k$, des distributions f_k , tandis que les barres d'erreur horizontales correspondent aux largeurs à mi-hauteur des distributions f_k . La courbe en trait plein représente le spectre simulé numériquement. (A) Profil brut du rayonnement X Compton produit par 20 tirs consécutifs, et ayant traversé l'ensemble de filtres. (B) Radiographie d'une clé USB avec un grandissement de 1.2. Le détecteur X est un écran radio-luminescent à mémoire (« imaging plate » en anglais) pour les deux images.

est mesuré pour des énergies supérieures à 50 MeV, et que les électrons dans le segment [30 MeV, 50 MeV] contribuent au spectre du rayonnement Compton (aux basses énergies de photon), le spectre électronique mesuré est extrapolé linéairement vers les basses énergies pour avoir une valeur approximative du nombre d'électrons dans le segment [30 MeV, 50 MeV]. La figure 5.4 montre le spectre électronique mesuré ainsi que l'extrapolation linéaire à basse énergie.

Cette source de photons de haute énergie, à plusieurs centaines de keV, peut être utilisée pour imager l'intérieur d'un objet épais ou dense. Sur la figure 5.3(B) est représenté, en exemple, la radiographie d'une clé USB obtenue avec cette source de rayonnement X Compton, où l'on a utilisé le même détecteur X, un grandissement de 1.2 et une accumulation sur 20 tirs. Une propriété particulièrement importante pour l'imagerie est la taille de source transverse du rayonnement X émis. En effet, elle détermine la résolution de l'image pour des radiographies réalisées avec de forts grandissements, ainsi que le potentiel de la source pour l'imagerie par contraste de phase (voir chapitre 6). Dans le cas de la diffusion Compton contre-propagative, la taille de source du rayonnement X est égale à la taille transverse du paquet d'électrons au moment de la collision. La taille de source a été mesurée avec la technique du couteau. Le couteau a un bord très franc (cristal clivé), et on observe son ombre dans le profil du faisceau de rayonnement Compton. Dans le cadre de l'optique géométrique, si la taille de source est nulle alors l'ombre est parfaitement nette et présente un bord très franc. La mesure de l'élargissement (perte de netteté) du bord du couteau sur l'ombre observée permet d'obtenir la taille de source. En utilisant un grandissement de 23 (rapport entre la distance source-détecteur et la distance source-couteau), la mesure, limitée par la résolution du détecteur X (écran radio-luminescent à mémoire), permet d'affirmer que la taille de source est inférieure à $3 \mu\text{m}$.

Ce résultat marque une avancée majeure dans le domaine des sources de rayonnement X basées sur l'interaction laser-plasma relativiste. En effet, cette source Compton tout-optique

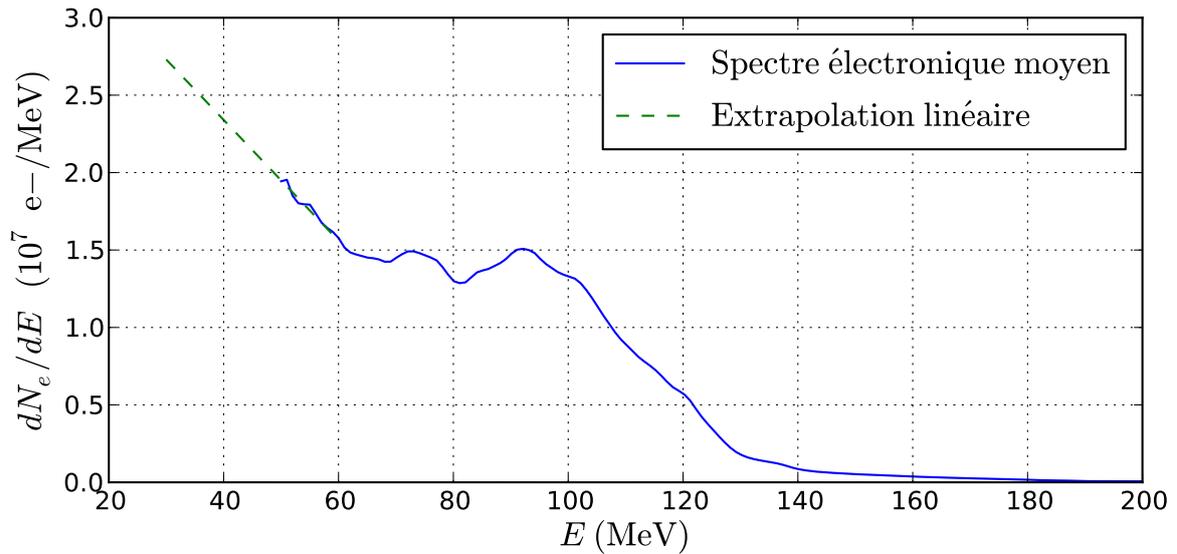


Fig. 5.4: Spectre électronique (trait plein bleu), moyenné sur les 20 tirs consécutifs correspondant au rayonnement Compton présenté sur la figure 5.3, ainsi que l'extrapolation linéaire (trait pointillé vert) utilisée pour avoir une approximation du spectre dans le segment [30 MeV, 50 MeV].

combine haute énergie de photons (pour des électrons d'énergie modeste), taille de source micrométrique, et durée du rayonnement femtoseconde (celle-ci étant égale à la durée du paquet d'électrons, mesurée expérimentalement [70] et de l'ordre de quelques femtosecondes à quelques dizaines de femtosecondes). En particulier, le schéma, basé sur l'utilisation d'une impulsion laser unique et d'un miroir plasma, garantit la superposition systématique entre faisceau d'électrons et impulsion laser contre-propagative. Le faisceau de rayonnement X produit contient un total de 10^8 photons avec des énergies s'étendant jusqu'à plusieurs centaines de keV, a une divergence de 18 mrad (FWHM) et une taille de source inférieure à $3 \mu\text{m}$. La brillance pic de la source est estimée à 10^{21} photons/s/mm²/mrad²/0.1%BW à 100 keV. Cette brillance est plus de 10000 fois plus élevée que ce qui est atteint avec les sources Compton basées sur les accélérateurs conventionnels [100, 101].

Les développements futurs se focaliseront sur la production de rayonnement X Compton tout-optique avec une faible largeur spectrale et une accordabilité de l'énergie des photons. Cela demandera d'utiliser des faisceaux d'électrons quasi-monoénergétiques accordables [57, 56, 62], de minimiser la divergence des électrons au moment de la collision et la largeur spectrale de l'impulsion laser contre-propagative. Une autre perspective importante, ouverte par cette source de rayonnement Compton tout-optique, est la possibilité d'utiliser des systèmes laser de plus faible énergie mais à beaucoup plus haute cadence, de manière à obtenir une source de rayonnement X femtoseconde compacte avec un taux de répétition élevé, dans la gamme du keV ou de la dizaine de keV (avec des électrons de l'ordre de 10 MeV).

6. APPLICATION À L'IMAGERIE PAR CONTRASTE DE PHASE MONOCOUP

Dans les deux chapitres précédents, j'ai montré qu'il est possible de produire, avec des installations compactes, des faisceaux de rayonnement X femtoseconde, de taille de source micrométrique, dans la gamme du keV ou de la dizaine de keV pour le rayonnement bétatron, et dans la gamme de la centaine de keV pour la diffusion Compton contre-propagative. Au delà de la démonstration et de la caractérisation de ces sources de rayonnement X, il est important de mettre en évidence leur potentiel pour des applications.

Une application majeure de ces sources est l'imagerie par rayons X, qui peut être utilisée dans le domaine médical, en biologie, en science des matériaux, en physique des plasmas, etc. L'approche la plus simple est la radiographie X, dans laquelle différents rayons X traversent un objet suivant des trajets différents, et sont absorbés différemment. La distribution d'intensité du faisceau X émergent contient l'information sur la distribution d'opacité dans l'objet [voir, par exemple, la radiographie de la figure 5.3(B)]. Ainsi, la radiographie est sensible aux variations d'absorption au sein d'un objet. Si l'on écrit l'indice de réfraction complexe de l'objet comme $\eta = 1 - \delta - i\beta$, sa partie imaginaire β décrit l'absorption du rayonnement X, tandis que la partie réelle δ décrit la réfraction, c'est-à-dire les avances et retards de phase induits au cours de la propagation du rayonnement. Le terme de phase, δ , est supérieur de plusieurs ordres de grandeur au terme d'absorption β , et permet donc d'obtenir des images de très forts contrastes, pour des objets faiblement absorbants. Par exemple, pour des conditions relatives aux applications médicales, $\delta \sim 10^{-7}$ et $\beta \sim 10^{-10}$ [102]. Les radiographies usuelles permettent de mettre en évidence la présence de régions avec des absorptions très différentes, mais ont de très mauvais contrastes pour distinguer des tissus différents, dont l'absorption est faible et sensiblement identique. L'imagerie par contraste de phase, qui est basée sur les variations de δ , permet alors d'obtenir de très bons contrastes, pouvant faire la différence entre un tissu sein et une tumeur par exemple.

Le potentiel de l'imagerie par contraste de phase a été reconnu dans les années 1990, mais cette technique requiert soit une grande cohérence spatiale, soit des éléments optiques encombrants avec un champ de vision réduit. Les tubes à rayons X micro-focaux possèdent une cohérence spatiale suffisante, et permettent d'obtenir une image en contraste de phase d'un échantillon biologique, mais ont un flux insuffisant pour réaliser la tomographie complète de l'échantillon dans un temps acceptable (inférieur à quelques dizaines de minutes pour des applications médicales ou biologiques). Les installations synchrotrons peuvent aussi être utilisées pour l'imagerie par contraste de phase, mais l'accès à ces installations reste limité. Les sources X produites à partir des installations laser de haute puissance offrent des avantages. Elles rendent possible l'imagerie par contraste de phase en monocoup, ainsi que la tomographie complète en un temps inférieur à la minute, tout cela avec une installation relativement compacte.

Dans ce chapitre, je présenterai la démonstration expérimentale de l'imagerie par contraste de phase monocoup d'un échantillon biologique, une guêpe, réalisée en utilisant le rayonnement

bétatron (voir chapitre 4). Après avoir exposé le principe de l'imagerie par contraste de phase, je discuterai les résultats expérimentaux obtenus en collaboration avec l'équipe de J. C. Kieffer sur le système laser haute puissance de l'installation Advanced Laser Light Source (ALLS) de l'Institut National de la Recherche Scientifique (INRS) du Canada.

6.1 Principe de l'imagerie par contraste de phase

Le but de l'imagerie par contraste de phase est d'obtenir une mesure (plus ou moins directe) des différences de phase induites lors de la propagation du rayonnement X dans un échantillon. En mesurant le profil d'intensité du rayonnement X juste après avoir traversé l'échantillon, on n'a aucune information sur la phase de l'onde électromagnétique X. Les méthodes permettant d'obtenir une information sur la phase se répartissent dans trois catégories [102] : l'interférométrie X [103, 104], la diffractométrie [105] et la radiographie à contraste de phase en ligne [106]. Pour les deux premières catégories, le rayonnement X utilisé doit être monochromatique et plusieurs optiques X (cristaux de Bragg) sont nécessaires. Pour la radiographie à contraste de phase en ligne, on peut utiliser une source polychromatique et aucune optique X n'est nécessaire. Ce schéma est particulièrement adapté pour les sources de rayonnement X laser-plasma, qui ne sont pas monochromatiques en général. Dans la suite, nous ne considérons que la radiographie à contraste de phase en ligne. Son principe est simple : il suffit de placer le détecteur suffisamment loin derrière l'échantillon pour que la phase introduite par l'échantillon ait une influence, à travers la propagation et la diffraction de l'onde, sur le profil d'intensité mesuré. La figure 6.1 illustre le principe de l'imagerie par contraste de phase en ligne.

En fonction des distances en jeu, on peut être dans le régime de la diffraction de Fresnel,

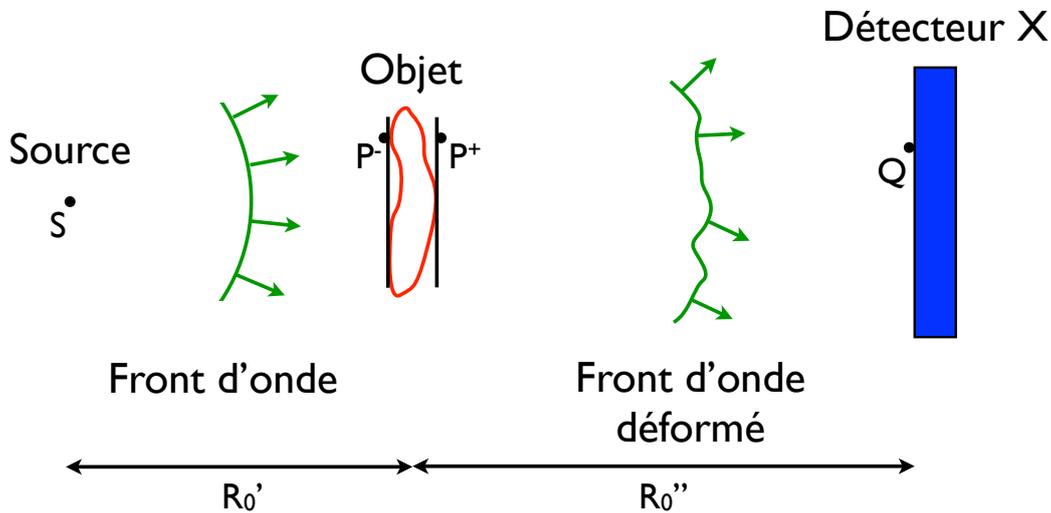


Fig. 6.1: Illustration du principe de l'imagerie par contraste de phase en ligne. La source de rayonnement X illumine un objet avec un front d'onde sphérique (source ponctuelle). Le front d'onde est déformé par l'objet, autrement dit l'onde est diffractée par l'objet. Le profil d'intensité mesuré par le détecteur X (situé dans la zone de Fresnel) contient donc une information sur le décalage de phase induit par l'objet. En pratique, les interfaces de l'objet induisent par diffraction l'apparition de franges, qui surloquent et mettent en évidence ces interfaces sur l'image X mesurée.

$p^4/R_0^3 \ll \lambda$ et $p^2/R_0 \gg \lambda$, ou de Fraunhofer, $p^2/R_0 \ll \lambda$, où p est la taille caractéristique de l'objet diffractant, R_0 représente la distance source-objet R'_0 ou la distance objet-détecteur R''_0 et λ est la longueur d'onde du rayonnement. Dans la zone de Fresnel, on observe une combinaison des effets d'imagerie et d'interférence : le profil d'intensité mesuré donne une image fidèle de l'objet, à laquelle s'ajoute des franges d'interférence situées au niveau des interfaces de l'échantillon (correspondant à un saut de phase). On obtient donc l'image de l'échantillon avec mise en évidence des interfaces par la présence de franges. En zone intermédiaire entre Fresnel et Fraunhofer, $p^2/R_0 \sim \lambda$, l'image est déformée et les interférences évoluent rapidement avec la distance d'observation. En régime de Fraunhofer, on mesure le carré de la transformée de Fourier de la transparence complexe de l'objet et le profil mesuré ne ressemble donc plus du tout à l'objet. L'imagerie par contraste de phase en ligne correspond au régime de Fresnel, on se restreint donc à ce régime dans ce qui suit.

Les considérations précédentes sont valables pour une source ponctuelle et monochromatique. Il est donc important de comprendre les conséquences de l'utilisation d'une source étendue, spatialement incohérente et polychromatique. Le principe de Huygens-Fresnel, généralisé au cas d'une source étendue et polychromotique, s'écrit [107]

$$U(S, Q, \omega) = -\frac{i}{\lambda} \int_{\mathcal{A}} dP^+ U(S, P^+, \omega) \frac{e^{iks}}{s}, \quad (6.1)$$

$$U(S, P^+, \omega) = t(P, \omega)U(S, P^-, \omega), \quad (6.2)$$

$$I(Q) = \int_0^\infty d\omega \int_{\sigma} dS |U(S, Q, \omega)|^2. \quad (6.3)$$

$U(S, Q, \omega)$ est la composante de fréquence ω , provenant du point $S \in \sigma$ du plan source, de l'amplitude complexe de la vibration lumineuse au point Q du plan de détection. P^+ et P^- correspondent respectivement à un point du plan de l'objet diffractant \mathcal{A} , juste après ou juste avant celui-ci, s est la distance entre le point Q et le point P^+ , et $t(P, \omega)$ est la transparence complexe de l'objet diffractant. $I(Q)$ est l'intensité lumineuse au point Q . L'équation (6.3) traduit simplement l'incohérence mutuelle entre différents points sources et différentes longueurs d'onde. Le profil d'intensité $I(Q)$ est obtenu en sommant les figures de diffraction correspondant à chaque élément source dS situé en S et chaque fréquence ω . Concernant l'extension spatiale de la source, différents points sources donnent des images simplement translatées les unes par rapport aux autres : la sommation sur les différents points sources agit comme une convolution de la figure de diffraction par la distribution spatiale de la source dans le plan σ , mise à l'échelle par le grandissement adéquat. Si σ_{source} est la taille de la source, alors la figure de diffraction est lissée sur $\sigma_{\text{résolution}} = (R''_0/R'_0)\sigma_{\text{source}}$. Les détails de la figure de diffraction ayant une taille inférieure à $\sigma_{\text{résolution}}$ disparaissent. D'autre part, la périodicité des franges se formant au niveau des interfaces de l'objet dépend de la longueur d'onde. En sommant les images associées à différentes longueurs d'onde, la visibilité des franges diminue fortement. Pour une source de grande largeur spectrale, une unique oscillation d'intensité reste visible : l'intensité chute juste derrière l'interface, ce que l'on peut assimiler à une frange noire, au bord de laquelle une petite sur-intensité apparaît, correspondant à une frange blanche. Ainsi, l'utilisation d'une source polychromatique n'est pas problématique pour l'imagerie à contraste de phase en ligne [106], car l'objectif est de détecter les différentes interfaces de l'objet, ce qui est rendu possible par la présence d'une frange unique derrière chaque interface.

Si l'onde est spatialement incohérente dans le plan source σ , elle est cependant partiellement cohérente dans le plan de l'objet \mathcal{A} . D'après le théorème de van Cittert - Zernike [107, 108],

la longueur de cohérence spatiale l_c est de l'ordre de $\lambda R'_0/\sigma_{\text{source}}$. Des ondes secondaires provenant de deux points $P_1, P_2 \in \mathcal{A}$ séparés par une distance supérieure à l_c seront mutuellement incohérentes, tandis qu'elles seront cohérentes pour une séparation inférieure à l_c . Pour l'imagerie à contraste de phase en ligne, la longueur de cohérence spatiale l_c doit être bien supérieure à la taille caractéristique des interfaces de l'objet. Cette longueur de cohérence maximale implique que l'on ne peut pas observer les effets de diffraction associés à des structures de l'objet plus grandes que l_c ; ces structures $> l_c$ sont en fait responsables des détails dans la figure de diffraction de taille inférieure à $\lambda R''_0/l_c$ (qui n'est autre que $\sigma_{\text{résolution}}$ introduit plus haut). L'équivalence entre ce dernier point de vue, utilisant la cohérence spatiale partielle dans le plan \mathcal{A} , et la description présentée plus haut utilisant l'incohérence spatiale de la source dans le plan σ , a été montrée en régime de Fresnel par Nugent [109].

6.2 Démonstration en régime monocoup avec le rayonnement bêta-tron

La source de rayonnement bêta-tron, présentée au chapitre 4, a des caractéristiques particulièrement adaptées pour l'imagerie par contraste de phase en ligne. En effet, le nombre de photons par tir est très élevé, de l'ordre de 10^9 , et bien que le spectre soit large, tous les photons contribuent à l'image puisque l'imagerie par contraste de phase en ligne fonctionne avec une source polychromatique. De plus, cette méthode d'imagerie demande des tailles de source extrêmement petites pour avoir une résolution $\sigma_{\text{résolution}}$ dans le plan de détection et une longueur de cohérence l_c dans le plan de l'objet qui soient suffisantes pour que les interfaces puissent être visualisées. Le rayonnement bêta-tron possède une très petite taille de source, de l'ordre du micron, ce qui rend possible l'imagerie par contraste de phase en ligne avec des distances R'_0 et R''_0 de l'ordre du mètre. Enfin, l'ordre de grandeur de la divergence du faisceau X bêta-tron est elle aussi adéquate (quelques dizaines de milliradians); la taille transverse du faisceau X est de quelques centimètres à 1 mètre de la source, ce qui est bien adapté pour imager un échantillon biologique.

La démonstration expérimentale [84] a été réalisée sur le système laser haute puissance de l'installation Advanced Laser Light Source (ALLS) de l'Institut National de la Recherche

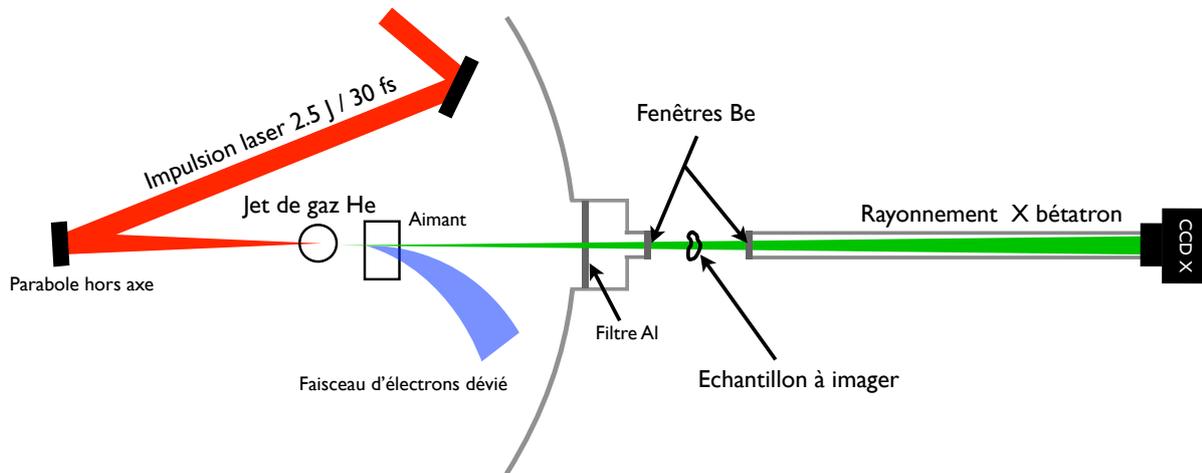


Fig. 6.2: Dispositif expérimental pour l'imagerie par contraste de phase monocoup avec le rayonnement bêta-tron.

Scientifique (INRS) du Canada. Les performances de la source de rayonnement bétatron, après optimisation, ont été présentées à la fin du chapitre 4. L'impulsion laser, ayant une énergie de 2.5 J et une durée de 30 fs (FWHM), est focalisée avec une taille transverse de 18 μm (FWHM) dans le plan focal sur un jet de gaz d'hélium de 10 mm de diamètre avec une densité électronique plateau de $2 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$. L'intensité laser au foyer dans le vide est estimée à $I \simeq 1.3 \times 10^{19} \text{ W.cm}^{-2}$, correspondant à $a_0 \simeq 2.5$. Le rayonnement bétatron ainsi produit contient un total de 10^9 photons, répartis dans un spectre large avec une énergie critique $E_c = \hbar\omega_c = 12.3 \pm 2.5 \text{ keV}$ et dans un faisceau de divergence $25 \pm 2.3 \text{ mrad} \times 31 \pm 5 \text{ mrad}$ (FWHM).

Le dispositif expérimental utilisé pour réaliser l'imagerie par contraste de phase monocoup d'une guêpe est illustré sur la figure 6.2. Des fenêtres de béryllium (Be) de 250 μm d'épaisseur sont utilisées : la première pour faire la jonction vide-air à la sortie de la chambre expérimentale principale, et la deuxième pour repasser sous vide et effectuer la détection du faisceau X. Le béryllium a l'avantage d'être très peu absorbant pour les rayons X et permet d'utiliser une grande épaisseur (ici 250 μm), ce qui est nécessaire pour tenir le différentiel de pression à la jonction vide-air. On peut ainsi placer l'échantillon biologique à imager dans la section à l'air, et ce sans intervenir sur le dispositif expérimental associé à la production du rayonnement X et à sa détection. Les rayons X dont l'énergie est supérieure à 5 keV peuvent se propager dans l'air et à travers les fenêtres de béryllium avec des pertes négligeables.

La figure 6.3 présente l'image d'une guêpe à contraste de phase obtenue en un seul tir laser

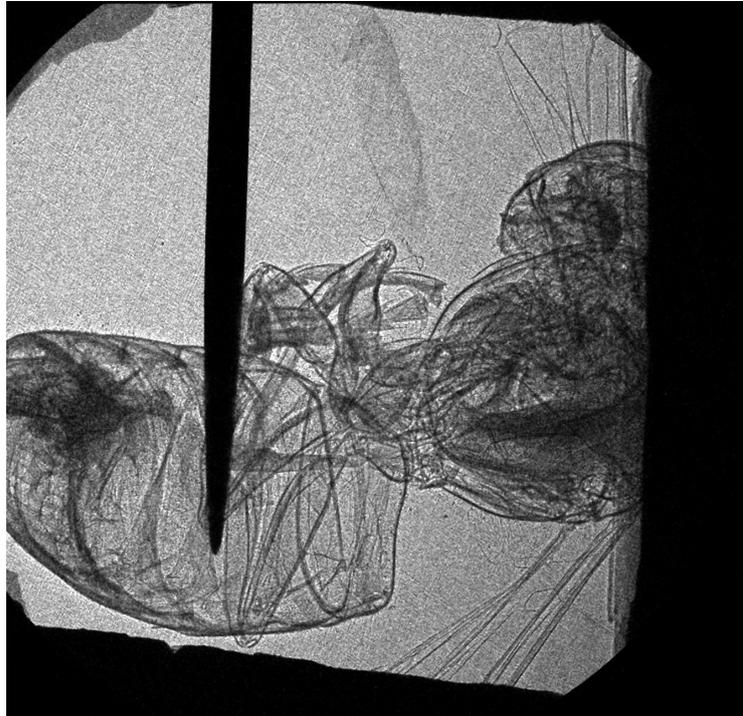


Fig. 6.3: Image d'une guêpe à contraste de phase, obtenue en régime monocoup avec le rayonnement bétatron. Le détecteur utilisé est une caméra CCD X, modèle Princeton Instruments PI-LCX:1300, détectant les photons directement par effet photo-électrique dans le silicium. Le champ de vision de cette image est de 26.8 mm \times 26 mm dans le plan du détecteur.

en utilisant comme détecteur une caméra CCD X, modèle Princeton Instruments PI-LCX:1300, refroidie à l'azote liquide et composée de 1340×1300 pixels de $20 \mu\text{m}$. C'est le même détecteur que celui utilisé pour le comptage de photons (voir chapitre 4). Les distances utilisées sont $R'_0 = 1.15 \text{ m}$ et $R''_0 = 1.96 \text{ m}$. La figure 6.3 montre que l'on obtient en monocoup une image à contraste de phase de très bonne qualité de la guêpe (on observe par exemple très clairement les ailes de la guêpe, qui ne sont pas absorbantes). Les interfaces sont clairement visibles, avec une frange sombre derrière chaque interface, au bord de laquelle une sur-intensité est également visible. On note que l'image est aussi sensible à l'absorption, des zones sombres étant visible dans le corps de la guêpe. On a donc une image à contraste de phase et d'absorption.

La figure 6.4 présente les images à contraste de phase obtenues avec le rayonnement bêta-tron en régime monocoup et en multicoup (intégration sur 13 tirs). Les distances utilisées sont $R'_0 = 94.5 \text{ cm}$ et $R''_0 = 1.57 \text{ m}$. Le détecteur X est différent, il s'agit d'un écran scintillateur $\text{Gd}_2\text{O}_2\text{S:Tb}$ directement couplé à une caméra CCD visible par un pavé de fibres optiques (2084×2084 pixels de $24 \mu\text{m}$). Par rapport au détecteur précédent, il est sensible aux plus hautes énergies de photon : son optimum de détection est situé à 12 keV au lieu de 5 keV pour la caméra CCD X. En conséquence, les images obtenues ont un contraste d'absorption plus faible, car la guêpe devient plus transparente aux hautes énergies de photon. Comme pour la figure 6.3, on obtient une image avec un très bon contraste de phase permettant de détecter les différentes interfaces de la guêpe. L'insert de la figure 6.4 montre le profil d'intensité mesuré au niveau d'une interface, avec un contraste $C = (H - L)/(H + L)$ (H et L étant respectivement les valeurs

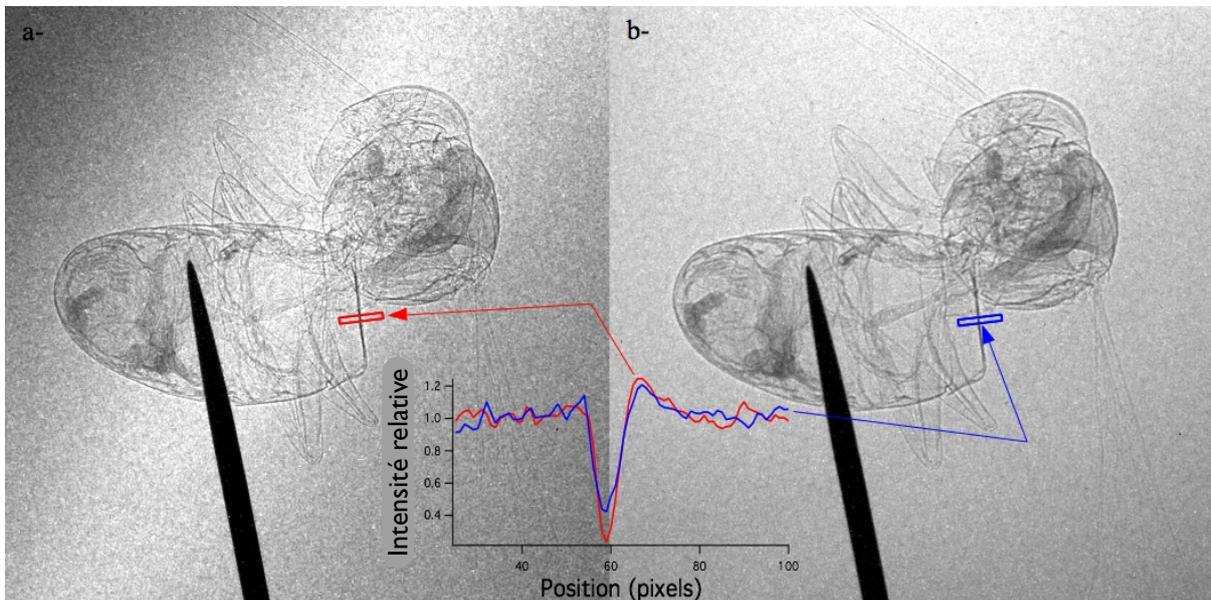


Fig. 6.4: Images d'une guêpe à contraste de phase, obtenues avec le rayonnement bêta-tron en régime monocoup (a) et multicoup (b) (intégration sur 13 tirs). Le détecteur utilisé est un écran scintillateur $\text{Gd}_2\text{O}_2\text{S:Tb}$ directement couplé à une caméra CCD visible par un pavé de fibres optiques. Ce détecteur est sensible aux rayons X de plus haute énergie par rapport à la caméra CCD X utilisé pour la figure 6.3, avec un optimum de détection à 12 keV au lieu de 5 keV . L'insert donne le profil d'intensité dans chaque cas (mono et multicoup), au niveau de l'interface indiquée par l'aire rectangulaire et en intégrant sur la largeur du rectangle. Le champ de vision de chaque image est de $50 \text{ mm} \times 50 \text{ mm}$ dans le plan du détecteur.

maximales et minimales de l'intensité) de 0.68 en monocoup et de 0.48 en multicoup. Cette baisse de contraste est associée à une détérioration de la résolution, qui se traduit également par la disparition en multicoup des détails de très petites dimensions de l'image monocoup. La résolution est limitée par le détecteur en régime monocoup, et elle se dégrade en régime multicoup par un facteur 1.4 à cause de la taille de source effective de ce régime (qui provient de la fluctuation de pointé de l'impulsion laser). La déconvolution de la résolution du détecteur donne une taille de source effective en multicoup d'approximativement $10 - 20 \mu\text{m}$ (FWHM). Ce résultat est en bon accord avec la fluctuation de pointé laser observée, qui était de l'ordre d'une tache focale.

Nous avons ainsi démontré qu'une image à contraste de phase d'un échantillon biologique tel qu'une guêpe peut être obtenue, en régime monocoup, à partir de la source de rayonnement bétatron. Ce résultat met en évidence le potentiel de cette source X laser-plasma pour des applications biomédicales, en rendant possible la tomographie complète de petits objets complexes en moins d'une minute en opérant à une cadence de répétition de 10 Hz. Le caractère pulsé de cette source X laser-plasma, qui est à opposer au caractère continu des tubes à rayons X, devrait permettre également de suivre la dynamique et l'évolution temporelle d'un objet. Enfin, le rayonnement bétatron est parfaitement synchronisé avec le système laser, ce qui rend possible des études de type pompe-sonde avec des résolutions temporelles allant jusqu'à la femtoseconde.

Troisième partie

L'ÉMISSION X : UN OUTIL POUR ÉTUDIER
L'ACCÉLÉRATION LASER-PLASMA

RÉSUMÉ

Au delà des applications du rayonnement X laser-plasma comme source de lumière, on peut également utiliser ce rayonnement pour une application plus fondamentale : comprendre la physique sous-jacente à l'accélération laser-plasma et mesurer certaines propriétés de l'accélérateur. Bien que l'on puisse obtenir des informations sur le faisceau d'électrons en mesurant le rayonnement X produit par diffusion Compton contre-propagative, ou le rayonnement synchrotron produit dans des onduleurs conventionnels, j'utiliserai uniquement le rayonnement bêatron dans cette partie, rayonnement intrinsèque à tout accélérateur laser-plasma (voir chapitre 4). Les termes "rayonnement X" ou "émission X" se référeront toujours au rayonnement bêatron.

Dans le chapitre 7, je montrerai qu'il est possible de réaliser la cartographie longitudinale de la région d'émission du rayonnement bêatron. On peut alors déterminer à quel endroit dans le plasma et sur quelle longueur a lieu l'émission X. Comme l'émission de rayonnement bêatron est étroitement liée à l'accélération d'électrons, ces informations fournissent un nouvel éclairage sur l'accélération laser-plasma. Je commencerai par présenter le principe de la méthode de cartographie longitudinale, et présenterai ensuite les résultats obtenus dans un accélérateur laser-plasma, avec et sans guidage externe de l'impulsion laser.

Ensuite, au chapitre 8, je montrerai que l'on peut produire des faisceaux de rayonnement bêatron avec des propriétés stables et contrôlables, en se basant sur un accélérateur laser-plasma avec injection optique (voir section 2.2), qui permet de produire des faisceaux d'électrons quasi-monoénergétiques accordables en énergie. Ce schéma rend possible la réalisation d'une étude précise des corrélations entre les propriétés du faisceau d'électrons et du rayonnement X, ce qui permet de tester expérimentalement la validité du modèle invoqué pour expliquer l'origine du rayonnement bêatron. De plus, ces résultats ouvrent des perspectives importantes pour la mesure de certains paramètres de l'accélérateur laser-plasma, comme par exemple l'émittance transverse du faisceau d'électrons.

Enfin, le chapitre 9 s'intéresse à une observation expérimentale tout à fait inattendue : la possibilité de produire deux faisceaux d'électrons aux propriétés très différentes dans un accélérateur laser-plasma avec auto-injection (voir section 2.2). En utilisant une cellule de gaz à longueur variable comme cible, on observe l'injection et l'accélération successive de deux paquets d'électrons bien distincts, de faible et grande charges, responsables de la production de faisceaux de rayonnement bêatron ayant des distributions angulaires très différentes. Après avoir présenté les résultats expérimentaux obtenus, je proposerai une interprétation, reposant sur les propriétés du rayonnement X observé, qui permet d'expliquer l'injection et l'accélération successive de ces deux paquets d'électrons. Le premier paquet de faible charge serait issu du mécanisme d'injection de déferlement longitudinal, tandis que le deuxième, de grande charge, correspondrait au faisceau d'électrons que l'on observe habituellement (résultats des chapitres 4 à 7 par exemple), et qui est associé à une injection transverse.

7. CARTOGRAPHIE DE L'ÉMISSION X

Dans ce chapitre, je présenterai une première application du rayonnement X bétatron comme diagnostic de l'interaction laser-plasma relativiste. Je montrerai que l'on peut cartographier longitudinalement la région d'émission du rayonnement X, en mesurant le profil transverse du rayonnement bétatron quand un petit diaphragme est positionné juste après la région d'émission. Après avoir présenté le principe de la méthode de mesure, je discuterai les résultats obtenus avec un accélérateur laser-plasma auto-injecté, avec ou sans guidage externe. Dans le cas sans guidage externe, nous avons étudié l'influence de la densité électronique du plasma sur la position et la longueur de la région d'émission X, et interprété les résultats en utilisant des simulations Particle-In-Cell (PIC) [110]. Ces résultats apportent un nouvel éclairage sur l'interaction, incluant la région où a lieu l'auto-injection d'électrons, la possibilité d'injections multiples, et le rôle des champs de sillage excités par le faisceau d'électrons lui-même. Le cas avec guidage externe, où l'on utilise une décharge plasma, met en évidence l'importance de cette méthode de cartographie. En effet, dans le contexte où l'on souhaite augmenter la longueur d'accélération, elle permet de vérifier expérimentalement comment la longueur totale de la cible est utilisée, c'est-à-dire sur quelle distance a lieu l'auto-focalisation de l'impulsion laser permettant d'atteindre des intensités suffisamment élevées pour déclencher l'auto-injection, et sur quelle distance se fait l'accélération et l'émission de rayonnement X.

7.1 Méthode expérimentale

Avant d'expliquer le principe de la méthode, je présente le dispositif expérimental utilisé, illustré sur la figure 7.1. L'expérience a été réalisée au Laboratoire d'Optique Appliquée, avec le système laser salle jaune. L'énergie et la durée FWHM de l'impulsion laser sont respectivement de 0.9 J et 35 fs sur cible, et la polarisation est linéaire. L'impulsion est focalisée à l'aide d'un miroir sphérique de 1 m de focale à l'intérieur d'un capillaire, le plan focal étant situé à 3.5 ± 1.5

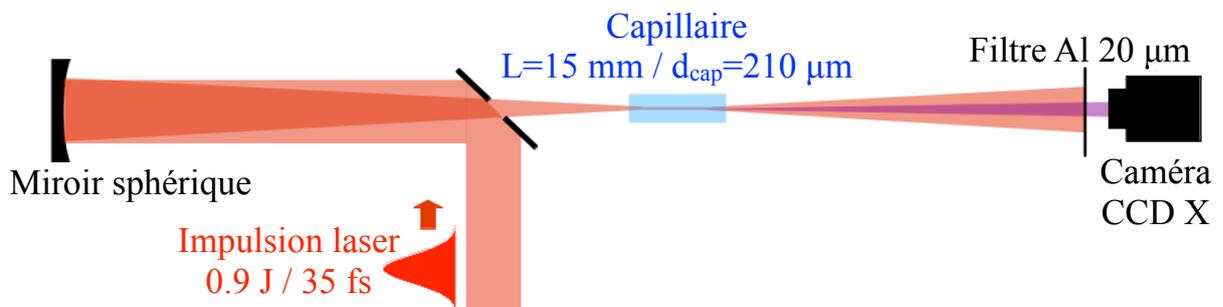


Fig. 7.1: Schéma du dispositif expérimental utilisé pour la cartographie de la région d'émission de rayonnement X.

mm de l'entrée du capillaire. Dans le plan focal, la taille transverse de l'impulsion laser est de $22 \mu\text{m}$ (FWHM). En utilisant la distribution d'intensité mesurée dans ce plan, l'intensité laser pic est estimée à $3.2 \times 10^{18} \text{ W.cm}^{-2}$, correspondant à une amplitude normalisée $a_0 \simeq 1.2$. La cible est un capillaire, composé de deux plaques de saphir. Sur chacune de ces plaques de saphir, une rainure en forme de demi-cylindre a été usinée. Elles sont plaquées l'une contre l'autre et alignées pour former le capillaire. Le capillaire a un diamètre $d_{\text{cap}} = 210 \mu\text{m}$ et une longueur de 15 mm. Il est rempli de gaz de dihydrogène, avec une pression réglable de 50 à 500 mbar. Cette cible agit essentiellement comme une cellule de gaz en écoulement stationnaire (avec une pression imposée en amont, et une fuite par les trous d'entrée et de sortie du capillaire vers le vide de la chambre expérimentale) [111]. Nous avons mesuré soit le profil transverse du rayonnement X en utilisant une caméra CCD X, modèle Princeton Instruments PIXIS-XO:2048B (2048×2048 pixels, $13.5 \times 13.5 \mu\text{m}^2$), située à $D = 73.2 \text{ cm}$ de la sortie du capillaire et protégée par un filtre de $20 \mu\text{m}$ d'aluminium, soit le spectre du faisceau d'électrons en utilisant un spectromètre imageur haute énergie et haute résolution (qui refocalise le faisceau d'électrons avec des quadrupôles sur l'écran scintillateur de détection), en collaboration avec le Laboratoire Leprince Ringuet (LLR) de l'École Polytechnique.

Dans l'expérience, la dimension transverse du faisceau de rayonnement X dans le plan de sortie du capillaire est supérieure au diamètre de ce dernier. Le faisceau de rayonnement X est donc coupé par la sortie du capillaire, qui agit comme un diaphragme. Sur la caméra CCD X, on n'observe donc pas le profil transverse du rayonnement X bêta-tron, mais l'ombre de la sortie du capillaire. Les figures 7.2(a)-7.2(c) présentent un échantillon d'ombres de tailles diverses correspondant à des positions longitudinales d'émission, z_X , différentes. Dans le cadre de l'optique géométrique, si les rayons X étaient émis depuis une source ponctuelle, les bords de l'ombre seraient parfaitement nets. Au contraire, pour une source de dimension finie, les bords présentent un gradient d'intensité de taille finie qui dépend des dimensions transverse et longitudinale de la source. Des expériences précédentes ont montré que la taille transverse de la source bêta-tron est typiquement de $1 - 2 \mu\text{m}$ [71, 72, 73, 79, 84]. Dans notre configuration, les gradients observés sur les bords de l'ombre sont bien plus larges que ceux induits par une taille transverse de cet ordre de grandeur ; ils donnent donc une information sur la dimension longitudinale de la source. La taille transverse fournit néanmoins une limite sur la résolution longitudinale de la méthode. Pour une position d'émission située à 5 mm de l'entrée du capillaire, $z_X = 5 \text{ mm}$, une taille transverse de $1 - 2 \mu\text{m}$ donne le même gradient qu'une dimension longitudinale de $100 - 200 \mu\text{m}$. De plus, précisons que dans notre configuration, le gradient induit par diffraction de Fresnel a une largeur négligeable comparée à celle associée aux dimensions transverse ou longitudinale de la source ; on peut donc l'ignorer et se placer dans le cadre de l'optique géométrique. Dans la suite, on considère que les rayons X sont émis depuis une ligne source et on utilise le système de coordonnées cylindriques (r, θ, z) dont l'axe z est confondu avec l'axe de la ligne source. Si $z_{\text{entrée}} = 0$ correspond à l'entrée du capillaire et z_{sortie} à la sortie, alors la position longitudinale de l'émission X est donnée, pour $r_{\text{cap}}(\theta) \ll r_{\text{ombre}}(\theta)$, par $z_X \simeq z_{\text{sortie}} - r_{\text{cap}}(\theta)D/r_{\text{ombre}}(\theta)$, où $r_{\text{cap}}(\theta)$ [respectivement $r_{\text{ombre}}(\theta)$] est la distance radiale entre l'axe z et le bord du capillaire (respectivement le bord de l'ombre) dans la direction définie par l'angle θ [voir figure 7.2(e)], et D est la distance entre la sortie du capillaire et le plan d'observation. Pour une sortie de capillaire parfaitement circulaire et une ligne source confondue avec l'axe du capillaire, $r_{\text{cap}}(\theta)$ se simplifie en $d_{\text{cap}}/2$, mais une forme plus générale de sortie de capillaire et une position et orientation arbitraire de la ligne source peuvent être représentées par la fonction $r_{\text{cap}}(\theta)$.

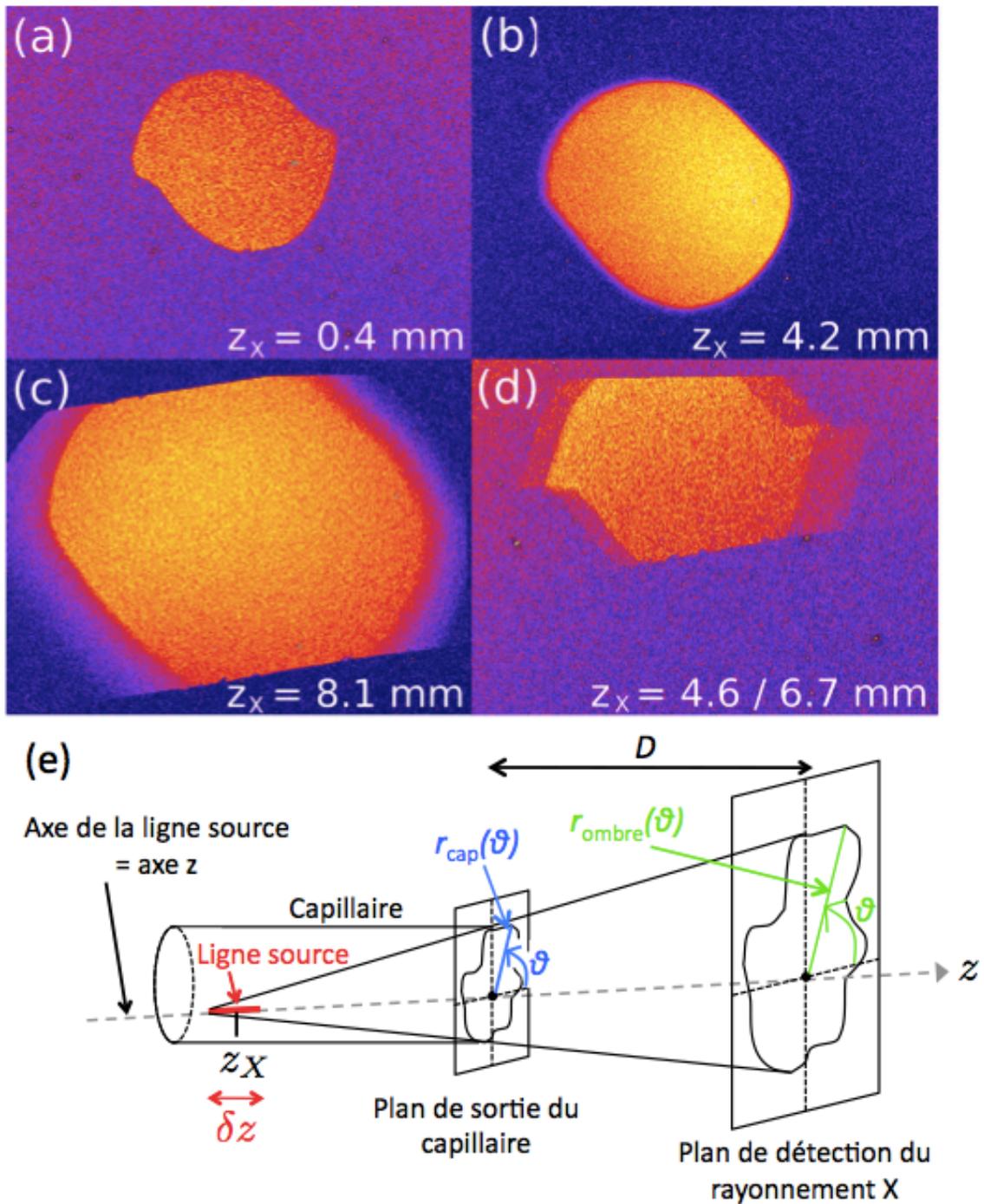


Fig. 7.2: (a)-(d) Mesures monocoups du profil transverse du rayonnement X montrant l'ombre de la sortie du capillaire, dont la taille permet de déduire la position d'émission z_x dans le plasma. La forme asymétrique des ombres est due à un léger désalignement des deux plaques de saphir du capillaire. Chaque image X a un champ de vision de $2.76 \text{ cm} \times 2.14 \text{ cm}$ dans le plan de détection, et la caméra est située à $D = 73.2 \text{ cm}$ de la sortie du capillaire. L'image X (d) montre un exemple où il y a deux positions d'émission bien séparées. Les bords horizontaux sur les images (c) et (d) sont dus à une ouverture rectangulaire située une dizaine de centimètres après le capillaire. (e) Schéma illustrant comment l'axe z et les fonctions $r_{cap}(\theta)$ et $r_{ombre}(\theta)$ sont définis. Notons que chaque image correspond à des conditions expérimentales différentes, et en particulier, l'image (c) a été obtenue en utilisant un plasma préformé par décharge électrique permettant le guidage de l'impulsion laser (voir section 7.2.2) [112].

En considérant que le profil transverse du rayonnement X (sans diaphragme) est constant sur la largeur du gradient au bord de l'ombre (une approximation raisonnable pour nos résultats expérimentaux), le signal dans le plan de détection s'écrit

$$S(r, \theta) = \int_{z(r, \theta)}^{z_{\text{sortie}}} \frac{dI(z')}{dz'} dz', \quad (7.1)$$

où $z(r, \theta) = z_{\text{sortie}} - r_{\text{cap}}(\theta)D/r \in [z_{\text{entrée}}, z_{\text{sortie}}]$. Dans l'équation (7.1), $dI(z')$ est le signal X qui provient de l'émission ayant eu lieu entre z' et $z' + dz'$, et $S(r, \theta)$ est le signal X mesuré à la position (r, θ) sur le détecteur. L'équation (7.1) peut être comprise comme suit. Pour une position $M_0 = (r_0, \theta_0)$ sur le détecteur, les rayons en direction de M_0 provenant de $z' < z(r_0, \theta_0)$ sont bloqués à la sortie du capillaire, et le signal mesuré est donc la somme du signal émis entre $z(r_0, \theta_0)$ et z_{sortie} .

En prenant la dérivée de l'équation (7.1), le profil longitudinal de l'émission $dI(z)/dz$ peut être exprimé en fonction du profil radial du signal dans le plan de détection :

$$\frac{dI(z)}{dz} = - \frac{\partial S[r(z, \theta), \theta]}{\partial r} \frac{r(z, \theta)^2}{r_{\text{cap}}(\theta)D}, \quad (7.2)$$

où $r(z, \theta) = r_{\text{cap}}(\theta)D/(z_{\text{sortie}} - z)$. Si δz et $\delta r(\theta)$ sont, respectivement, la longueur caractéristique de l'émission X et la largeur caractéristique du gradient au bord de l'ombre dans la direction θ , alors, pour $\delta z/(z_{\text{sortie}} - z_X) \ll 1$, $\delta z \approx \delta r(\theta)(z_{\text{sortie}} - z_X)^2/r_{\text{cap}}(\theta)D$.

Ainsi, en plaçant un petit diaphragme (qui est ici la sortie du capillaire) juste après la région d'émission, la mesure du profil transverse du rayonnement X permet de cartographier longitudinalement la région d'émission X. La mesure de la taille de l'ombre $r_{\text{ombre}}(\theta)$ et du gradient $\delta r(\theta)$ fournissent, respectivement, la position longitudinale z_X et la longueur δz de l'émission X. Le profil de l'émission $dI(z)/dz$ est obtenu à partir de $\partial S/\partial r$ en utilisant l'équation (7.2). On observe sur certains tirs un gradient $\delta r(\theta)$ asymétrique [voir figure 7.2(b) par exemple]. Cette asymétrie de $\delta r(\theta)$, ainsi que le déplacement transverse de l'ombre, dépendent de la position et l'orientation de la ligne source. Par exemple, nous avons observé expérimentalement [en utilisant l'évolution de l'asymétrie de $\delta r(\theta)$] une dérive de l'orientation de la ligne source qui était corrélée avec une dérive vers le bas du pointé de l'impulsion laser. L'asymétrie de $\delta r(\theta)$ ne peut pas être expliquée par l'extension transverse de la source. C'est une signature d'un gradient induit par une extension longitudinale. L'observation de gradients asymétriques $\delta r(\theta)$ confirme donc que la largeur du gradient au bord de l'ombre est bien dominée par l'extension longitudinale de la source.

7.2 Résultats et discussion

Cette méthode a été appliquée pour étudier la physique de l'interaction laser-plasma relativiste. D'une part, nous avons étudié l'influence de la densité électronique du plasma sur la position z_X et la longueur δz de l'émission X, dans le cas où le capillaire est utilisé comme une cellule de gaz (pas de guidage externe de l'impulsion laser, et auto-injection des électrons). D'autre part, nous nous sommes intéressés à l'accélération laser-plasma dans le cas où on utilise un plasma préformé par décharge électrique pour guider l'impulsion sur toute la longueur du capillaire (en utilisant toujours le mécanisme d'auto-injection). Dans ce dernier cas, la méthode de cartographie longitudinale permet de comprendre comment est utilisée la longueur du capillaire en fonction des paramètres de la décharge.

7.2.1 Avec un accélérateur laser-plasma non guidé

On utilise tout d'abord cette méthode pour cartographier la région d'émission X dans un capillaire utilisé comme une cellule de gaz. On étudie en particulier l'influence de la densité électronique du plasma sur l'interaction. Le dispositif expérimental (laser, cible et diagnostics) a été décrit dans la section 7.1.

Pour une densité plasma n_0 inférieure à 10^{19} cm^{-3} , aucun rayon X n'est observé sur la caméra CCD X, tandis que pour $10^{19} \text{ cm}^{-3} < n_0 < 2.5 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$, le signal X croît avec la densité n_0 (une pression de 200 mbar correspond à une densité électronique de 10^{19} cm^{-3})¹. En utilisant le spectromètre imageur haute énergie et haute résolution, nous avons observé, dans l'intervalle $10^{19} \text{ cm}^{-3} < n_0 < 2.5 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$, des faisceaux d'électrons avec des spectres larges s'étalant de 100 MeV à 400 MeV, présentant des composantes quasi-monoénergétiques sur certains tirs. La charge totale du faisceau d'électrons, entre 100 et 400 MeV, est typiquement de quelques dizaines de pC. La figure 7.3 montre les résultats expérimentaux : le comportement de z_X et δz en fonction de la densité électronique n_0 (en haut), les profils bruts monocoups de l'intensité au bord de l'ombre $S(r)$ (au milieu) et les profils d'émission X correspondants $dI(z)/dz$ (en bas) pour différentes densités électroniques n_0 . L'endommagement progressif de la face de sortie du capillaire induit par le dépôt d'énergie laser (le diamètre du capillaire augmente au fur et à mesure des tirs, se traduisant en une incertitude sur d_{cap}) conduit à une erreur sur la mesure de $z_{\text{sortie}} - z_X$. Elle a été estimée inférieure à 1% pour la série de tirs utilisée sur la figure 7.3.

Pour interpréter ces résultats, nous avons réalisé des simulations PIC 3D avec le code numérique CALDER-Circ, qui utilise une décomposition de Fourier des champs électromagnétiques dans la direction azimutale [113]. Les deux premiers modes de la décomposition sont retenus, ce qui permet de décrire l'impulsion laser polarisée linéairement et les champs de sillage quasi-cylindriques. L'impulsion laser a une amplitude normalisée $a_0 = 1.1$, sa taille transverse au foyer est de $22 \mu\text{m}$ (FWHM) et sa durée est de 35 fs (FWHM). Le plan focal est situé à l'intérieur du capillaire à 2.2 mm de l'entrée. Comme la longueur d'onde du rayonnement X n'est pas résolue par la grille utilisée dans les simulations, l'émission X est calculée en utilisant les trajectoires des électrons obtenues à partir du code PIC et les champs de Liénard-Wiechert (voir chapitre 3). La figure 7.4(a) montre que les profils d'émission X dI/dz , calculés pour $n_0 = 1.5 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ et $n_0 = 2.5 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$, reproduisent qualitativement les profils expérimentaux.

Expérimentalement, la position du début de l'émission z_X varie de 4.1 mm à 2.7 mm quand n_0 augmente de $1.5 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ à $2.5 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$. Ce comportement peut être expliqué par l'influence de n_0 sur la propagation de l'impulsion laser dans le plasma. À haute densité, l'impulsion laser s'auto-focalise et s'auto-comprime plus rapidement et vers des dimensions transverses plus petites [114], comme le montrent les profils simulés de a_0 présentés sur la figure 7.4(b). En conséquence, l'impulsion atteint un a_0 suffisamment grand pour déclencher l'auto-injection et ensuite l'émission X sur une distance de propagation plus petite. De plus, l'auto-injection d'électrons est facilitée à haute densité, grâce à une amplitude des champs de sillage plus élevée, une vitesse de phase de l'onde de sillage réduite et un seuil d'auto-injection abaissé. Ainsi, comme le montre les figures 7.4(b) et 7.4(c), à faible densité, le piégeage d'électrons est retardé par rapport au début du plateau de a_0 ($a_0 > 4$), ce qui contribue également à une

1. La conversion entre pression en amont et densité électronique est effectuée en utilisant la loi des gaz parfait et en supposant que la pression en amont est égale à la pression dans le capillaire (ce qui est le cas d'après des simulations hydrodynamiques réalisées avec le code FLUENT, modélisant l'écoulement du gaz de dihydrogène dans notre système capillaire).

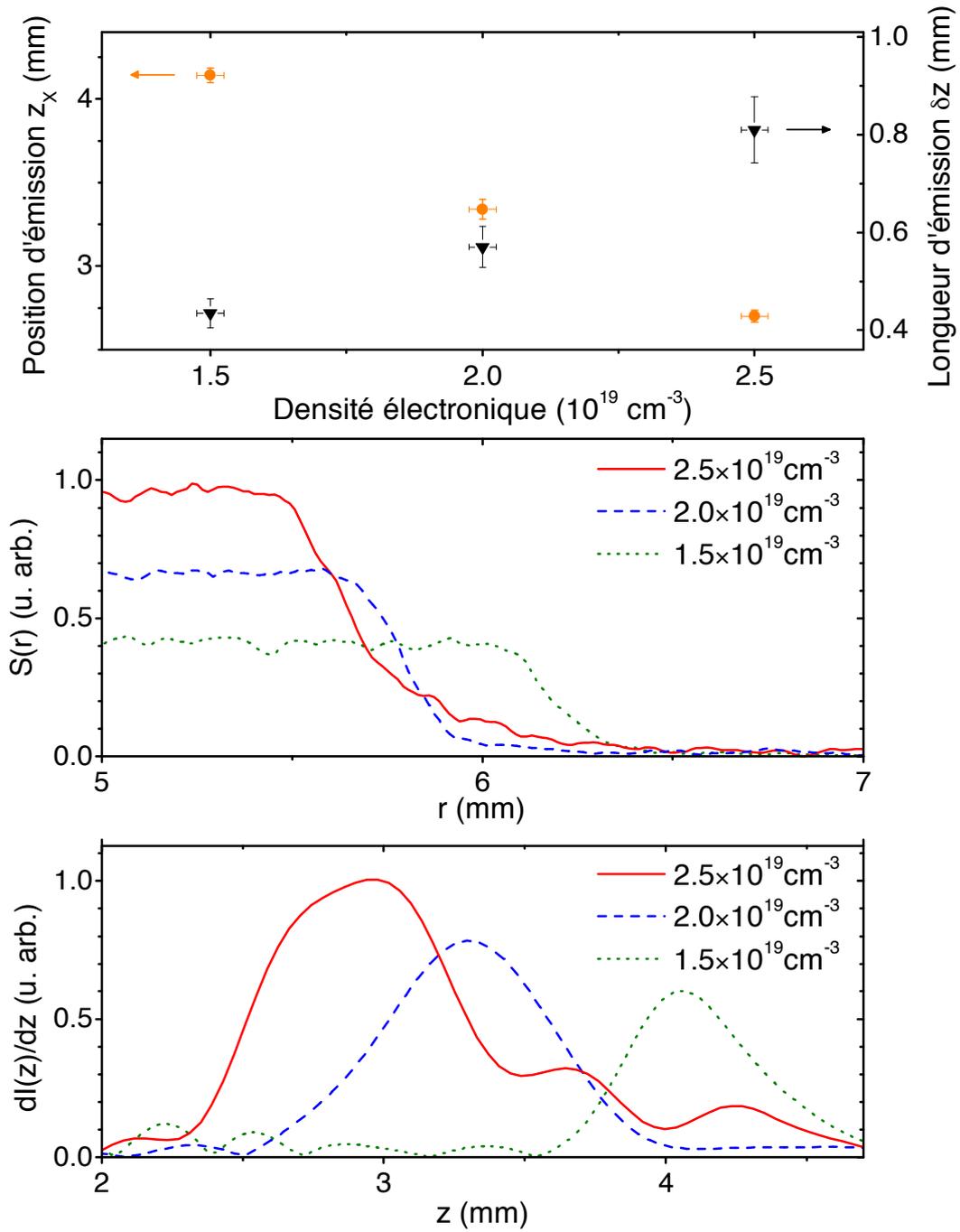


Fig. 7.3: Résultats expérimentaux obtenus pour un accélérateur laser-plasma non guidé. En haut : position du début de la région d'émission z_X (cercle orange), et longueur d'émission δz (définie telle que 70% du signal est émis dans δz) (triangle noir), en fonction de la densité électronique n_0 . Chaque point de mesure correspond à une moyenne sur 5 à 7 tirs, et la barre d'erreur verticale donne l'erreur standard sur la moyenne. Au milieu : exemples de profils bruts de l'intensité au bord de l'ombre $S(r)$. En bas : les profils d'émission X correspondants $dI(z)/dz$, où l'on a éliminé le bruit haute fréquence en utilisant un filtre de Fourier parabolique [$F(k) = 1 - (k/k_c)^2$ pour $k \leq k_c$, $F(k) = 0$ sinon] avec une fréquence de coupure $k_c = 16 \text{ mm}^{-1}$. La longueur caractéristique associée à ce filtrage est $\lambda_c = 390 \text{ }\mu\text{m}$.

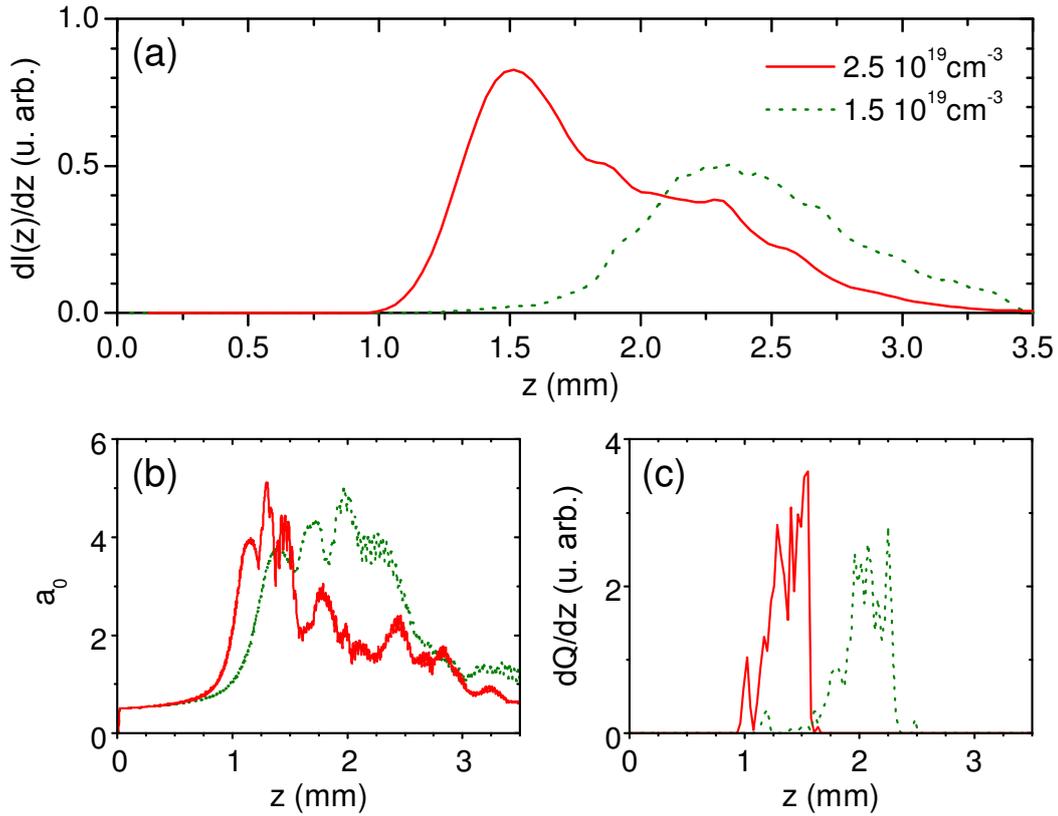


Fig. 7.4: Résultats des simulations PIC. (a) Profils d'émission X pour $n_0 = 1.5 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ et $n_0 = 2.5 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$. (b) Evolution de l'amplitude normalisée de l'impulsion laser a_0 . (c) Charge injectée par unité de longueur en fonction de la position dans le capillaire (un électron est considéré comme injecté dès qu'il atteint 20 MeV).

émission X commençant plus tard.

La figure 7.3 montre que la longueur d'émission δz (dans laquelle 70% du signal est émis) dépend également de la densité électronique n_0 . Elle augmente de $430 \mu\text{m}$ à $810 \mu\text{m}$ quand la densité varie de $1.5 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ à $2.5 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$. Plus spécifiquement, on peut remarquer qu'à haute densité, la longueur d'émission X est bien supérieure à la longueur de déphasage et à la longueur de déplétion de l'impulsion laser (les ordres de grandeur sont respectivement $L_d \sim 200 \mu\text{m}$ et $L_{pd} \sim 500 \mu\text{m}$ pour $n_0 = 2.5 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ en considérant le modèle de Lu [29]).

Pour comprendre pourquoi l'émission X peut continuer au delà de la longueur de déphasage ou après la chute de a_0 , nous avons simulé le sillage excité par l'impulsion laser seule² vers la fin de l'interaction laser-plasma. La figure 7.5 montre le sillage simulé à $z = 2.35 \text{ mm}$ pour le cas haute densité, avec la densité électronique [figure 7.5(a)] et la force transverse $F_{\perp} \simeq -e(E_r - cB_{\theta})$ (appliquée aux électrons accélérés se propageant à $v \simeq c$ vers les z positifs) avec et sans l'influence du paquet d'électrons [figures 7.5(b)-7.5(c)]. La comparaison des figures 7.5(b) et 7.5(c) montre qu'à cette position dans le plasma, l'impulsion laser n'excite pas efficacement le sillage et que ce dernier est en réalité principalement excité par le paquet d'électrons lui-même. Or, l'émission X betatron requiert à la fois la présence d'un paquet d'électrons relativistes et

2. L'impulsion laser est extraite de la simulation et ré-injectée dans un plasma homogène de manière à calculer le sillage induit par l'impulsion laser seule, sans l'influence du paquet d'électrons.

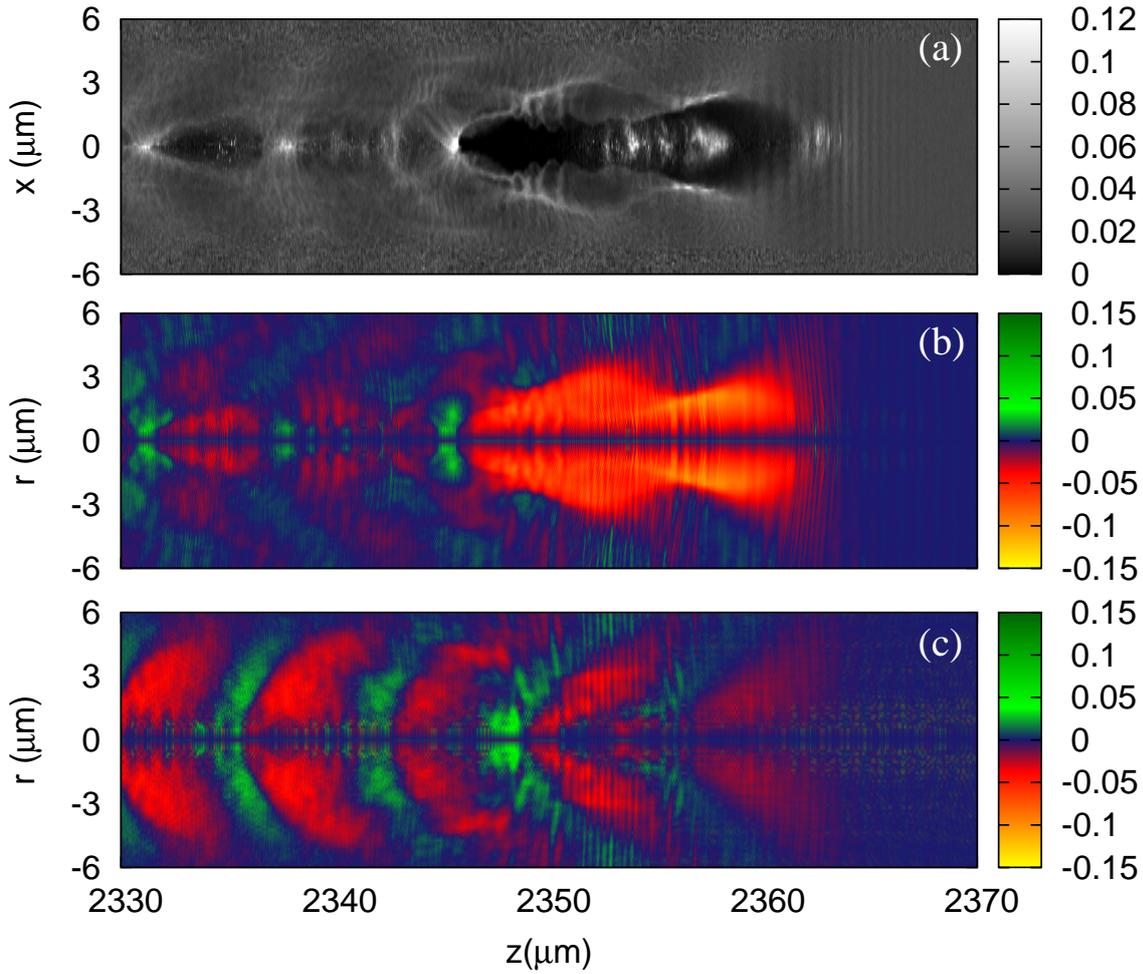


Fig. 7.5: Sillage simulé à la fin de l'interaction laser-plasma pour $n_0 = 2.5 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$. (a) Densité électronique n , normalisée par la densité critique $n_c = m\epsilon_0\omega^2/e^2$, où ω est la fréquence laser. (b) Force transverse $F_\perp \simeq -e(E_r - cB_\theta)$, normalisée par $mc\omega$. (c) Force transverse du sillage excité par l'impulsion laser seule, sans l'influence du paquet d'électrons (l'impulsion laser est extraite de la simulation et ré-injectée dans un plasma homogène de manière à calculer le sillage induit par l'impulsion laser seule).

d'une force transverse focalisante de grande amplitude (que l'on appellera sillage transverse focalisant). Comme, à la fin de l'interaction, le faisceau d'électrons est capable d'exciter lui-même un sillage transverse focalisant, il peut continuer à osciller et à émettre du rayonnement X. Cela correspond à une transition progressive [115] entre un sillage excité par laser et un sillage excité par faisceau de particules [116]. L'émission X n'est donc pas limitée par la longueur de déphasage ou de déplétion du laser. Cela explique pourquoi, dans la simulation, la longueur d'émission à $n_0 = 2.5 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ est comparable à celle du cas $n_0 = 1.5 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$, alors que la longueur du plateau de a_0 est significativement réduite dans le premier cas (figure 7.4).

Le comportement de $\delta z(n_0)$ observé expérimentalement pourrait être expliqué par un paquet d'électrons ayant une densité normalisée, n_p/n_0 , plus élevée à haute densité, favorisant l'excitation du sillage transverse focalisant par le faisceau d'électrons lui-même et une émission X plus longue.

Au cours de l'expérience, nous avons également observé des positions d'émission multiples sur certains tirs, comme le montre par exemple la figure 7.2(d), où les rayons X sont émis à $z_X = 4.6$ et $z_X = 6.7$ mm. Ceci peut être expliqué par les oscillations de l'amplitude laser a_0 au cours de la propagation dans le plasma. Les champs de sillage ont une amplitude suffisamment grande pour piéger des électrons seulement quand a_0 est à son maximum, ce qui mène à des injections multiples et donc à des positions d'émission multiples.

7.2.2 Avec un accélérateur laser-plasma guidé

Nous avons également appliqué cette méthode de cartographie au cas d'un accélérateur laser-plasma avec guidage externe de l'impulsion laser. On utilise le même dispositif expérimental que dans la section 7.1, à la différence que cette fois on applique aux bornes du capillaire une tension de 33 kV avant l'arrivée de l'impulsion laser dans le capillaire (comme illustré sur la figure 7.6). Le gaz de dihydrogène présent dans le capillaire subit alors une décharge plasma, le courant passant sur l'axe du capillaire chauffe le plasma par effet Joule, tandis que ce dernier est refroidi par les parois du capillaire. Ce gradient de température est responsable de l'expansion hydrodynamique du plasma, créant alors un profil radial de densité électronique, qui constitue un guide d'onde à gradient d'indice pour l'impulsion laser. Cependant, le profil radial de la

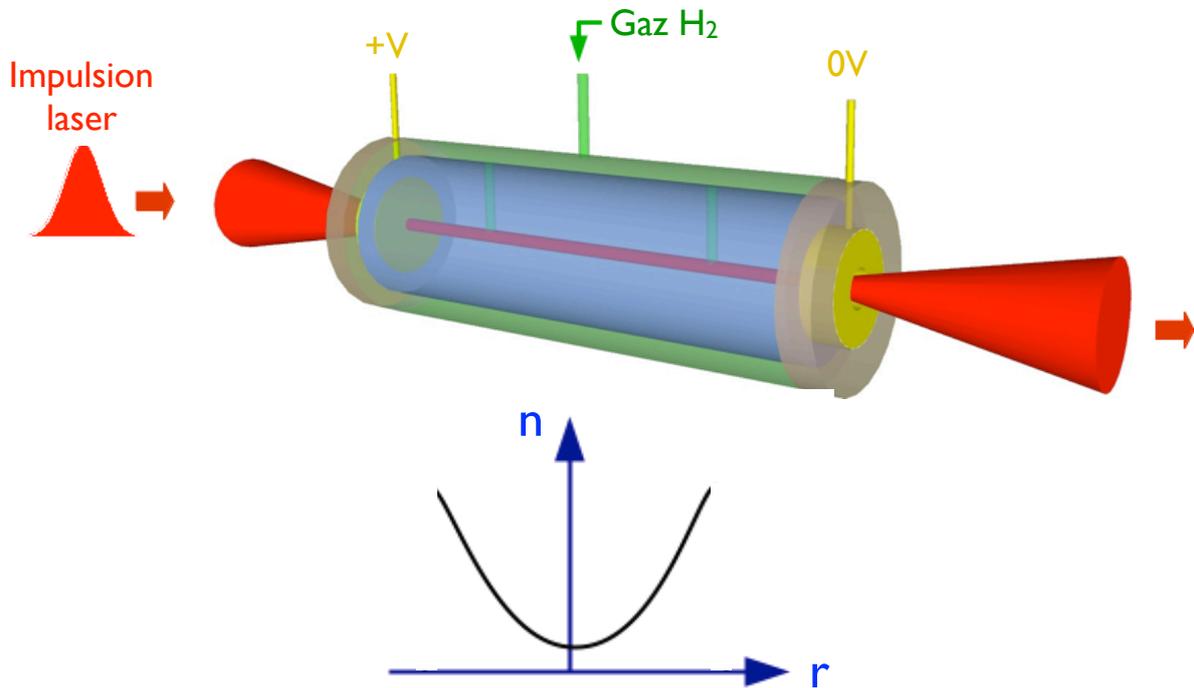


Fig. 7.6: Schéma illustrant le principe du capillaire à décharge plasma. Le capillaire est rempli de gaz de dihydrogène et une tension de 33 kV est appliquée aux bornes du capillaire, déclenchant une décharge plasma. Le chauffage sur l'axe et le refroidissement par les parois du plasma engendrent une expansion hydrodynamique, qui est responsable de la formation d'un profil radial de densité électronique. On a alors un guide d'onde à gradient d'indice pour l'impulsion laser.

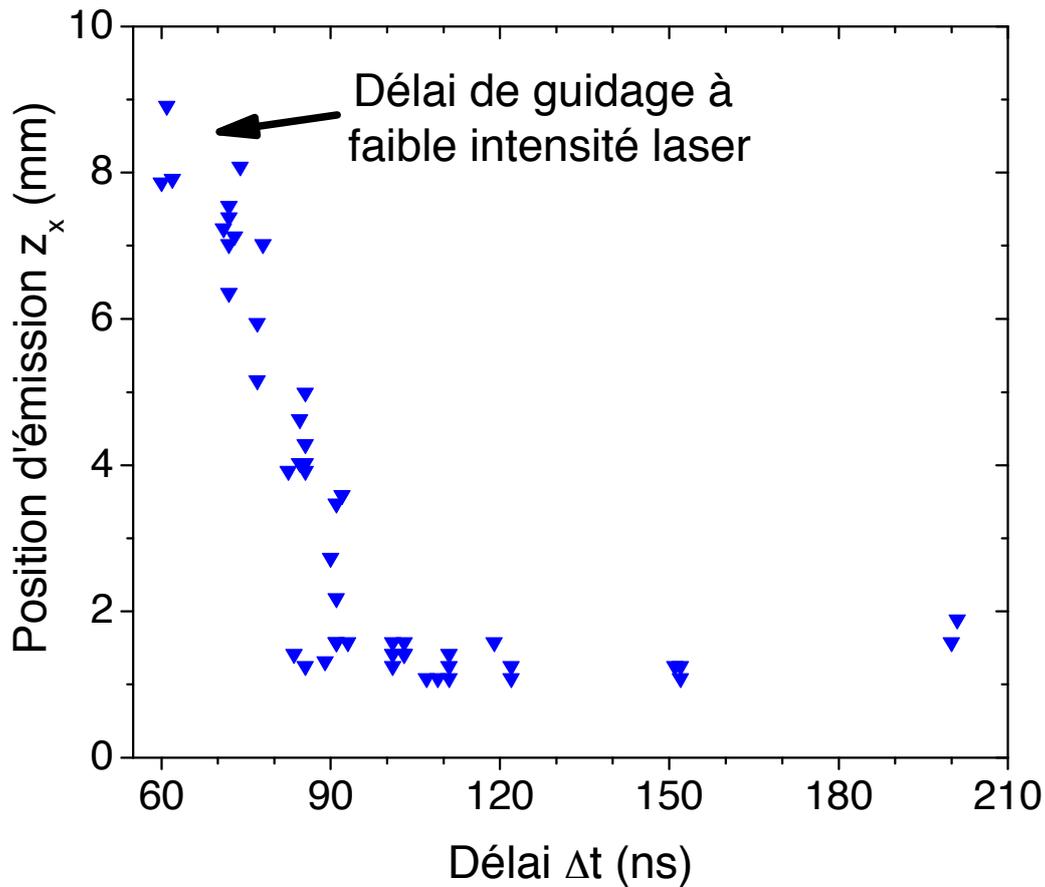


Fig. 7.7: Position du début de l'émission z_x en fonction du délai Δt entre le début du passage du courant dans le capillaire et le passage de l'impulsion laser dans le capillaire. La pression en amont est réglée à 300 mbar. Chaque point de mesure correspond à un tir laser.

densité plasma vu par le laser dépend très fortement du délai Δt entre la décharge plasma³ et le passage de l'impulsion laser. Il faut donc optimiser ce délai de manière à obtenir un guide d'onde optimal, permettant de guider l'impulsion laser sur toute la longueur du capillaire. Cette optimisation du guidage laser est réalisée à faible intensité laser, de manière à s'affranchir de tous les effets non linéaires et de sonder uniquement la qualité du guide d'onde. Pour un délai dans l'intervalle $\Delta t \in [60, 80]$ ns, on observe un guidage de bonne qualité de l'impulsion laser sur toute la longueur du capillaire : la taille transverse FWHM de la tache focale à la sortie du capillaire est égale à la taille à l'entrée à $\pm 10\%$ près, et plus de 90% de l'énergie laser est transmise à travers le capillaire. En dehors de cette intervalle de guidage, on n'observe pas un guidage efficace de l'impulsion laser.

En utilisant toute l'énergie laser disponible, on s'attend à avoir un accélérateur laser-plasma dont la longueur d'accélération est augmentée grâce au guidage externe de l'impulsion laser. Dans ce cas, la propagation de l'impulsion laser dans le plasma fait intervenir à la fois l'effet du guidage par le profil radial de densité électronique et les effets non linéaires associés à la très forte intensité de l'impulsion laser. Les résultats expérimentaux ont montré que l'on pouvait accélérer des électrons et produire du rayonnement X pour un délai à l'intérieur de l'intervalle

3. Plus précisément le début du passage du courant dans le capillaire.

de guidage, mais aussi en déclenchant la décharge plus tôt. Les résultats sur l'accélération d'électrons sont comparables dans ces deux cas (en dehors ou à l'intérieur de l'intervalle de guidage) : spectre large s'étendant typiquement jusqu'à 400 MeV. Ils sont également similaires en terme de spectre au cas sans décharge et sans guidage discuté dans la section 7.2.1, la charge du paquet d'électrons étant toutefois inférieure dans le cas avec décharge.

Les résultats de la méthode de cartographie sont présentés sur la figure 7.7, qui montre l'évolution de la position du début de l'émission X, z_X , en fonction du délai Δt , pour une pression en amont de 300 mbar. La position d'émission X est totalement différente suivant que l'on est en dehors ou à l'intérieur de l'intervalle de guidage. Pour un délai supérieur de quelques dizaines de ns au délai de guidage, les rayons X sont émis au tout début du capillaire, ce qui indique que la distance utilisée pour la propagation laser, l'accélération d'électrons et l'émission X, est relativement petite. Quand le délai se rapproche de l'intervalle de guidage, la position d'émission se déplace progressivement à l'intérieur du capillaire, atteignant $z_X \sim 8 - 9$ mm. Ceci indique que l'impulsion s'est bien propagée et a été guidée jusqu'à la deuxième moitié du capillaire. Pour des pressions en amont plus faibles (150 et 225 mbar) et dans l'intervalle de guidage, l'ombre du capillaire n'est plus observable et on réobserve le profil transverse du rayonnement bêta-tron ; on en conclut que la position d'émission est située entre 9 et 15 mm de l'entrée du capillaire. De plus, avec ces dernières conditions, nous n'avons pas observé de transition progressive entre les configurations guidés ou non guidés : soit la position d'émission est à 1 – 2 mm de l'entrée (décharge déclenchée plus tôt que pour l'intervalle de guidage), soit elle est entre 9 et 15 mm (intervalle de guidage). Ainsi, bien que l'on soit capable d'accélérer pour des délais en dehors et à l'intérieur de l'intervalle de guidage, la méthode de cartographie permet de comprendre que la nature de l'interaction est complètement différente dans les deux cas.

La qualité des images obtenues lors de cette expérience n'est pas suffisante (les images sont trop bruitées) pour pouvoir faire une analyse quantitative sur les profils d'émission X. On peut toutefois conclure que quelque soient les conditions (délai, pression, etc.), la longueur δz (sur laquelle 70% du signal est émis) reste toujours inférieure à 1 mm typiquement. Autrement dit, malgré le fait que la position d'émission soit située dans la deuxième moitié du capillaire au délai de guidage, la longueur utile à l'accélérateur laser-plasma n'est pas augmentée significativement, tout comme les performances de l'accélérateur (en particulier en termes de l'énergie maximale des électrons). Par exemple, au lieu d'avoir 1 mm de propagation requis pour atteindre une intensité suffisante et déclencher l'auto-injection d'électrons et 1 mm utile pour l'accélérateur laser-plasma, on a, dans le cas avec guidage, plus de 7 mm de propagation mais toujours 1 mm utile. Une interprétation possible pour cette observation est la suivante. À forte intensité, une part importante de l'énergie laser est perdue lors du couplage entre l'impulsion laser et le guide d'onde. Dans cette interprétation, c'est la forte intensité laser et les effets non linéaires associés qui sont responsables du mauvais couplage (en effet, le couplage est très bon à basse intensité puisque plus de 90% de l'énergie est transmise). Il faut alors une propagation beaucoup plus longue pour que les effets d'auto-focalisation et d'auto-compression permettent d'atteindre une intensité suffisante pour déclencher l'auto-injection. L'énergie laser disponible et utile pour l'accélération laser-plasma est alors réduite, et ne permet pas d'exciter efficacement le sillage sur une longueur significativement plus grande que dans le cas non guidé. Une autre explication serait que nous n'ayons pas travaillé à suffisamment basse densité électronique, du fait que notre décharge devenait instable en dessous de 150 mbar et ne permettait pas un guidage de bonne qualité. En effet, il faut baisser la densité pour augmenter les longueurs de déphasage et de

déplétion, et, par suite, l'énergie gagnée par les électrons.

En conclusion, nous avons développé un diagnostic innovant qui permet de cartographier longitudinalement la région d'émission des rayons X dans un accélérateur laser-plasma. Cette méthode permet d'obtenir des informations détaillées sur l'interaction. En particulier, nous avons montré, pour un accélérateur laser-plasma non guidé, qu'à haute densité l'émission X commence plus tôt tandis que la longueur d'émission est anormalement élevée. Nous avons pu expliquer ces comportements à l'aide de simulations PIC, révélant d'une part l'importance de l'auto-focalisation et de l'auto-compression et d'autre part le rôle de l'excitation d'un sillage par le faisceau d'électrons lui-même. Un des objectifs majeurs des accélérateurs laser-plasma est d'augmenter leur longueur d'accélération, soit en guidant l'impulsion laser, soit en utilisant des systèmes laser de plus haute puissance. Dans ce contexte, cette méthode, qui peut être généralisée en utilisant un diaphragme découplé de la cible, permet de mieux comprendre comment la longueur totale de la cible est utilisée.

8. CORRÉLATIONS ENTRE FAISCEAUX D'ÉLECTRONS ET DE RAYONS X

L'émission X, provenant des oscillations bétatrons des électrons au cours de leur l'accélération, a des propriétés qui dépendent des paramètres du faisceau d'électrons et des oscillations (voir les chapitres 3 et 4). Les résultats présentés jusqu'ici ont été obtenus en régime d'auto-injection ; or, dans ce cas, les fluctuations tir à tir des paramètres électrons et X sont très importantes et l'interaction peut être relativement complexe. Par exemple, la longueur d'émission X peut être bien supérieure aux longueurs de déphasage et de déplétion (voir section 7.2.1) et les propriétés mesurées du paquet d'électrons (à la fin de l'interaction) ne sont alors pas nécessairement représentatives des propriétés des électrons au moment où ils émettent de manière optimale. Ainsi, il est très difficile d'étudier quantitativement les corrélations entre les faisceaux d'électrons et de rayons X, et on ne peut en général que faire des observations qualitatives (voir section 4.3 par exemple). Ce chapitre est consacré à des résultats expérimentaux obtenus en régime d'injection optique. Je montrerai que, dans ce schéma, on peut produire du rayonnement bétatron stable avec des propriétés ajustables, à travers le contrôle des paramètres de notre accélérateur laser-plasma. L'injection optique, reposant sur la collision de deux impulsions laser, permet en effet de produire des faisceaux d'électrons de très bonne qualité, avec contrôle de l'énergie. On peut alors étudier précisément les corrélations existant entre les propriétés des faisceaux d'électrons et de rayons X, et tester la validité du modèle utilisé pour le rayonnement bétatron [117]. Enfin, les résultats et la validation du modèle ouvrent des perspectives pour la mesure de certains paramètres de l'accélérateur laser-plasma, comme par exemple l'émittance transverse du paquet d'électrons.

8.1 Principe de l'étude

Comme je l'ai discuté à la section 2.2, il existe plusieurs méthodes pour injecter des électrons dans un accélérateur laser-plasma. Comparé à l'auto-injection, l'injection optique permet de découpler l'accélérateur de son injecteur. En effet, comme la structure accélératrice dépend uniquement de la propagation de l'impulsion laser principale et de la densité électronique du plasma, elle peut rester identique quand on change les propriétés de l'injecteur¹. Lorsqu'une seconde impulsion laser, dite d'injection, entre en collision avec l'impulsion laser principale (responsable de l'excitation du sillage plasma), la force pondéromotrice associée au battement d'onde peut pré-accélérer certains électrons, qui sont ensuite injectés dans la structure accélératrice. Cette injection optique est très locale puisqu'elle n'a lieu que durant la collision, c'est à dire pendant une dizaine de femtosecondes. De plus, le processus est très reproductible. On

1. Il faut toutefois nuancer cette affirmation puisque le paquet d'électrons injecté modifie les champs de sillage (phénomène de « beam loading » en anglais). Mais comme les paramètres du paquet d'électrons sont ajustés par l'injecteur, on peut contrôler comment la structure accélératrice est modifiée [39].

obtient alors des faisceaux d'électrons de bonne qualité, avec une faible dispersion en énergie et une bonne stabilité tir à tir. L'injection optique requiert d'utiliser un plasma avec une densité électronique faible, en dessous du seuil d'auto-injection, de manière à s'affranchir des électrons auto-injectés.

Les paramètres du faisceau d'électrons peuvent être contrôlés en modifiant l'intensité du faisceau d'injection et sa polarisation [56, 118], ainsi que la position de la collision [57]. En faisant varier la position de collision, z_{col} , on modifie la longueur d'accélération et par voie de conséquence l'énergie finale des électrons E , après sortie de l'accélérateur laser-plasma. La mesure de $E(z_{\text{col}})$ permet de déterminer le champ accélérateur. On peut alors réaliser une étude précise et quantitative sur les propriétés de l'émission X (niveau de signal, distribution spectrale et angulaire) en fonction de z_{col} , c'est à dire en fonction de l'énergie finale des électrons. Les résultats obtenus peuvent être analysés en détails grâce à la connaissance de $E(z_{\text{col}})$. Comparé à un accélérateur laser-plasma auto-injecté de longueur fixe et avec comme seul paramètre de contrôle la densité du plasma, c'est ici, d'une part, le découplage entre densité électronique et énergie finale des électrons², et d'autre part, la faible dispersion en énergie (les électrons ont une énergie bien définie) et la stabilité tir à tir, qui rend possible cette étude des corrélations entre faisceaux d'électrons et de rayons X. Toutefois, d'autres paramètres peuvent varier quand on modifie la position de collision, comme par exemple l'émittance normalisée du faisceau injecté. Nous ferons néanmoins l'hypothèse que l'évolution des propriétés du rayonnement X avec z_{col} est dominée par l'effet de la variation de E ; la variation des autres paramètres constitue une des limites de cette étude.

8.2 Dispositif expérimental

L'expérience a été réalisée au Laboratoire d'Optique Appliquée avec le système laser de la salle jaune. Deux impulsions laser synchronisées, avec des durées de 35 fs (FWHM), sont utilisées : l'impulsion principale qui excite le sillage plasma contient 0.9 J d'énergie, tandis que l'impulsion d'injection qui déclenche l'injection d'électrons contient 0.1 J. Les deux impulsions ont la même polarisation linéaire. Le dispositif expérimental est présenté sur la figure 8.1. Les deux impulsions, formant un angle de 135 degrés, sont focalisées dans un jet de gaz supersonique d'hélium de 3 mm de diamètre. Pour l'impulsion principale (respectivement l'impulsion d'injection), la taille transverse dans le plan focal est de 18 μm (FWHM) [respectivement 22 μm (FWHM)] et l'amplitude normalisée est estimée à $a_0 \simeq 1.3$ (respectivement $a_0 \simeq 0.4$).

Le spectre d'électrons et le spectre X (ou le profil transverse du faisceau X) sont mesurés simultanément à chaque tir laser. Le spectromètre à électrons est composé d'un aimant permanent (champ magnétique de 1.1 T sur 10 cm), qui dévie les électrons en fonction de leur énergie, et d'un écran scintillateur imagé sur une caméra CCD visible. Le spectromètre à réseau utilisé pour le rayonnement X est composé d'un miroir torique, qui image la source X sur la caméra CCD X (les distances source-torique et torique-CCD sont égales à 50 cm), et d'un réseau en transmission de 5000 traits par mm. L'angle solide de collection du spectromètre, limité par la taille du réseau (1 mm \times 1 mm), est égal à $\Omega = 1.1 \times 10^{-5}$ sr. Par rapport aux autres diagnostics spectraux basés sur des filtres [5, 72, 73] ou des cristaux plans [79], ce spectromètre à réseau

2. En effet, dans un accélérateur laser-plasma auto-injecté, on peut diminuer l'énergie finale des électrons en augmentant la densité. Mais la modification de la densité modifie directement et indirectement (en changeant l'amplitude d'oscillation des électrons) les propriétés du rayonnement X, ce qui ne permet pas d'étudier comment varie les propriétés du rayonnement en fonction de l'énergie des électrons.

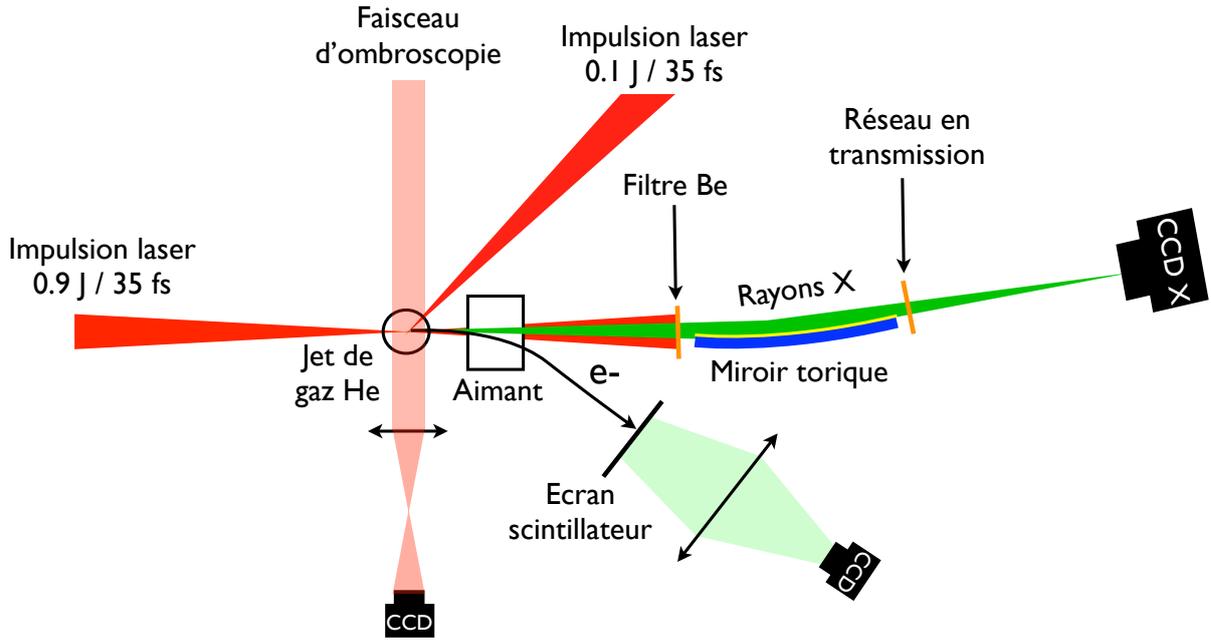


Fig. 8.1: Schéma du dispositif expérimental.

permet de mesurer des spectres en monocoup avec une bonne résolution spectrale et sur une grande largeur de bande, d'environ 1 à 4 keV. Pour la mesure du profil angulaire du rayonnement X (non montré sur la figure 8.1), le spectromètre est remplacé par une caméra CCD X placée sur l'axe à 90 cm du jet de gaz. La lumière laser est bloquée par un filtre de béryllium (Be) de $25 \mu\text{m}$ d'épaisseur. La densité électronique du plasma est $n_0 = 8 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$, ce qui correspond, pour nos paramètres expérimentaux, à un régime d'interaction où aucun électron n'est auto-injecté dans le sillage laser. En conséquence, les électrons et les rayons X ne sont observés que lorsque les deux impulsions laser sont superposées temporellement et spatialement pour des positions de collision $z_{\text{col}} \in [-0.6 \text{ mm}, 0.6 \text{ mm}]$, $z_{\text{col}} = 0$ correspondant à une collision au centre du jet de gaz et l'axe z étant orienté dans le sens de propagation de l'impulsion laser principale. En pratique, la position de collision z_{col} est modifiée en déplaçant le jet de gaz, de manière à conserver la superposition temporelle et spatiale des deux impulsions laser.

8.3 Résultats et discussion

Lors de cette expérience, nous avons pris successivement deux séries de données, correspondant soit à la mesure simultanée du spectre électronique et du spectre du rayonnement X, soit à la mesure simultanée du spectre électronique et du profil angulaire du rayonnement X. Entre les deux séries de mesures, nous avons remis les chambres expérimentales à l'air et changé le spectromètre à réseau pour une caméra CCD X située sur l'axe de propagation laser.

La figure 8.2 montre les résultats concernant le contrôle de la longueur de l'accélération L_{acc} et donc de l'énergie finale des électrons E . L'énergie $E(z_{\text{col}})$ et la charge du paquet d'électrons (contenue dans le pic principal du spectre) $Q(z_{\text{col}})$ y sont représentées, et ce pour chaque série de mesures. Si pour une collision au centre du jet de gaz ($z_{\text{col}} = 0$), l'énergie et la charge sont respectivement de l'ordre de 130 – 140 MeV et de 30 pC, le contrôle de z_{col} permet de choisir

l'énergie finale des électrons, pouvant aller de moins de 100 MeV à plus de 200 MeV. Pour une collision intervenant très tôt dans la propagation du laser principal, la charge peut être réduite à moins de 10 pC [voir figure 8.2(b), $z_{\text{col}} \leq -0.5$ mm], probablement à cause de champs de sillage d'amplitude trop faible (l'auto-focalisation et l'auto-compression du laser n'ayant fait effet que sur une longueur réduite) réduisant ainsi le nombre d'électrons piégés pendant la collision. La divergence du paquet d'électrons est typiquement de l'ordre de 5 mrad (FWHM). Pour pouvoir étudier les corrélations entre électrons et rayons X, il faut que le rayonnement X soit produit par un paquet d'électrons dont l'énergie est bien déterminée; s'il y a un trop grand nombre d'électrons à basse énergie par rapport au pic principal du spectre d'électrons, on ne peut pas extraire la partie du rayonnement X qui est due au pic uniquement. Pour

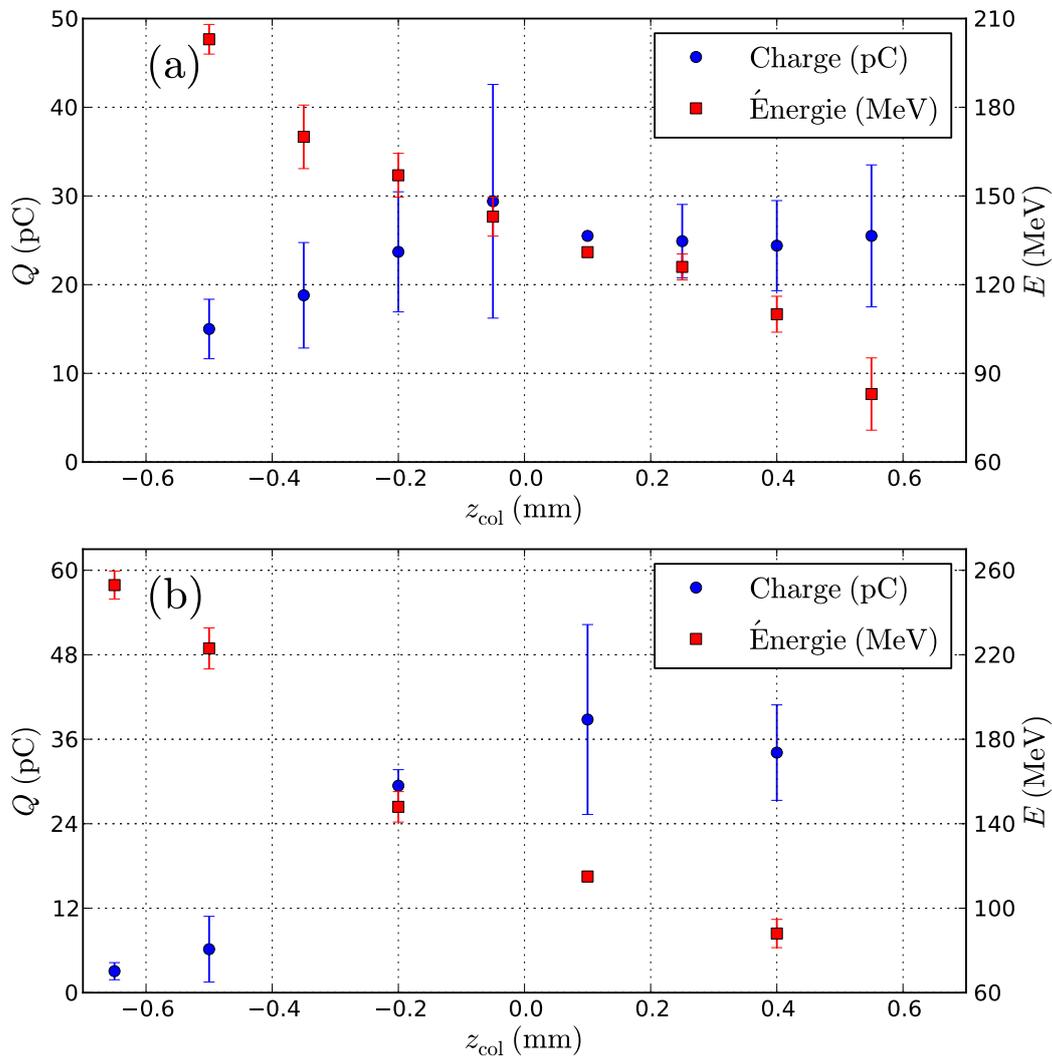


Fig. 8.2: Evolution de l'énergie pic du spectre d'électrons E et de la charge Q (dans le pic principal du spectre) en fonction de la position de collision z_{col} , pour deux séries de données, (a) mesure simultanée du spectre électronique et du spectre du rayonnement X et (b) mesure simultanée du spectre électronique et du profil angulaire du rayonnement X. Chaque point de mesure correspond à une valeur moyenne (sur 1 à 10 tirs) et la barre d'erreur correspond à l'écart type, montrant ainsi les fluctuations tir à tir.

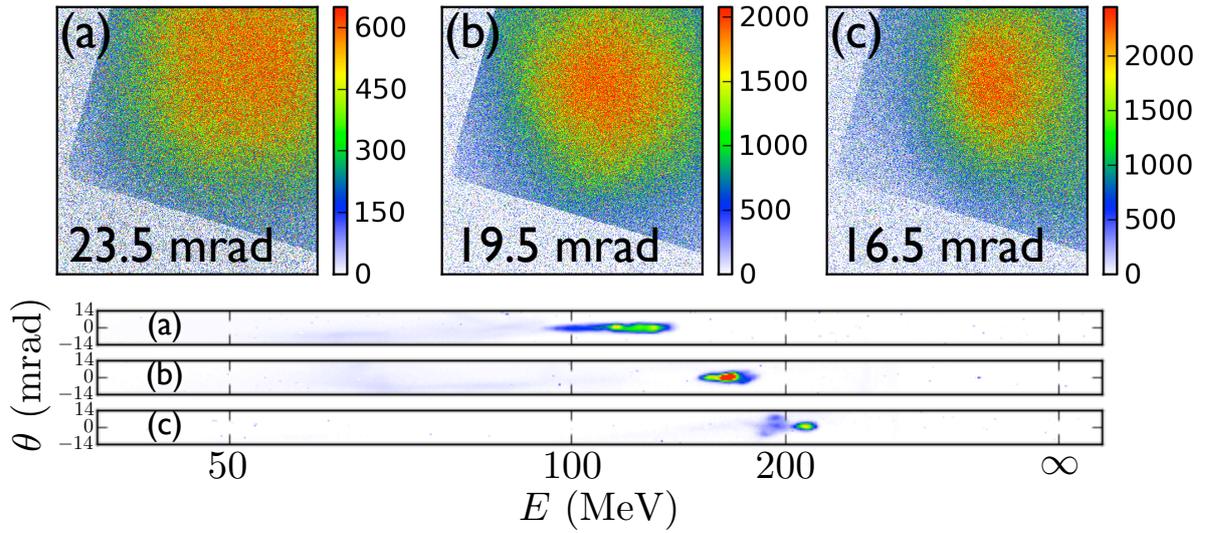


Fig. 8.3: Échantillon de profils angulaires X [en haut (a), (b) et (c)] et de spectres d'électrons bruts [en bas (a), (b) et (c)] mesurés simultanément, pour des positions de collision différentes [$z_{\text{col}} = 0.1, -0.2, -0.5$ mm respectivement pour les profils (a), (b) et (c)]. Le champ de vision sur chaque image X correspond à $29.8 \text{ mrad} \times 28.9 \text{ mrad}$ et l'échelle de couleur donne le nombre de compte enregistré par la caméra CCD X. Les moyennes géométriques des divergences horizontale et verticale (FWHM) des faisceaux de rayonnement X sont indiquées sur les images X. Pour les spectres d'électrons bruts, l'axe horizontal correspond à l'énergie, l'axe vertical à l'angle de sortie et l'échelle de couleur au nombre de compte (donnant une indication sur la charge du paquet).

minimiser l'importance de cette erreur, nous avons sélectionné les tirs pour lesquels, en dehors du pic principal du spectre, dN_e/dE reste toujours inférieur à la moitié de la valeur au pic. Les données présentées dans ce chapitre correspondent uniquement à ces tirs sélectionnés, qui représentent environ 50% de l'ensemble des tirs.

La première propriété du rayonnement X qui est corrélée directement avec l'énergie finale du paquet d'électrons est sa divergence. La figure 8.3 présente trois spectres électroniques bruts et les profils angulaires du rayonnement X correspondants, mesurés simultanément, pour trois positions de collision z_{col} différentes. La divergence mesurée du profil angulaire du rayonnement X dépend clairement de l'énergie finale du paquet d'électrons : elle diminue quand l'énergie des électrons augmente. Pour des paquets d'électrons avec des énergies pics de 113, 161 et 221 MeV, les divergences mesurées (FWHM) des faisceaux de rayonnement X sont respectivement de $\theta = 23.5$, $\theta = 19.5$, et $\theta = 16.5$ mrad.

Comme on l'a vu au chapitre 3 [voir par exemple l'équation (3.22)], l'énergie des photons émis dépend très fortement de l'énergie des électrons. La figure 8.4 montre quatre spectres d'électrons (a), et les spectres X bêtatrons correspondants (b), pour différentes positions de collision z_{col} . Comme les photons sont collectés sur l'axe dans un petit angle solide $\Omega = 1.1 \times 10^{-5}$ sr, le spectre mesuré correspond approximativement au spectre sur l'axe, c'est-à-dire $\simeq d^2W/(d\lambda d\Omega)|_{\theta=0} \Omega$. Pour présenter l'évolution du spectre de rayonnement X en fonction de l'énergie finale du paquet d'électrons, nous utilisons des spectres relatifs, c'est-à-dire divisés par un spectre de référence (nous choisissons ici le spectre X produit par le faisceau d'électrons

de basse énergie, en trait plein bleu sur la figure 8.4). Cela permet de s'affranchir de l'erreur systématique associée à la calibration de la réponse du spectromètre à réseau. De plus, les spectres X sont divisés par la charge du paquet d'électrons. La figure 8.4(c) présente une image brute telle qu'enregistrée par la caméra CCD X du spectromètre à réseau en un seul tir. Elle montre les différents ordres du réseau de diffraction et confirme que le rayonnement bêtatron est émis dans le régime de « wiggler », puisque l'on observe des spectres larges dans la gamme 1 à 4 – 5 keV (la limite basse énergie vient de la coupure du filtre de béryllium et la limite haute énergie de la faible efficacité du réseau en transmission et de la faible réflectivité du miroir torique).

Le spectre X mesuré a une très forte dépendance avec l'énergie du paquet d'électrons. On définit l'observable expérimentale $S_{\lambda_0} = (c_{\lambda_0}/Q)dW/d\lambda|_{\lambda_0}$ comme le signal X mesuré à $\lambda = \lambda_0$ divisé par la charge du paquet d'électrons dans le pic principal (on néglige l'influence des électrons de basse énergie pouvant être présents dans certains spectres d'électrons), où c_{λ_0} est un facteur de calibration et $dW/d\lambda$ est le spectre X absolu (en J/nm). Premièrement, à une longueur d'onde donnée λ_0 , le signal X par unité de charge S_{λ_0} augmente très rapidement avec l'énergie finale du paquet d'électrons. Deuxièmement, le signal augmente bien plus à courte longueur d'onde qu'à grande longueur d'onde. Ceci correspond à un changement de la forme du spectre, qui se décale vers les courtes longueurs d'onde (hautes énergies de photon) quand

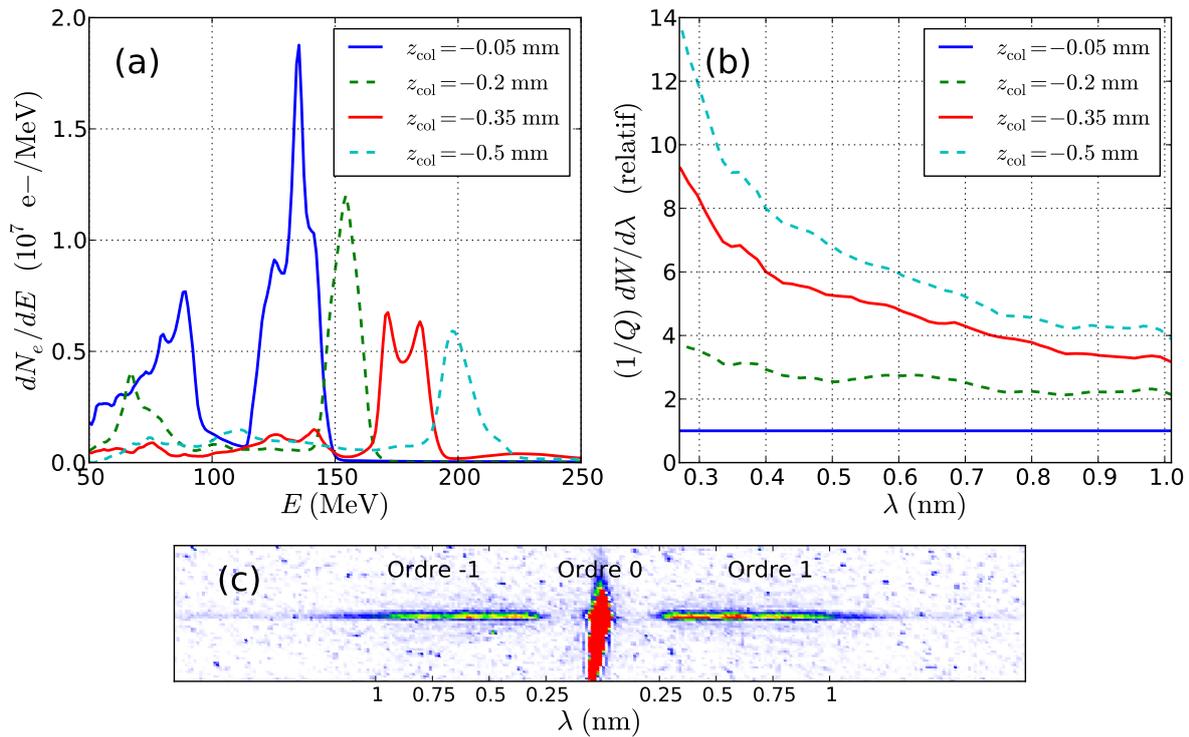


Fig. 8.4: Échantillon de spectres d'électrons (a) et de spectres X (b) mesurés simultanément, pour différentes positions de collision z_{col} . Les spectres X sont donnés par unité de charge du paquet d'électrons (par pC) et sont normalisés par le premier spectre X obtenu à $z_{col} = -0.5$ mm (trait plein bleu). L'erreur sur les spectres relatifs est de 5% à 0.4 nm. (c) Une image brute mesurée par la caméra CCD X montrant les différents ordres de diffraction du réseau, à partir desquels les spectres X sont obtenus (les deux ordres, -1 et 1, sont utilisés dans l'analyse).

l'énergie des électrons augmente.

Pour une étude plus quantitative de l'évolution des propriétés spectrales du rayonnement X avec l'énergie des électrons, le signal $S_{0.4\text{ nm}}$ et le rapport $R = S_{0.4\text{ nm}}/S_{0.9\text{ nm}}$ sont représentés sur la figure 8.5 en fonction de l'énergie finale des électrons, pour la série complète de tirs avec des positions de collision différentes. Le signal $S_{0.4\text{ nm}}$ donne une information sur l'évolution de l'énergie rayonnée par unité d'angle solide à une longueur d'onde fixée, alors que le rapport R est représentatif du décalage du spectre vers les hautes ou basses énergies de photon. Le résultat montre que ces quantités sont fortement corrélées avec les paramètres du faisceau d'électrons. Le signal $S_{0.4\text{ nm}}$ est inférieur au seuil de détection pour des électrons d'énergie inférieure à 80 MeV, et ce signal augmente rapidement avec l'énergie des électrons. De plus, l'augmentation de R avec l'énergie des électrons montre que le spectre X se décale vers les hautes énergies de photon quand l'énergie des électrons augmente. L'augmentation très rapide de $S_{0.4\text{ nm}}$ avec E , comme observée sur la figure 8.5, justifie *a posteriori* l'hypothèse de départ où l'on a négligé l'influence des électrons de basse énergie (en dehors du pic principal) pouvant être présent sur certains spectres d'électrons (voir par exemple le spectre à $z_{\text{col}} = -0.05\text{ mm}$ sur la figure 8.4); en effet ces électrons de basse énergie ont une contribution au signal X inférieure aux barres d'erreur.

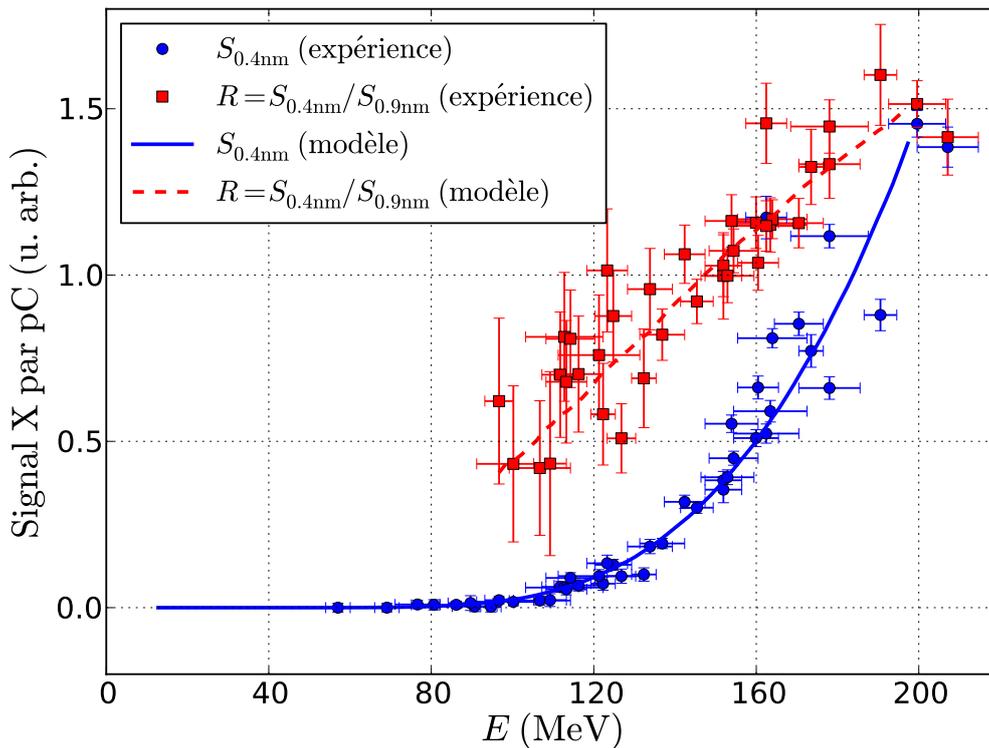


Fig. 8.5: Évolution du signal X à 0.4 nm par unité de charge, $S_{0.4\text{ nm}} = (c_{0.4\text{ nm}}/Q)dW/d\lambda|_{0.4\text{ nm}}$ (cercle bleu), et le rapport $R = S_{0.4\text{ nm}}/S_{0.9\text{ nm}}$ entre le signal à 0.4 nm et celui à 0.9 nm (carré rouge), en fonction de l'énergie finale du paquet d'électrons. Les extrémités des barres d'erreur horizontales sont situées aux positions de mi-hauteur du spectre d'électrons, et les barres d'erreur verticales donne l'erreur estimée sur la mesure du signal X. Les résultats du modèle sont tracés en trait plein bleu et trait pointillé rouge, respectivement pour $S_{0.4\text{ nm}}$ et R .

Les comportements de $S_{0.4\text{ nm}}$ et de R peuvent être expliqués comme suit. La valeur mesurée de S_{λ_0} peut s'écrire en fonction du facteur de Lorentz final du paquet d'électrons γ_f comme

$$S_{\lambda_0}(\gamma_f) = \frac{c_{\lambda_0}}{Q} \int_1^{\gamma_f} \frac{2\pi c dP}{\lambda_0^2 \dot{\gamma} d\omega|_{\omega_0}}(\gamma) d\gamma, \quad (8.1)$$

où $\dot{\gamma} = d\gamma/dt$ et $dP/d\omega|_{\omega_0}(\gamma)$ est l'énergie rayonnée par unité de temps dans la largeur spectrale $d\omega$ centrée sur $\omega_0 = 2\pi c/\lambda_0$ et dans l'angle solide Ω , par un paquet d'électrons de charge Q au cours de son accélération. Puisque $dP/d\omega$ contient les contributions de tous les électrons du paquet (qui ont des amplitudes bétatrons et des paramètres de force K différents), il ne prend pas exactement la forme d'une fonction synchrotron. Par souci de simplicité, nous ferons l'hypothèse d'une forme de type synchrotron [voir équation (3.17)] dans l'explication suivante. Quand γ augmente, S_{λ_0} , avec λ_0 inférieur au nanomètre, augmente pour trois raisons. Premièrement, l'augmentation de l'énergie finale des électrons provient de l'augmentation de la longueur d'accélération; ainsi γ_f apparaît comme la borne supérieure de l'intégrale dans l'équation (8.1), et le signal X ne peut donc qu'augmenter avec γ_f , augmentation qui sera linéaire pour un intégrant constant. Deuxièmement, un faisceau d'électrons de plus haute énergie rayonne un spectre synchrotron $dP/d\omega$ avec une fréquence critique ω_c plus élevée, à cause du décalage Doppler de $2\gamma^2$. Au début (faible γ), la fréquence $\omega_0 = 2\pi c/\lambda_0$ se situe très loin dans la queue du spectre synchrotron, qui a une décroissance exponentielle $\sim \exp(-\omega/\omega_c)$ pour $\omega \gg \omega_c$. Ainsi, quand γ et ω_c augmentent, l'intégrant augmente approximativement comme $\exp(-\omega/\omega_c)$ et dévie de ce comportement quand ω_0 s'approche de ω_c et du pic du spectre synchrotron. Le comportement expérimental de R est la conséquence de l'évolution du décalage Doppler et de l'augmentation de ω_c . Troisièmement, la divergence du rayonnement X diminue avec γ et l'énergie rayonnée est confinée dans un angle solide plus petit, ce qui augmente le signal vu dans le petit angle solide Ω .

Ces effets peuvent être décrits quantitativement en utilisant un modèle simple où l'on considère le rayonnement émis par un paquet d'électrons en accélération soumis à une force transverse focalisante. Le mouvement d'un électron test dans la cavité ionique du sillage laser a été présenté au chapitre 2. Les électrons sont soumis à une force longitudinale \mathbf{F}_{\parallel} responsable de leur accélération, et à une force transverse $\mathbf{F}_{\perp} = -m\omega_p^2 r/2\mathbf{e}_r$ linéaire et focalisante responsable de leurs oscillations bétatrons autour de l'axe de propagation à la fréquence $\omega_{\beta} \simeq \omega_p/\sqrt{2\gamma}$. L'Hamiltonien décrivant la dynamique transverse s'écrit alors [voir équation (2.10)]

$$\mathcal{H}_{\zeta} = \frac{p_{\zeta}^2}{2\gamma m} + \frac{1}{4}m\omega_p^2\zeta^2, \quad (8.2)$$

avec $\zeta = x, y$.

Dans notre modèle, nous considérons un paquet d'électrons initialement décrit par une distribution transverse de Maxwell-Boltzmann $f(x, y, p_x, p_y) = f_0 \exp(-\sum_{\zeta=x,y} \mathcal{H}_{\zeta}/k_B T_{\perp})$. Dans l'expression pour f , T_{\perp} est la température transverse du faisceau d'électrons, qui évolue comme $T_{\perp} \propto \gamma^{-1/2}$ pour une accélération adiabatique. Numériquement, nous avons utilisé une approche de type Monte Carlo où l'on représente le paquet d'électrons par un ensemble de 10^3 électrons. Les coordonnées transverses initiales (x, y, p_x, p_y) de chaque électron sont obtenues à partir d'un générateur de nombres aléatoires dont la distribution de probabilité est f . Tous les électrons ont initialement $\gamma = 25$. La force longitudinale est estimée à partir de la mesure de $E(z_{\text{col}})$ [voir figure 8.2(a)], et est approximativement constante et égale à $F_{\parallel} = 100 \text{ GeV}\cdot\text{m}^{-1}$.

En utilisant les expressions précédentes pour la force longitudinale et la force transverse, on résout numériquement les trajectoires des électrons de ce paquet pour calculer ensuite le rayonnement X à partir de l'équation (3.10). Le rayonnement X est calculé pour différentes longueurs d'accélération, c'est-à-dire pour différentes valeurs de l'énergie finale du paquet d'électrons E . On peut alors obtenir le comportement de $S_{0.4\text{ nm}}$ et R en fonction de E . Les paramètres libres de ce modèle sont la température transverse du faisceau d'électrons T_{\perp} à une énergie E donnée [ou de manière équivalente la taille transverse RMS $\sigma = \sqrt{2k_B T_{\perp}/(m\omega_p^2)}$ à une énergie E donnée], ainsi que $c_{0.4\text{ nm}}$ et $c_{0.4\text{ nm}}/c_{0.9\text{ nm}}$. Ce modèle reproduit simultanément les comportements expérimentaux de $S_{0.4\text{ nm}}$ et de R pour une taille transverse $\sigma = 0.23 \pm 0.08 \mu\text{m}$ à $E = 200 \text{ MeV}$, comme le montre la figure 8.5.

Dans ce qui précède, nous avons étudié le comportement d'observables expérimentales (S et R), de manière à s'affranchir des incertitudes liées à la caractérisation du spectromètre à réseau. En effet, nos données de calibration reposent sur des valeurs théoriques pour l'efficacité du réseau en transmission à l'ordre 1. En les utilisant, nous obtenons un spectre absolu $dW/d\omega$ large et décroissant qui ressemble à une fonction synchrotron, mais avec des oscillations provenant de la courbe de réponse du spectromètre qui ne sont pas correctement supprimées. Le spectre absolu $dW/d\omega$ correspondant au faisceau d'électrons présenté sur la figure 8.4, avec $z_{\text{col}} = -0.5 \text{ mm}$ et une énergie finale $E \simeq 200 \text{ MeV}$, le spectre obtenu à partir du modèle et un ajustement

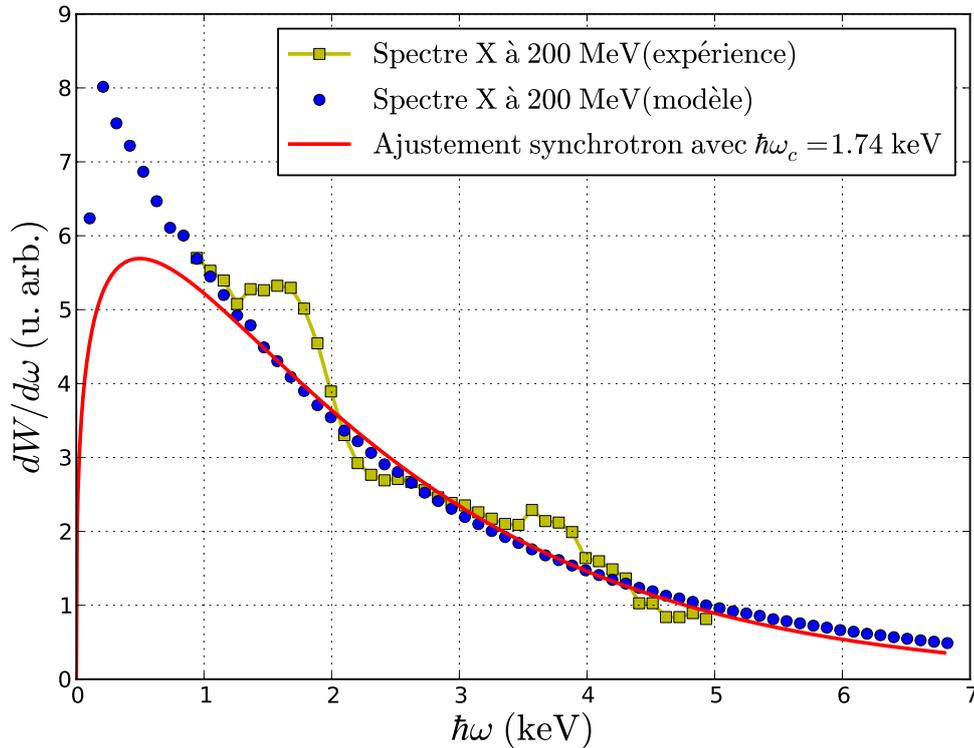


Fig. 8.6: Spectre absolu $dW/d\omega$ du rayonnement X pour une énergie finale du paquet d'électrons $E = 200 \text{ MeV}$, mesuré expérimentalement (carré jaune) et obtenu à partir du modèle (avec $\sigma = 0.23 \mu\text{m}$) (cercle bleu), ainsi qu'un ajustement synchrotron sur le spectre du modèle dans l'intervalle d'énergie de 1 à 6.8 keV (trait plein rouge). Les modulations observées sur le spectre expérimental sont des artefacts liés à la calibration du spectromètre à réseau.

synchrotron (effectué sur le spectre du modèle dans l'intervalle 1 à 6.8 keV) sont représentés sur la figure 8.6. Malgré les artefacts liés à la calibration du spectromètre, on observe globalement un bon accord entre le spectre absolu mesuré et celui du modèle. L'ajustement synchrotron donne une énergie critique $\hbar\omega_c = 1.74$ keV. Cette petite valeur d'énergie critique (comparée aux résultats du chapitre 4, où l'énergie critique va de 5 à plus de 10 keV) s'explique par la petite taille transverse σ du faisceau d'électrons que l'on produit en injection optique et par la faible densité électronique utilisée.

Les résultats précédents montrent, d'une part, la très forte corrélation entre électrons et rayons X, et d'autre part, que le rayonnement X mesuré a des propriétés correspondant au rayonnement synchrotron émis par des électrons en accélération et oscillant transversalement dans une force transverse focalisante. Ils confirment donc l'origine du rayonnement observé et valident le modèle de cavité ionique utilisé pour le décrire. Cette validation justifie l'utilisation du rayonnement bêtatron et du modèle pour mesurer des paramètres de l'accélérateur laser-plasma, comme par exemple l'émittance transverse du paquet d'électrons. Pour une telle mesure, il faut cependant identifier comment le résultat obtenu dépend du choix du modèle (type de distribution utilisé, expression de la force transverse utilisée, etc.), et utiliser des données expérimentales supplémentaires (divergence et taille de source du rayonnement X) pour contraindre le modèle.

9. AUTO-INJECTION LONGITUDINALE ET TRANSVERSE

Dans ce chapitre, nous étudions l'accélération laser-plasma à l'aide d'une cellule de gaz à longueur variable. Le contrôle fin de la longueur de la cible et la reproductibilité des résultats permettent d'observer l'accélération et le déphasage d'électrons auto-injectés, ainsi que l'évolution du rayonnement X produit. Cette étude a permis une observation inattendue. Au cours de la propagation de l'impulsion laser dans le plasma, deux paquets d'électrons sont successivement injectés et accélérés, avec des champs accélérateurs et des longueurs de déphasage différents. Les faisceaux de rayonnement X qu'ils produisent ont également des caractéristiques très différentes. En nous basant sur les propriétés mesurées, nous proposons une interprétation pour cette observation ; les deux paquets d'électrons correspondraient respectivement à une auto-injection longitudinale et à une auto-injection transverse.

9.1 Étude de l'accélération laser-plasma avec une cellule de gaz de longueur variable

L'étude de l'accélération laser-plasma à l'aide d'une cellule à longueur variable a été réalisée au Laboratoire d'Optique Appliquée, avec le système laser de la salle jaune. Le dispositif expérimental est illustré sur la figure 9.1. L'impulsion laser a une énergie sur cible de 1 J, une durée (FWHM) de 35 fs et une polarisation linéaire. Elle est focalisée à l'entrée d'une cellule de gaz avec une parabole hors axe de 70 cm de focale, et la taille de la tache focale est de 20 μm (FWHM). À partir de la distribution d'intensité laser mesurée dans le plan focal, l'intensité pic est estimée à $I \simeq 4 \times 10^{18} \text{ W.cm}^{-2}$, correspondant à une amplitude normalisée $a_0 \simeq 1.4$.

La cible utilisée est une cellule remplie de gaz d'hélium dont la face de sortie peut être translatée continuellement (voir figure 9.1). On peut donc contrôler finement la longueur de la cellule L dans la direction de propagation du laser. La face d'entrée reste immobile lorsque l'on fait varier la longueur de la cellule, ce qui permet de garder les mêmes conditions d'entrée de l'impulsion laser dans la cellule (en particulier la position du plan focal du laser par rapport à l'entrée de la cellule). Les faces d'entrée et de sortie ont un trou de 500 μm de diamètre pour permettre le passage de l'impulsion laser et la sortie des électrons et des rayons X. Les fenêtres sur les faces de côtés permettent de visualiser la diffusion Thomson pendant l'interaction. Une caractérisation de la densité atomique, réalisée par interférométrie, a montré que le profil de densité est plat à l'intérieur de la cellule et a fourni la relation entre la pression en amont et la densité.

Le spectre d'électrons et le profil angulaire du faisceau de rayonnement X sont mesurés simultanément sur chaque tir laser. Le spectromètre à électrons est composé d'un aimant permanent (champ magnétique de 1.1 T sur 10 cm), qui dévie les électrons en fonction de leur énergie, et d'un écran scintillateur imagé sur une caméra CCD visible. Le profil angulaire du rayonnement X est mesuré par une caméra CCD X (modèle Princeton Instruments PIXIS-XO:2048B, avec 2048×2048 pixels de $13.5 \times 13.5 \mu\text{m}^2$), placée sur l'axe à 60 cm de la cellule

reste inférieure à celle d'un faisceau d'électrons obtenu par injection optique et ne permet pas d'étudier aussi finement les corrélations entre faisceaux d'électrons et de rayons X, comme nous l'avons fait au chapitre 8.

Dans la suite, je présente les résultats obtenus concernant l'étude de l'accélération d'électrons et de la production de rayonnement X en fonction de L , dans un accélérateur laser-plasma auto-injecté et pour deux densités électroniques, $n_0 \approx 1.1 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ et $n_0 \approx 7 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$.

9.2 Observation de deux types de faisceaux d'électrons et de rayons X

Des spectres d'électrons, correspondant à différentes longueurs de cellule L , sont représentés sur la figure 9.2(a) pour un plasma de densité électronique $n_0 \approx 1.1 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$. Pour des faibles longueurs $L \lesssim 1.4 \text{ mm}$, on observe un premier paquet d'électrons quasi-monoénergétique avec une charge dans l'intervalle 2 – 10 pC. À $L = 1.4 \text{ mm}$, un deuxième paquet d'électron, à basse énergie, apparaît. Celui se démarque par un niveau de charge beaucoup plus élevé (dN_e/dE est bien supérieur pour le deuxième paquet que pour le premier). Ce second paquet est ensuite accéléré vers de plus grandes énergies quand la longueur de la cellule L augmente. Il a un spectre large avec une charge totale, dans l'intervalle 50 – 100 pC.

L'évolution de l'énergie de coupure à 5% des spectres électroniques $E_{5\%}$ avec la longueur de la cellule L est représentée sur la figure 9.2(b), et ce pour chaque paquet d'électrons. La dépendance de $E_{5\%}$ avec L est très différente pour les deux paquets d'électrons. Le paquet de faible charge atteint son énergie maximale de $\approx 250 \text{ MeV}$ pour $L \approx 1 \text{ mm}$. Il décélère ensuite à partir de $L = 1.4 \text{ mm}$, indiquant qu'il a déphasé et est entré dans une région décélétratrice de l'onde plasma. L'énergie du deuxième paquet, de forte charge, augmente jusqu'à $\approx 270 \text{ MeV}$ pour $L = 5 \text{ mm}$. En conséquence, l'énergie du paquet de forte charge dépasse celle du paquet de faible charge pour une longueur $L = 2.1 \text{ mm}$. Pour cette raison, seul le deuxième paquet d'électrons est observé pour des plasmas de grandes longueurs.

Dans le régime non linéaire, les électrons piégés sont soumis à un champ électrique longitudinal E_z qui dépend linéairement de la position ξ dans le sillage [voir équation (2.4)]. Un électron avec une vitesse $v_z \simeq c$ a ainsi une énergie qui dépend quadratiquement de ξ [voir équation (2.11)]. Des ajustements paraboliques de $E_{5\%}$ sont tracés sur la figure 9.2(b) pour les deux paquets d'électrons. Pour le paquet d'électrons de faible charge, on obtient un bon accord ce qui confirme que $E_z \propto \xi$. À partir de l'ajustement, on déduit un champ électrique longitudinal maximal de $340 \pm 65 \text{ GV/m}$. En revanche, pour le paquet d'électrons de forte charge, la parabole ne peut pas décrire correctement le comportement expérimental de $E_{5\%}$ pour $L \geq 5 \text{ mm}$. Ceci est probablement dû à la déplétion de l'impulsion laser et à une intensité laser trop faible pour exciter le sillage efficacement après une propagation de plus de 5 mm. L'accord dans la partie accélératrice de la courbe est correct et permet d'estimer un champ électrique de $180 \pm 40 \text{ GV/m}$. Le champ accélérateur vu par le deuxième paquet d'électrons est donc significativement inférieur à celui vu par le premier paquet. Cela pourrait être expliqué en partie par le phénomène de « beam loading », c'est-à-dire par la modification des champs de l'onde plasma induite par la présence du faisceau d'électrons [38, 39].

L'analyse des spectres d'électrons démontre que deux injections successives d'électrons ont lieu au cours de la propagation de l'impulsion laser dans le plasma, avec des charges et des positions d'injections différentes, mais ne donne pas d'indications sur d'autres propriétés de

ces paquets d'électrons qui pourraient permettre de comprendre leur origine. Des informations supplémentaires peuvent être obtenues en analysant le rayonnement X bêta-tron produit par les électrons au cours de leur accélération et de leurs oscillations autour de l'axe de propagation. Le profil angulaire du faisceau de rayonnement X dépend de la distribution des électrons dans l'espace des phases transverse ; il peut donc mettre en évidence des propriétés transverses des paquets d'électrons [71]. Les profils angulaires des faisceaux de rayonnement X, représentés sur la figure 9.3, montrent que le rayonnement bêta-tron produit par les deux paquets d'électrons a des propriétés très différentes. Les faisceaux de rayons X produits par les paquets de forte charge [images (e) à (h) sur la figure 9.3] sont plus intenses et ont des formes très fluctuantes tir à tir. Ils ne présentent pas de symétries simples, peuvent avoir des pics non centrés et des profils

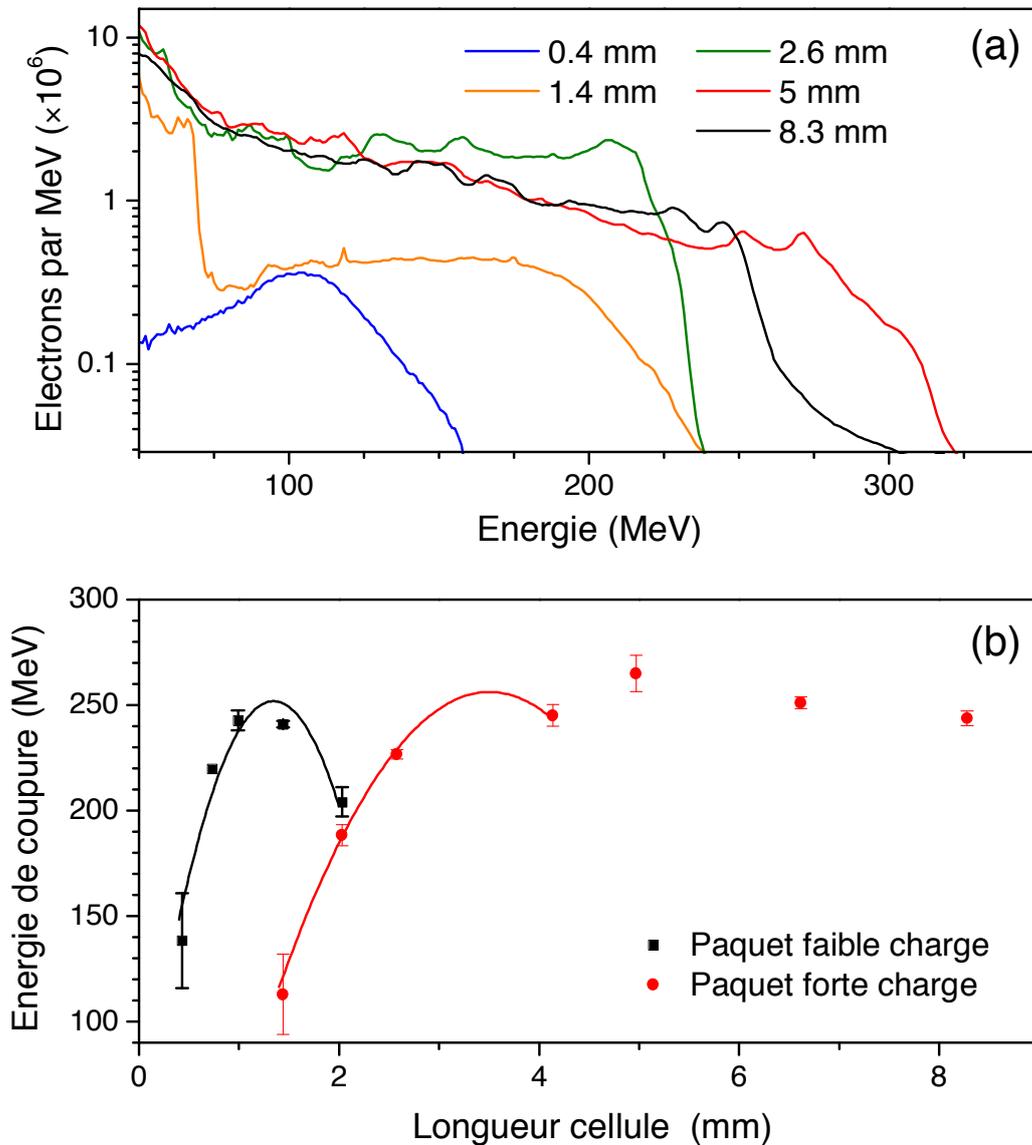


Fig. 9.2: Spectres d'électrons pour une densité électronique $n_0 \approx 1.1 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$. (a) Spectres mono-coups typiques pour différentes longueurs de cellule. (b) Énergie de coupure à 5% en fonction de la longueur de la cellule (moyenne sur 1 à 9 tirs). La barre d'erreur donne l'erreur standard sur la moyenne. Les courbes sont des ajustements paraboliques.

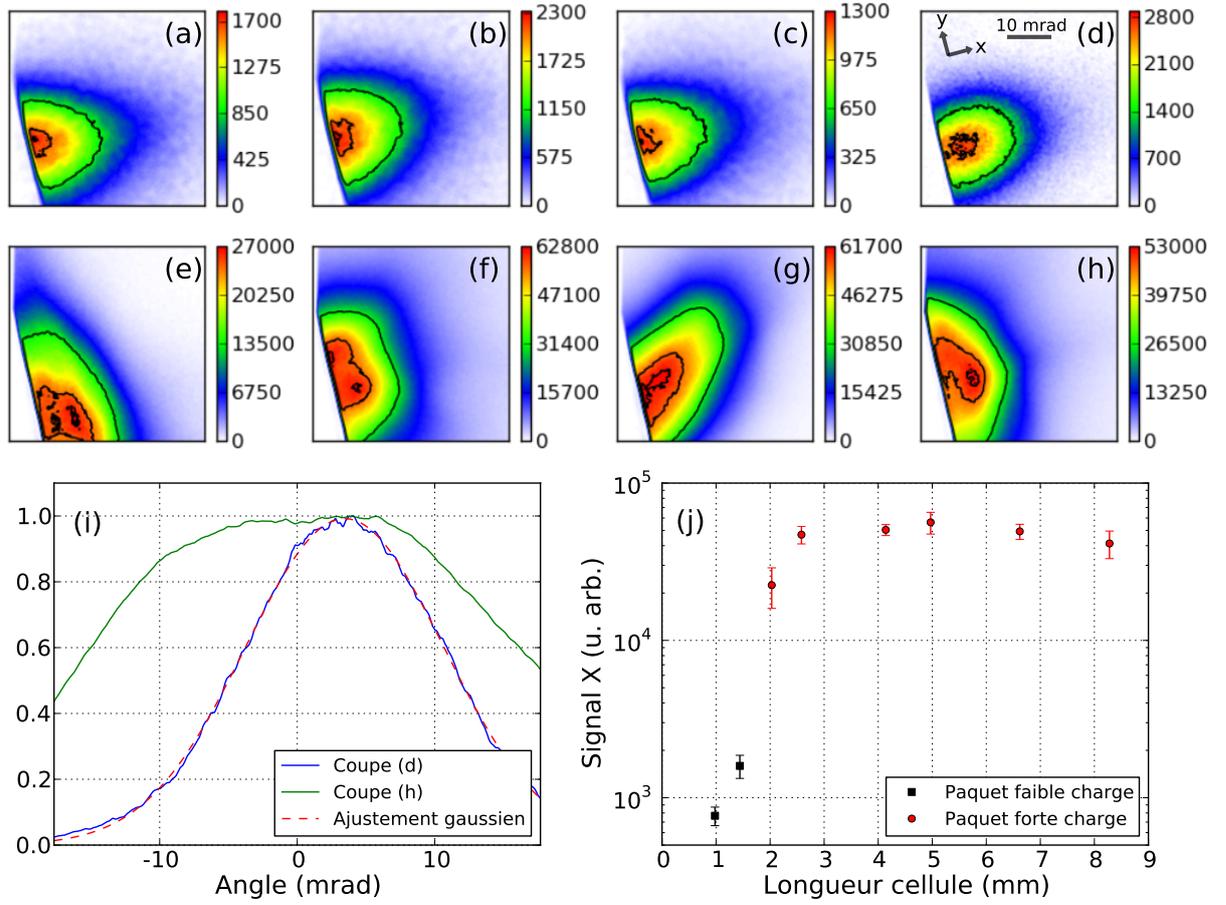


Fig. 9.3: Propriétés du faisceau de rayonnement X pour une densité électronique $n_0 \approx 1.1 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$. Profils angulaires typiques du faisceau de rayonnement X émis par le paquet d'électrons de faible charge (a)-(d) et par le paquet d'électrons de forte charge (e)-(h), pour une longueur de cellule supérieure à la longueur de déphasage. Le champ de vision sur chaque image X est de $44 \text{ mrad} \times 44 \text{ mrad}$ et l'échelle de couleur donne le nombre de compte enregistré par la caméra CCD X. Le bruit de photons est réduit par un filtre moyen et les isocontours à 50%, 90% et 98% sont représentés sur les images. Les axes transverses x et y sont définis sur l'image (d), x correspondant à la direction de polarisation de l'impulsion laser. Les profils X sont coupés en bas à gauche de l'image par l'écran scintillateur de détection du spectromètre à électrons. (i) Coupe dans la direction y (avec intégration sur 2.25 mrad dans la direction x) des images (d) et (h), ainsi qu'un ajustement par une fonction gaussienne sur la coupe de (d). (j) Évolution du signal X pic en fonction de la longueur de la cellule (moyenne sur 1 à 9 tirs). La barre d'erreur donne l'erreur standard sur la moyenne.

transverses relativement plats dans leur partie centrale. Les paquets de faible charge produisent eux des faisceaux de rayonnement X [images (a) à (d) sur la figure 9.3] dont le profil transverse est elliptique (dans la direction de polarisation du laser x) et gaussien [voir figure 9.3(i)], avec un maximum d'intensité centré sur le faisceau. Leur forme est très reproductible tir à tir. La très forte différence de signal pic des faisceaux de rayons X provenant des paquets de faible ou forte charge [voir figure 9.4(j)] s'explique essentiellement par la différence de charge des deux paquets d'électrons.

9.3 Étude du paquet d'électrons de faible charge

En réduisant la densité électronique du plasma à $n_0 \approx 7 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$, nous n'observons plus l'injection et l'accélération du paquet de forte charge. Seul le paquet de faible charge est observé, avec une charge d'approximativement 5 pC pour toutes les longueurs de cellule L et avec une amélioration significative de la qualité du faisceau d'électrons par rapport au cas $n_0 \approx 1.1 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$. L'évolution de l'énergie de coupure $E_{5\%}$ avec la longueur de la

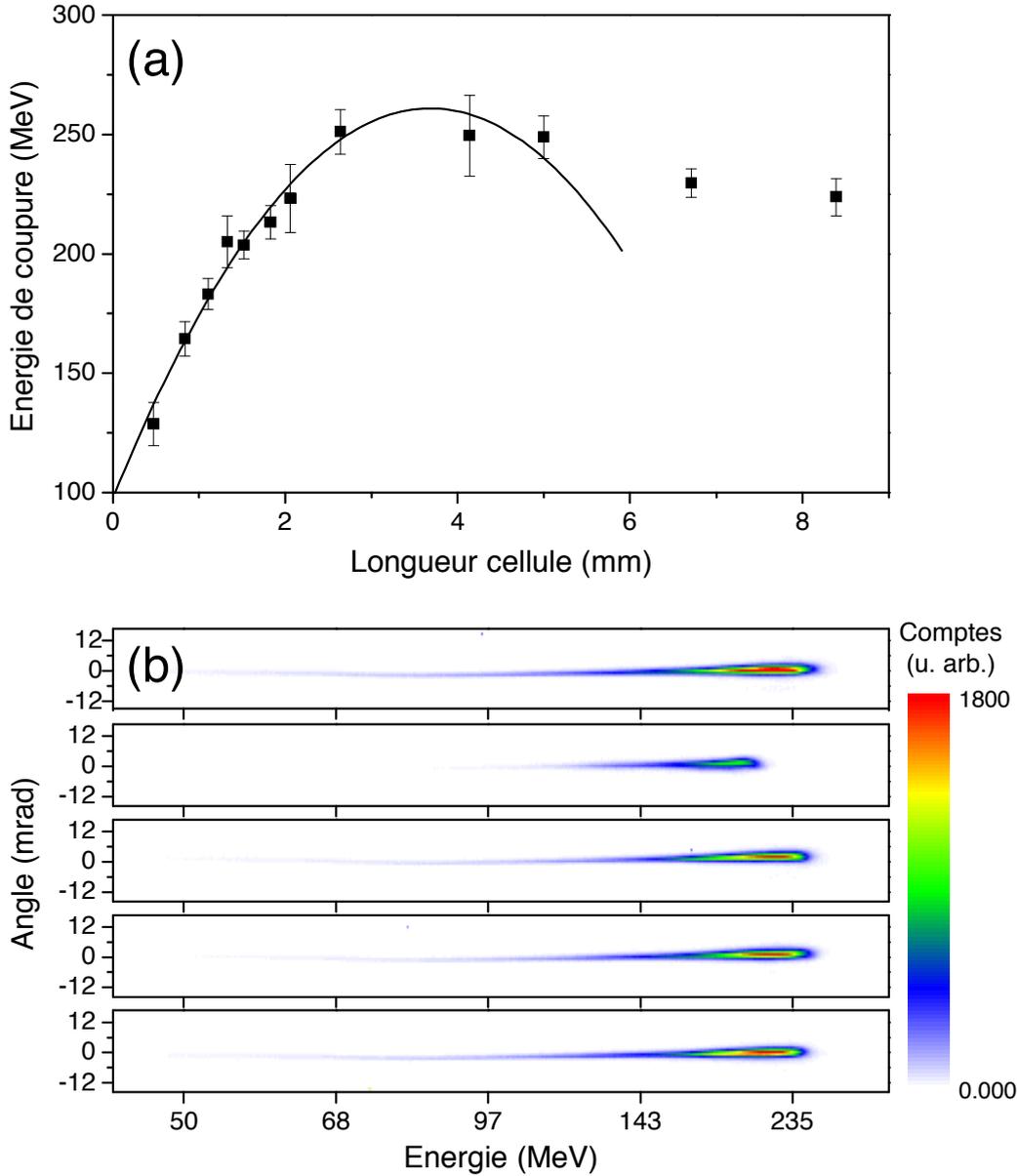


Fig. 9.4: Spectres d'électrons pour une densité électronique $n_0 \approx 7 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$. (a) Energie de coupure à 5% en fonction de la longueur de la cellule (moyenne sur 3 à 20 tirs). La barre d'erreur donne l'erreur standard sur la moyenne. La courbe en trait plein est un ajustement parabolique sur les données expérimentales pour $L \leq 5 \text{ mm}$. (b) Cinq spectres d'électrons bruts consécutifs, pour $L = 2.7 \text{ mm}$.

cellule L , ainsi qu'un ajustement parabolique pour $L \lesssim 5$ mm, sont représentés sur la figure 9.4(a). On déduit de l'ajustement un champ électrique maximum et une longueur de déphasage respectivement de 110 ± 30 GV/m et 4.65 ± 0.4 mm.

Comme nous l'avons vu au chapitre 2, dans le modèle de la bulle, le champ électrique longitudinal maximal varie comme $\kappa a_0^{1/2} n_0^{1/2}$ et la longueur de déphasage comme $a_0^{1/2} n_0^{-3/2}$ (κ décrit la réduction éventuelle du champ électrique longitudinal due à une évacuation non complète des électrons de la bulle, $\kappa = 1$ correspondant à une bulle vide d'électrons). D'après ces lois d'échelles, le champ électrique E_z et la longueur de déphasage L_d doivent respectivement être augmenté par un facteur 1.25 et diminuée par un facteur 1.97 quand la densité électronique passe de 7×10^{18} cm $^{-3}$ à 1.1×10^{19} cm $^{-3}$ (en considérant que κ et a_0 reste constant quand n_0 varie). Expérimentalement, l'augmentation de la densité électronique de 7×10^{18} cm $^{-3}$ à 1.1×10^{19} cm $^{-3}$ entraîne une augmentation du champ électrique E_z par un facteur ≈ 3.1 et une diminution de la longueur de déphasage L_d par un facteur ≈ 3.2 . Ces comportements ne correspondent pas aux prédictions du modèle de la bulle, si l'on considère la variation de n_0 seulement. Ceci suggère que les valeurs de a_0 et κ , atteintes après l'auto-focalisation et l'auto-compression de l'impulsion laser, évoluent aussi avec la densité n_0 . Ces effets ne suffisent pas pour expliquer la variation de la longueur de déphasage². L'évolution temporelle du sillage laser et un écart important au cas d'une bulle parfaitement sphérique, non pris en compte dans le modèle, constituent très probablement l'explication principale aux grandes variations expérimentales de E_z et L_d . Ces résultats montrent que les modèles analytiques simples ne peuvent pas être utilisés pour déterminer quantitativement les propriétés de l'accélérateur laser-plasma. Ils indiquent également qu'une densité électronique plus faible n'entraîne pas nécessairement la production d'un paquet d'électrons de plus grande énergie.

Des spectres d'électrons bruts consécutifs, présentés sur la figure 9.4(b), illustrent la bonne stabilité de l'accélérateur. Les fluctuations de l'énergie au pic du spectre d'électrons sont de 4% RMS, ce qui est du même ordre de grandeur que les fluctuations d'intensité laser, tandis que les fluctuations de la charge du paquet sont de 25% RMS. La probabilité d'injection est de 100%. La dispersion en énergie (FWHM) moyenne est de ≈ 50 MeV pour $L \lesssim 2.5$ mm, et de ≈ 70 MeV pour des longueurs plus importantes. La divergence du faisceau d'électrons est inférieure à 2 mrad (FWHM), limitée par la résolution angulaire du spectromètre à électrons. Toutes ces propriétés rendent cet accélérateur très compétitif par rapport à d'autres accélérateurs laser-plasma accordables en énergie et basés sur l'utilisation d'une unique impulsion laser [119] (permettant de garder un dispositif expérimental relativement simple à mettre en oeuvre, comparé à celui de l'injection optique du chapitre 8).

Les mesures du rayonnement X produit par le paquet de faible charge à $n_0 \approx 7 \times 10^{18}$ cm $^{-3}$ montrent [voir figures 9.5(a)-9.5(b)] que les profils angulaires ont une forme très stable tir à tir et sont très proches de profils gaussiens. On observe également l'effet de l'accélération des électrons sur les propriétés du rayonnement X, en particulier sur son signal pic et sa divergence [voir figure 9.5(c)-9.5(d)]. Le signal X augmente fortement avec la longueur de la cellule L , ce qui confirme la dépendance du signal X émis avec l'énergie des électrons (voir chapitre 8). L'augmentation du signal X est accompagnée d'une diminution de la divergence, puisque des électrons de plus haute énergie rayonnent dans un angle solide plus petit. En passant de

2. Il faudrait une forte diminution de a_0 avec n_0 pour expliquer la variation expérimentale de L_d avec n_0 . Or, l'auto-focalisation et l'auto-compression sont plus efficaces à haute densité et l'impulsion laser atteint généralement des valeurs de a_0 plus importantes à haute densité. D'autre part, pour expliquer le comportement expérimental de E_z avec n_0 , il faut que a_0 et κ augmente avec n_0 , ce qui est l'hypothèse la plus plausible.

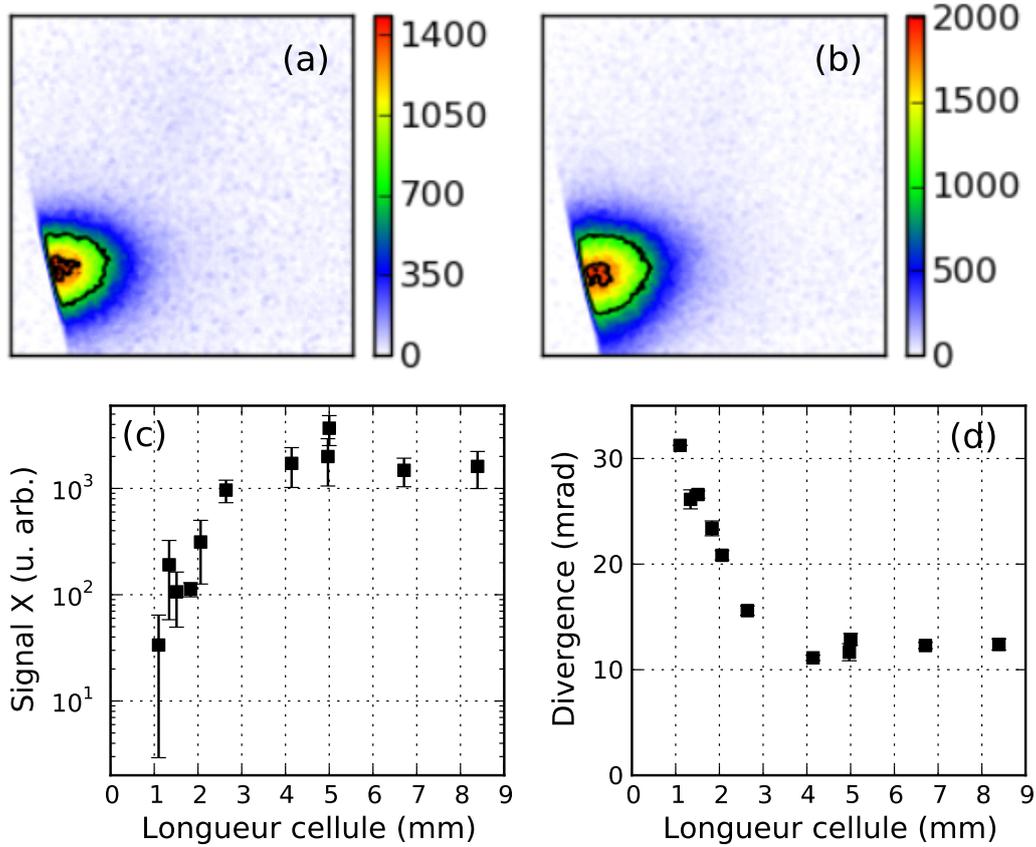


Fig. 9.5: Propriétés du faisceau de rayonnement X pour une densité électronique $n_0 \approx 7 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$. (a)-(b) Deux profils angulaires typiques du faisceau de rayonnement X, pour une longueur de cellule supérieure à la longueur de déphasage (les échelles et le filtrage des images sont identiques à ceux de la figure 9.3). (c) Évolution du signal X pic en fonction de la longueur de la cellule (moyenne sur 3 à 20 tirs). (d) Évolution de la divergence (FWHM) moyenne du faisceau de rayonnement X en fonction de la longueur de la cellule. Les barres d'erreur donnent l'erreur standard sur la moyenne.

$n_0 \approx 1.1 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ à $n_0 \approx 7 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$, la divergence du faisceau X est réduite à environ 10 mrad (FWHM), ce qui suggère que le faisceau d'électrons produit a une très faible émittance transverse.

9.4 Interprétation par les mécanismes d'auto-injection longitudinale et transverse

Les résultats que j'ai présentés ci-dessus, en utilisant comme cible une cellule à longueur variable, ont mis en évidence un phénomène physique particulièrement intéressant. Les deux paquets d'électrons observés diffèrent par plusieurs propriétés : leur densité seuil d'auto-injection, leur position d'injection, leur longueur d'accélération, leur charge, leur distribution transverse dans l'espace des phases et leurs fluctuations tir à tir (mises en évidence par l'observation des rayons X). Toutes ces différences suggèrent que ces deux paquets pourraient ne pas avoir la même origine.

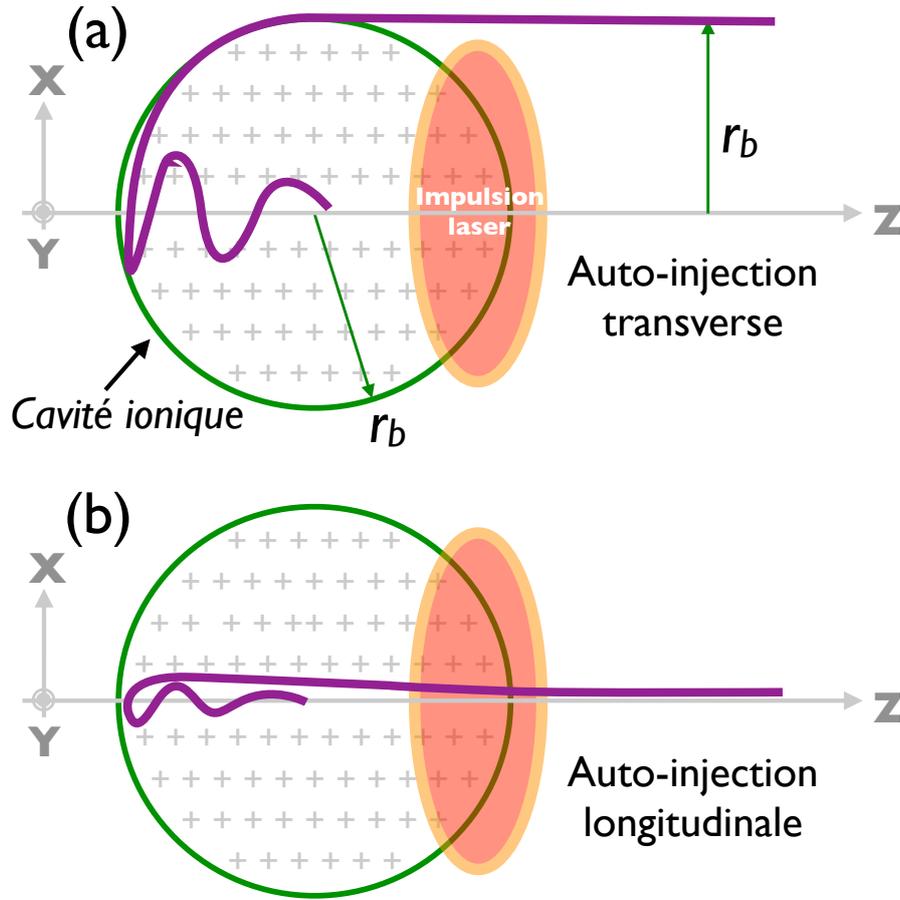


Fig. 9.6: Illustration du principe de l'auto-injection transverse (a) et longitudinale (b). Les courbes en trait plein violet indiquent le type de trajectoire menant à une auto-injection dans chaque cas.

L'auto-injection des électrons dans le régime de la bulle est généralement attribuée à un déferlement transverse. Ce sont les électrons dont la position radiale initiale r est approximativement égale au rayon de la cavité ionique, r_b , qui vont circuler autour de la cavité (pour $\xi < 0^3$ uniquement), gagner de la vitesse longitudinale et finalement être injectés à l'arrière de la bulle (voir l'illustration du principe de l'auto-injection transverse sur la figure 9.6) [30, 37, 47, 48, 49]. Tous ces électrons acquièrent une énergie transverse \mathcal{H}_\perp similaire au cours de l'injection et vont donc osciller autour de l'axe avec une amplitude bêatron non nulle. Un tel faisceau d'électrons a une distribution en impulsion transverse (p_x, p_y) qui est non gaussienne, et cette propriété est transférée directement à la distribution angulaire du rayonnement X. De plus, les trajectoires d'injection des électrons dépendent très fortement de la forme du potentiel pondéromoteur de l'impulsion laser et de la bulle, de sorte qu'elles sont très sensibles aux fluctuations de la forme de l'impulsion laser. La forme du faisceau de rayonnement X hérite alors de ces fluctuations tir à tir. Toutes les propriétés du faisceau de rayonnement X produit par le paquet d'électrons de forte charge, c'est-à-dire le profil fortement non-gaussien, les éventuels pics non centrés et les très fortes fluctuations de forme tir à tir, sont cohérentes avec le mécanisme d'auto-injection transverse.

3. Rappelons que le centre de la bulle est en $\xi = 0, r = 0$.

Le faisceau de rayonnement X produit par le paquet d'électrons de faible charge a des propriétés très différentes, c'est-à-dire une forme très stable tir à tir et approximativement gaussienne. Ces propriétés peuvent être expliquées si l'on fait l'hypothèse que le mécanisme d'injection est ici différent. Nous avons vu à la section 1.4.1 que pour une onde plasma unidimensionnelle, on pouvait atteindre le déferlement longitudinal de l'onde pour une amplitude d'onde suffisamment élevée. Cela correspond simplement au cas où la vitesse maximale v_z des oscillations longitudinales des électrons du plasma devient supérieure à la vitesse de phase de l'onde plasma, de sorte que les électrons sont piégés dans l'onde plasma. Bien que nous soyons dans un régime multi-dimensionnel, les électrons qui sont initialement situés sur l'axe laser (position radiale initiale $r \ll r_b$) voient une force transverse faible (champ plasma et force pondéromotrice) et ont donc une dynamique essentiellement longitudinale. Ces électrons peuvent être injectés si les champs plasmas sont suffisamment forts, d'une manière analogue au déferlement longitudinal d'une onde plasma unidimensionnelle. Cependant, alors que les électrons injectés transversalement voient uniquement un champ accélérateur, les électrons initialement sur l'axe voient d'abord un champ décélérateur et ensuite un champ accélérateur. Il est donc *a priori* plus difficile d'injecter un électron longitudinalement que transversalement. L'auto-injection longitudinale est possible dans le cas d'une augmentation rapide de la période plasma, qui entraîne une diminution significative de la vitesse de phase effective de l'onde plasma. Ceci se produit lors de la forte auto-focalisation et auto-compression de l'impulsion laser au début de la propagation du laser dans le plasma ; l'amplitude a_0 augmente alors très rapidement, ce qui augmente la période plasma, réduit la vitesse de phase et permet le piégeage des électrons qui sont initialement proches de l'axe laser. De plus, pendant l'augmentation de a_0 , la valeur de a_0 n'est généralement pas suffisante pour avoir de l'auto-injection transverse. On peut donc avoir, au cours de la propagation du laser dans le plasma, deux injections successives ; la première a lieu pendant la montée de a_0 et est longitudinale, tandis que la deuxième a lieu dans le plateau de a_0 et est transverse. Ce phénomène peut être observé dans des simulations PIC, et en particulier dans les résultats de simulation présentés à la section 7.2.1 sur la figure 7.4. Si l'on regarde la courbe de la charge injectée par unité de longueur dQ/dz [figure 7.4(c)], dans le cas $n_0 = 1.5 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$, on remarque l'injection d'une faible charge à $z \simeq 1.2 \text{ mm}$, suivie d'une injection beaucoup plus massive ayant lieu dans l'intervalle $z \in [1.7, 2.3] \text{ mm}$. En regardant la provenance des électrons injectés dans cette simulation, on remarque que tous les électrons injectés à $z \simeq 1.2 \text{ mm}$ ont une position radiale initiale $r \ll r_b$ et que ceux injectés dans l'intervalle $z \in [1.7, 2.3] \text{ mm}$ ont initialement $r \simeq r_b$. De plus, l'évolution de a_0 [figure 7.4(b)] montre que l'injection longitudinale a bien lieu au moment où il y a une très forte augmentation de a_0 , tandis que l'injection transverse a lieu dans le plateau de a_0 .

Les mécanismes d'auto-injection longitudinale et transverse permettent donc d'expliquer l'observation de l'injection successive, au cours de la propagation du laser dans le plasma, d'un paquet de faible charge et d'un paquet de forte charge. On comprend également que la densité seuil d'auto-injection diffère pour les deux mécanismes, puisqu'ils sont fondamentalement différents. Pour l'auto-injection longitudinale, les trajectoires d'injection des électrons sont très faiblement sensibles à la distribution du potentiel pondéromoteur de l'impulsion laser et à la forme de la bulle, puisque les électrons injectés restent proches de l'axe et voient une force pondéromotrice très faible. La distribution transverse du paquet d'électrons, et par suite le profil angulaire du rayonnement X produit, sont donc insensibles aux fluctuations de forme de l'impulsion laser, ce qui leur confère une forte stabilité tir à tir. Enfin, par opposition au cas de l'injection transverse, les électrons étant exactement sur l'axe laser ont la plus forte probabilité

d'être injectés, et ceux-ci auront une énergie transverse \mathcal{H}_\perp nulle ; le paquet d'électrons pourra alors avoir une distribution transverse de probabilité f maximum en $\mathcal{H}_\perp = 0$ et décroissant avec \mathcal{H}_\perp , et il produira un faisceau de rayonnement X dont le maximum d'intensité est centré sur le faisceau, avec un profil s'approchant d'une distribution gaussienne. Les propriétés observées du rayonnement X produit par le paquet d'électrons de faible charge sont donc cohérentes avec un mécanisme d'auto-injection longitudinale.

En conclusion, l'utilisation d'une cellule de gaz à longueur variable et la bonne reproductibilité des résultats ont permis de faire une étude originale de l'accélération laser-plasma et de la production de rayonnement X bétatron en régime d'auto-injection. D'une part, cette méthode permet d'observer l'accélération et le déphasage des électrons, et d'obtenir une estimation des champs électriques et des longueurs de déphasage. D'autre part, elle a mis en évidence un phénomène physique particulièrement intéressant : l'injection successive de deux paquets d'électrons, de faible et de forte charge, avec des propriétés très différentes. Cette observation suscite un intérêt fondamental mais ouvre également des perspectives pour les accélérateurs laser-plasma auto-injectés. Interprétée comme étant la conséquence de deux mécanismes d'injection différents, des études numériques sont nécessaires pour comprendre plus en détail les propriétés de chaque paquet d'électrons, et les relations de cause à effet entre les mécanismes d'injection et les propriétés observées (des électrons et du rayonnement bétatron). Enfin, le paquet d'électrons de faible charge a des propriétés qui peuvent être intéressantes : une bonne stabilité tir à tir, une faible émittance, une accordabilité de l'énergie et une dispersion en énergie acceptable, et cela en utilisant un dispositif expérimental relativement simple à mettre en oeuvre. Le deuxième paquet permet lui d'obtenir des charges beaucoup plus importantes et un rayonnement bétatron beaucoup plus intense, moyennant une moins bonne stabilité tir à tir.

CONCLUSION

Résultats obtenus pendant la thèse

Les études menées au cours de ce travail de doctorat ont permis de réaliser plusieurs avancées dans le domaine des sources de rayonnement X laser-plasma et dans la compréhension des accélérateurs laser-plasma.

Tout d'abord, nous avons montré qu'avec le système laser ALLS produisant des impulsions de 2.5 J, 30 fs (FWHM), il est possible de produire, par le mécanisme bétatron, des faisceaux de rayonnement X avec une divergence de 28 mrad (FWHM) et contenant 10^9 photons. La caractérisation spectrale de ce rayonnement bétatron, réalisée grâce à la méthode du comptage de photons, a montré que le spectre est bien décrit par une fonction synchrotron dans la gamme spectrale de la mesure, de 8 à 21 keV. L'énergie critique de la fonction synchrotron, ajustée sur le spectre expérimental dans cette intervalle de mesure, est supérieure à 10 keV. Toutefois, nous avons précisé que le spectre réel du rayonnement bétatron est certainement plus large qu'un spectre synchrotron, mais que la déviation par rapport à une fonction synchrotron n'est observable que sur un très grand intervalle d'énergie de photon. Ces propriétés, nombre de photons par tir, divergence et énergie des photons, mais aussi la taille de source micrométrique et la durée femtoseconde, montrent que la source de rayonnement bétatron est très prometteuse pour la réalisation d'expériences d'application. Nous avons ainsi mis en évidence le potentiel de cette source de rayonnement pour l'imagerie par contraste de phase monocoup d'un échantillon biologique, qui tire profit de la très petite taille de source, micrométrique, du grand nombre de photons par tir, et de la divergence adéquate du rayonnement bétatron.

Nous avons ensuite démontré la possibilité de réaliser une source de rayonnement Compton tout-optique dans une gamme d'énergie allant de quelques dizaines de keV à plusieurs centaines de keV, marquant ainsi une avancée majeure dans le domaine des sources de rayonnement X basées sur l'interaction relativiste entre impulsion laser ultracourte et plasma sous-dense. Cette démonstration expérimentale, réalisée au LOA, a tiré avantage d'un nouveau schéma, combinant un accélérateur laser-plasma et un miroir plasma. Cette méthode permet de s'affranchir de la nécessité d'utiliser une deuxième impulsion laser et garantit la superposition systématique entre faisceau d'électrons et impulsion laser contre-propagative. Cette source partage un certain nombre de propriétés avec le rayonnement bétatron : durée femtoseconde, taille de source micrométrique, divergence du même ordre de grandeur [18 mrad (FWHM)]. Les faisceaux de rayonnement Compton contiennent un peu moins de photons, de l'ordre de 10^8 photons, mais l'énergie de ces photons est beaucoup plus grande (ici jusqu'à plusieurs centaines de keV avec un spectre large), tout en gardant des électrons d'énergie modeste (ici de l'ordre de 100 MeV). Plus important, la source de rayonnement Compton pourrait disposer, à terme, d'une faible largeur spectrale et d'une accordabilité de l'énergie des photons, ce qui n'est pas possible pour le rayonnement bétatron qui fonctionne dans le régime « wiggler ». Cette source

de rayonnement Compton tout-optique peut également être comparée aux sources Compton basées sur les accélérateurs conventionnels [100, 101]. Elle dispose d'une brillance pic estimée à 10^{21} photons/s/mm²/mrad²/0.1%BW à 100 keV, 10000 fois plus élevée que celle des sources Compton conventionnelles.

Dans la troisième partie de ce manuscrit, j'ai mis en évidence, à travers trois expériences réalisées au LOA, l'utilité de l'émission X bétatron pour une application plus fondamentale : comprendre la physique sous-jacente à l'accélération laser-plasma.

Nous avons développé un diagnostic innovant permettant de cartographier longitudinalement la région d'émission X dans un accélérateur laser-plasma et d'obtenir des informations détaillées sur la physique de l'accélération laser-plasma. La méthode de mesure, basée sur l'observation, dans le profil angulaire du rayonnement X bétatron, de l'ombre d'un petit diaphragme positionné juste après la région d'émission, est monocoup. Pour un accélérateur laser-plasma non guidé, nous avons observé qu'à haute densité, l'émission X bétatron commence plus tôt pendant la propagation du laser dans le plasma et la longueur de la ligne d'émission X mesurée est beaucoup plus élevée qu'attendue. À l'aide de simulations PIC, nous avons expliqué ces comportements comme étant la conséquence, d'une part, de la dynamique d'auto-focalisation et d'auto-compression de l'impulsion laser, plus rapide à haute densité, et d'autre part, de l'excitation d'un sillage par le faisceau d'électrons lui-même en fin d'interaction (mettant ainsi en évidence une transition entre sillage excité par laser et sillage excité par paquet de particules). L'application de cette méthode de cartographie au cas d'un accélérateur laser-plasma guidé a permis de montrer l'importance des informations qu'elle peut fournir.

J'ai ensuite présenté des résultats expérimentaux sur la production de rayonnement bétatron par des paquets d'électrons stables et contrôlables, en utilisant un accélérateur laser-plasma fonctionnant sur le principe de l'injection optique. Ce contrôle offre une opportunité unique pour étudier en détail les mécanismes physiques à l'origine du rayonnement bétatron. En effet, pour la première fois, le rayonnement bétatron est produit par des paquets d'électrons de bonne qualité, avec une faible dispersion en énergie et une énergie accordable. Les résultats montrent une forte corrélation entre les propriétés du rayonnement X et les paramètres du faisceau d'électrons, et ils sont bien reproduits par un modèle simple de rayonnement généré par un faisceau d'électrons en accélération dans une cavité ionique. Ils confirment ainsi l'origine du rayonnement observé et valident l'utilisation du modèle de cavité ionique.

Enfin, en utilisant une cellule de gaz à longueur variable, nous avons réalisé une étude multicoup de l'accélération laser-plasma et de la production de rayonnement X bétatron en régime d'auto-injection. En effet, grâce au contrôle de la longueur de la cellule L , nous avons observé l'accélération progressive des électrons, ainsi que l'émission progressive de rayonnement X, moyennant une très bonne reproductibilité tir à tir des résultats. Cette méthode est complémentaire au diagnostic de cartographie longitudinale. La cartographie est réalisée en régime monocoup alors que l'utilisation de la cellule à longueur variable est une étude multicoup. Cette dernière méthode permet de mesurer l'évolution avec L du paquet d'électrons et des différentes propriétés du rayonnement X, alors que la cartographie ne fournit que l'évolution du signal X émis (sans information spectrale ou angulaire). L'étude avec la cellule à longueur variable a permis d'observer l'accélération et le déphasage des électrons, et d'obtenir une estimation des champs électriques et des longueurs de déphasage. Elle a également permis une autre observation : l'injection successive de deux paquets d'électrons, de faible et de forte charge, avec des propriétés très différentes. En utilisant à la fois les informations obtenues par la mesure du

spectre d'électrons et par la mesure du profil angulaire du rayonnement X, nous avons proposé une interprétation : les deux paquets correspondraient à deux mécanismes d'injection différents, l'auto-injection longitudinale et l'auto-injection transverse.

Perspectives

Concernant la source de rayonnement bétatron, une perspective directe réside dans l'augmentation de l'énergie du paquet d'électrons qui le produit, en utilisant soit des installations laser de plus haute puissance, soit en réussissant à optimiser l'interaction laser-plasma en régime guidé, de manière à diminuer la densité électronique du plasma, augmenter le rayon de la cavité ionique et augmenter le gain d'énergie de l'accélérateur laser-plasma. Le rayonnement bétatron pourra alors avoir une énergie critique de plusieurs centaines de keV pour des électrons d'énergie supérieure au GeV, et atteindre le niveau de 10^{10} photons par tir. Une autre perspective serait d'avoir un contrôle sur les trajectoires des électrons dans la cavité ionique, de manière à contrôler et optimiser les propriétés du rayonnement bétatron en fonction du besoin. Par exemple, on pourrait utiliser la méthode d'injection par collision d'impulsion, mais avec un faisceau d'injection très fortement focalisé avec un waist très petit devant celui de l'impulsion laser principale. Le battement serait alors localisé transversalement, ce qui permettrait de contrôler l'amplitude des oscillations mais aussi le plan dans lequel les électrons oscillent.

Les développements futurs de la source de rayonnement Compton tout-optique se focaliseront sur l'obtention d'un spectre de rayonnement étroit avec une accordabilité de l'énergie des photons. Cela demandera d'utiliser des faisceaux d'électrons quasi-monoénergétiques accordables [57, 56, 62], de minimiser la divergence des électrons au moment de la collision et la largeur spectrale de l'impulsion laser contre-propagative. Une autre perspective importante, ouverte par cette source de rayonnement Compton tout-optique, est la possibilité d'utiliser des systèmes laser de plus faible énergie mais à beaucoup plus haute cadence (kHz). Avec des électrons de l'ordre de 10 MeV produits à partir de tels systèmes, on pourrait obtenir une source de rayonnement Compton femtoseconde compacte avec un taux de répétition élevé, dans la gamme du keV ou de la dizaine de keV. Ces perspectives pourront être mises en oeuvre notamment avec les installations laser en cours de développement au Laboratoire d'Optique Appliquée.

Les travaux concernant l'étude de la physique des accélérateurs laser-plasma, basés sur l'observation du rayonnement X, ouvrent également un certain nombre de perspectives. Tout d'abord, un des objectifs majeurs des accélérateurs laser-plasma est d'augmenter leur longueur d'accélération, soit en guidant l'impulsion laser soit en utilisant des systèmes laser de plus haute puissance, de manière à produire des faisceaux d'électrons de plus grande énergie. Dans ce contexte, la méthode de cartographie longitudinale permet de comprendre comment la longueur totale d'une cible est utilisée : quelle est la partie nécessaire à la propagation et quelle est la longueur utile à l'accélérateur laser-plasma. Les résultats obtenus concernant les corrélations entre électrons et rayons X ont permis de valider le modèle de cavité ionique décrivant la production du rayonnement bétatron. En conséquence, ils ouvrent des perspectives quant à l'utilisation du rayonnement X bétatron pour la mesure de certains paramètres des accélérateurs laser-plasma, comme l'émittance transverse du paquet d'électrons. L'observation de l'injection successive de deux paquets d'électrons aux propriétés très différentes dans un accélérateur laser-plasma auto-injecté suscite un intérêt fondamental mais ouvre également des perspectives pour les accélérateurs laser-plasma auto-injecté. Le paquet d'électrons de faible charge a des propriétés qui peuvent être intéressantes : une bonne stabilité tir à tir, une faible émittance,

une accordabilité de l'énergie et une dispersion en énergie acceptable, et cela en utilisant un dispositif expérimental relativement simple à mettre en oeuvre. L'optimisation de ce type de paquet d'électrons, en particulier la réduction de sa dispersion en énergie, pourrait permettre d'obtenir un accélérateur laser-plasma de très bonne qualité. Le deuxième paquet permet lui d'obtenir des charges beaucoup plus importantes et un rayonnement bétatron beaucoup plus intense, moyennant une moins bonne stabilité tir à tir.

De manière plus générale, les perspectives des accélérateurs et des sources X laser-plasma sont nombreuses.

Tout d'abord, les sources X laser-plasma dans le domaine du keV ou de la dizaine de keV (rayonnement bétatron avec un système laser à 10 Hz, ou rayonnement Compton avec un système kHz de plus faible puissance) sont très prometteuses pour des applications comme l'imagerie, la tomographie, la spectroscopie d'absorption et la diffraction X, avec la possibilité de réaliser des expériences de type pompe-sonde dont la résolution temporelle est femtoseconde. Ces applications touchent une communauté scientifique multidisciplinaire, allant de la médecine et la biologie à la physique du solide et la physique des plasmas. Les systèmes laser requis pour ces types de source ont un coût et une compacité suffisamment faibles pour les rendre accessibles à des laboratoires de taille universitaire.

Les sources bétatron et Compton permettent également de produire des rayons γ dans la gamme d'énergie allant de la centaine de keV à plusieurs MeV. La source de diffusion Compton contre-propagative a un très grand potentiel dans cette gamme d'énergie, avec la perspective de produire du rayonnement quasi-monochromatique dont la longueur d'onde est accordable, avec une brillance élevée. De plus, avec les futures installations laser de très haute puissance, comme par exemple le laser Apollon (150 J, 15 fs), il sera possible d'accélérer des électrons jusqu'à la dizaine de GeV et de produire du rayonnement bétatron très intense dans la gamme du MeV et au delà, avec un spectre large, une durée femtoseconde et une taille de source micrométrique. Ces sources de rayonnement γ brillantes ouvrent des perspectives pour des applications en physique nucléaire, pour la production et la détection de radio-isotopes à partir de réactions photo-nucléaires, et pour l'imagerie de la matière dense.

Une perspective majeure pour les accélérateurs laser-plasma réside dans la réalisation d'un laser à électrons libres compact dans la gamme du keV. Il s'agit de coupler un accélérateur laser-plasma avec des onduleurs conventionnels, en transportant le faisceau d'électrons à l'aide de quadrupôles. Ces onduleurs ayant une période de l'ordre du centimètre, il est nécessaire d'avoir un accélérateur laser-plasma produisant des électrons d'énergie supérieure au GeV pour générer du rayonnement atteignant la gamme d'énergie du keV. Cela nécessite typiquement des systèmes laser ayant une puissance comprise entre 100 TW et 1 PW. Les conditions nécessaires au mécanisme du laser à électrons libres sont cependant extrêmement contraignantes : il faut avoir une très faible dispersion relative en énergie, inférieure au %, voir de l'ordre de 10^{-3} . Le développement d'accélérateurs laser-plasma dans la gamme du GeV avec des dispersions en énergie inférieure au % est donc essentiel dans ce domaine de recherche. Il faudra également optimiser le système de transport des électrons, entre la sortie de l'accélérateur laser-plasma et l'entrée des onduleurs. En effet, les premières études ont montré qu'il est très difficile de préserver l'émittance transverse et la durée du paquet d'électrons au cours de son transport ; il est nécessaire de développer des systèmes de transport compacts pour remédier à ce problème. La démonstration expérimentale d'un laser à électrons libres basé sur l'accélération laser-plasma serait une avancée considérable pour les sources de rayonnement X ; elle ouvrirait la voie à des

installations compactes permettant de produire du rayonnement X cohérent et ultracourt, avec une brillance extrêmement élevée.

Les diagnostics bétatrons de l'interaction laser-plasma relativiste qui ont été développés pendant mon doctorat seront particulièrement importants pour les expériences qui utiliseront les futures installations laser de très haute puissance. Couplés avec le diagnostic de rayonnement de transition [70, 120], qui permet d'avoir des informations sur la structure temporelle du paquet d'électrons et sur sa durée, ils permettront de tendre vers une description complète et précise de l'interaction et ouvriront la voie à des études subtiles et passionnantes, qui mèneront j'en suis sûr à des observations inattendues. Ces diagnostics bétatrons pourraient également être très utiles dans le contexte de l'accélération plasma par paquet de particules [116]. Dans ces expériences, où un premier paquet d'électrons excite un sillage plasma et un deuxième paquet d'électrons est accéléré par ce sillage [121], les diagnostics bétatrons permettront d'avoir des informations sur la dynamique transverse du second paquet dans le sillage.

ANNEXE

A. NOTATIONS, RELATIONS UTILES ET ORDRES DE GRANDEUR

Dans cette annexe, les différentes notations, reprises dans plusieurs chapitres de ce manuscrit, sont résumées dans la table [A.1](#). Des relations utiles pour estimer les grandeurs caractéristiques de l'interaction laser-plasma et des sources de rayonnement X discutées dans ce manuscrit, le rayonnement bétatron et la diffusion Compton contre-propagative, sont également données (voir table [A.2](#)). Enfin, les ordres de grandeur des paramètres des sources de rayonnement bétatron et Compton sont présentés dans la table [A.3](#), pour des installations laser disposant typiquement de 10 – 100 TW avec des durées d'impulsion de quelques dizaines de fs.

Tab. A.1: Liste des notations reprises dans plusieurs chapitres de ce manuscrit.

Vitesse d'un électron :	\mathbf{v}
Vitesse normalisée :	$\boldsymbol{\beta} = \mathbf{v}/c$
Facteur relativiste d'un électron :	$\gamma = (1 - \boldsymbol{\beta}^2)^{-1/2}$
Impulsion usuelle d'un électron :	$\mathbf{p} = \gamma m \mathbf{v}$
Impulsion usuelle normalisée :	$\mathbf{u} = \mathbf{p}/mc$
Potentiel scalaire du champ électromagnétique :	V
Potentiel vecteur du champ électromagnétique :	\mathbf{A}
Impulsion canonique d'un électron :	$\mathbf{P} = \mathbf{p} - e\mathbf{A}$
Impulsion canonique normalisée :	$\mathbf{U} = \mathbf{P}/mc$
Potentiel scalaire normalisé :	$\phi = eV/mc^2$
Potentiel vecteur normalisé :	$\mathbf{a} = e\mathbf{A}/mc$
Amplitude du vecteur potentiel normalisé :	a_0
Intensité laser :	I
Longueur d'onde centrale de l'impulsion laser :	λ_L
Densité électronique du plasma :	$n(\mathbf{r}, t)$
Densité électronique moyenne du plasma :	n_0
Fréquence plasma :	$\omega_p = (n_0 e^2 / m \epsilon_0)^{1/2}$
Vitesse de phase de l'onde plasma :	v_p
Facteur relativiste associé à v_p :	$\gamma_p = (1 - v_p^2)^{-1/2}$
Axe de propagation (laser ou électron) :	z
Coordonnées transverses :	$\zeta = x, y$
Coordonnée radiale transverse :	$r = (x^2 + y^2)^{1/2}$
Coordonnée comobile :	$\xi = z - v_p t$
Rayon de la cavité dans le modèle de la bulle :	r_b
Waist de l'impulsion laser :	w_0
Longueur de déphasage :	L_d
Fréquence des oscillations bétatrons :	$\omega_\beta \simeq \sqrt{2} \gamma \omega_p$
Moment angulaire suivant z d'un électron :	$L_z = xp_y - yp_x$
Puissance rayonnée par un électron :	P
Énergie rayonnée par un électron :	W
Période de l'oscillation transverse :	λ_u
Amplitude de l'oscillation transverse :	x_0
Paramètre de force de l'oscillation transverse :	$K = 2\pi \gamma x_0 / \lambda_u$
Facteur relativiste suivant z :	$\gamma_z = (1 - \overline{\beta}_z^2)^{-1/2}$
Fréquence fondamentale du rayonnement :	ω
Longueur d'onde fondamentale du rayonnement :	$\lambda = 2\pi c / \omega$
Fréquence critique du rayonnement :	ω_c
Nombre de période d'oscillations transverses :	N
Nombre de photons émis :	N_γ
Nombre d'électrons :	N_e
Charge du paquet d'électrons :	$Q = N_e e$
Énergie d'un électron :	$E = \gamma mc^2$

Tab. A.2: Quelques relations utiles pour estimer les grandeurs caractéristiques de l'interaction laser-plasma et des sources de rayonnement X.

Laser et plasma	
Amplitude normalisée de l'impulsion laser :	$a_0 = 0.855 \sqrt{I [10^{18} \text{ W.cm}^{-2}]} \lambda_L [\mu\text{m}]$
Longueur d'onde plasma :	$\lambda_p [\mu\text{m}] = 2\pi c / \omega_p = 3.34 \times 10^{10} / \sqrt{n_0 [\text{cm}^{-3}]}$
Rayonnement	
Fréquence fondamentale du rayonnement :	$\omega = 2\gamma^2 \times 2\pi c / \lambda_u / (1 + K^2/2)$
Fréquence critique du rayonnement pour un « wiggler » ($K \gg 1$) :	$\omega_c = K \times \frac{3}{2} \gamma^2 \times 2\pi c / \lambda_u$
Divergence caractéristique pour un onduleur ($K < 1$) :	$1/\gamma$
Angle moitié de la divergence pour un « wiggler » ($K \gg 1$) :	K/γ
Nombre de photons émis par électron et par période, pour un onduleur ($K < 1$) :	$1.53 \times 10^{-2} K^2$
pour un « wiggler » ($K \gg 1$) :	$3.31 \times 10^{-2} K$
Propriétés de la source bêta-tron	
Période d'oscillation :	$\lambda_u = \sqrt{2\gamma} \lambda_p$ $\lambda_u [\mu\text{m}] = 4.72 \times 10^{10} \sqrt{\gamma / n_0 [\text{cm}^{-3}]}$
Paramètre de force :	$K = \sqrt{\gamma/2} k_p x_0$ $K = 1.33 \times 10^{-10} \sqrt{\gamma n_0 [\text{cm}^{-3}]} x_0 [\mu\text{m}]$
Énergie fondamentale du rayonnement ($K \ll 1$) :	$\hbar\omega [\text{eV}] = 5.25 \times 10^{-11} \gamma^{3/2} \sqrt{n_0 [\text{cm}^{-3}]}$
Énergie critique du rayonnement ($K \gg 1$) :	$\hbar\omega_c [\text{eV}] = 5.24 \times 10^{-21} \gamma^2 n_0 [\text{cm}^{-3}] x_0 [\mu\text{m}]$
Propriétés de la source Compton	
Période d'oscillation :	$\lambda_u = \lambda_L / 2$
Paramètre de force :	$K = a_0$ $K = 0.855 \sqrt{I [10^{18} \text{ W.cm}^{-2}]} \lambda_L [\mu\text{m}]$
Énergie fondamentale du rayonnement ($K \ll 1$) :	$\hbar\omega [\text{eV}] = 4.96 \gamma^2 / \lambda_L [\mu\text{m}]$
Énergie critique du rayonnement ($K \gg 1$) :	$\hbar\omega_c [\text{eV}] = 3.18 \gamma^2 \sqrt{I [10^{18} \text{ W.cm}^{-2}]}$

Tab. A.3: Ordres de grandeur des paramètres caractérisant les sources de rayonnement bétatron et Compton, pour des installations laser disposant typiquement de 10 – 100 TW avec des durées d'impulsion de quelques dizaines de fs.

Paramètres typiques de la source bétatron	
Densité électronique du plasma :	$n_0 \sim 2 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$
Facteur γ des électrons :	$\gamma \sim 200$ ($\sim 100 \text{ MeV}$)
Période d'oscillation :	$\lambda_u \sim 150 \mu\text{m}$
Amplitude des oscillations transverses :	$x_0 \sim 1 \mu\text{m}$
Paramètre de force :	$K \sim 8$
Énergie critique du rayonnement :	$\hbar\omega_c \sim 4 \text{ keV}$
Divergence typique :	$\sim 40 \text{ mrad}$
Nombre d'oscillations :	$N \sim 3$
Nombre d'électrons :	$N_e \sim 10^9$
Nombre de photons émis :	$N_\gamma \sim 10^9$
Paramètres typiques de la source Compton	
Longueur d'onde du laser contre-propagatif :	$\lambda_L = 0.8 \mu\text{m}$
Amplitude du laser contre-propagatif :	$a_0 \sim 1$
Facteur γ des électrons :	$\gamma \sim 200$ ($\sim 100 \text{ MeV}$)
Période d'oscillation :	$\lambda_u = 0.4 \mu\text{m}$
Paramètre de force :	$K \sim 1$
Énergie fondamentale du rayonnement :	$\hbar\omega \sim 150 \text{ keV}$
Divergence typique :	$\sim 5 \text{ mrad}$
Nombre d'oscillations :	$N \sim 10$
Nombre d'électrons :	$N_e \sim 10^9$
Nombre de photons émis :	$N_\gamma \sim 10^8$

B. LISTE DE PUBLICATIONS

Dans cette annexe figure ma liste de publications, ainsi qu'une sélection des articles les plus représentatifs de mon travail de doctorat.

- **Imaging Electron Trajectories in a Laser-Wakefield Cavity Using Betatron X-Ray Radiation**
K. Ta Phuoc, S. Corde, R. Shah, F. Albert, R. Fitour, J. P. Rousseau, F. Burgy, B. Mercier, and A. Rousse, *Phys. Rev. Lett.* **97**, 225002 (2006).
- **Analysis of wakefield electron orbits in plasma wiggler**
K. Ta Phuoc, S. Corde, R. Fitour, R. Shah, F. Albert, J. P. Rousseau, F. Burgy, A. Rousse, V. Seredov, and A. Pukhov, *Phys. Plasmas* **15**, 073106 (2008).
- **Full characterization of a laser-produced keV x-ray betatron source**
F. Albert, K. Ta Phuoc, R. Shah, S. Corde, R. Fitour, A. Tafzi, F. Burgy, D. Douillet, T. Lefrou, and A. Rousse, *Plasma Phys. Control. Fusion* **50**, 124008 (2008).
- **Femtosecond coherent pulses in the keV range from inner-shell transitions pumped by a betatron source**
M. Ribière, S. Jacquemot, S. Sebban, S. Corde, K. Ta Phuoc, C. Valentin, J. Gautier, P. Zeitoun, G. Lambert, F. Tissandier, and A. Rousse, *Appl. Phys. B* **101**, 753 (2010).
- **Demonstration of the synchrotron-type spectrum of laser-produced Betatron radiation**
S. Fourmaux, S. Corde, K. Ta Phuoc, P. M. Leguay, S. Payeur, P. Lassonde, S. Gnedyuk, G. Lebrun, C. Fourment, V. Malka, S. Sebban, A. Rousse, and J. C. Kieffer, *New J. Phys.* **13**, 033017 (2011).
[arXiv:1104.2243](#) [physics.plasm-ph]
- **Plasma wave undulator for laser-accelerated electrons**
S. Corde and K. Ta Phuoc, *Phys. Plasmas* **18**, 033111 (2011).
[arXiv:1104.2186](#) [physics.plasm-ph]
- **Comment on “Scalings for radiation from plasma bubbles” [Phys. Plasmas 17, 056708 (2010)]**
S. Corde, A. Stordeur, and V. Malka, *Phys. Plasmas* **18**, 034701 (2011).
[arXiv:1104.2449](#) [physics.plasm-ph]
- **Single shot phase contrast imaging using laser-produced Betatron x-ray beams**
S. Fourmaux, S. Corde, K. Ta Phuoc, P. Lassonde, G. Lebrun, S. Payeur, F. Martin, S. Sebban, V. Malka, A. Rousse, and J. C. Kieffer, *Opt. Lett.* **36**, 2426 (2011).
[arXiv:1106.4484](#) [physics.plasm-ph]

- **Compact and high-quality gamma-ray source applied to 10 μm -range resolution radiographies**
A. Ben-Ismaïl, O. Lundh, C. Rechatin, J. K. Lim, J. Faure, S. Corde, and V. Malka, *Appl. Phys. Lett.* **98**, 264101 (2011).
- **Mapping the X-Ray Emission Region in a Laser-Plasma Accelerator**
S. Corde, C. Thaury, K. Ta Phuoc, A. Lifschitz, G. Lambert, J. Faure, O. Lundh, E. Benveniste, A. Ben-Ismaïl, L. Arantchuk, A. Marciniak, A. Stordeur, P. Brijesh, A. Rousse, A. Specka, and V. Malka, *Phys. Rev. Lett.* **107**, 215004 (2011).
[arXiv:1104.2451 \[physics.plasm-ph\]](#)
- **Controlled Betatron X-Ray Radiation from Tunable Optically Injected Electrons**
S. Corde, K. Ta Phuoc, R. Fitour, J. Faure, A. Tafzi, J. P. Goddet, V. Malka, and A. Rousse, *Phys. Rev. Lett.* **107**, 255003 (2011).
[arXiv:1106.4335 \[physics.plasm-ph\]](#)
- **All-optical Compton gamma-ray source**
K. Ta Phuoc, S. Corde, C. Thaury, V. Malka, A. Tafzi, J. P. Goddet, R. C. Shah, S. Sebban, and A. Rousse, *Nature Photon.* **advance online publication**, 10.1038/nphoton.2012.82 (2012).
- **Femtosecond X-rays from Laser-Plasma Accelerators**
S. Corde, K. Ta Phuoc, A. Beck, G. Lambert, R. Fitour, E. Lefebvre, V. Malka, and A. Rousse, *Soumis à Rev. Mod. Phys.* (2012).
- **Tuning the electron energy by controlling the density perturbation position in laser plasma accelerators**
P. Brijesh, C. Thaury, K. Ta Phuoc, S. Corde, G. Lambert, S. P. D. Mangles, M. Bloom, S. Kneip, and V. Malka, *Soumis à Phys. Plasmas* (2012).
[arXiv:1201.1252 \[physics.plasm-ph\]](#)

Demonstration of the synchrotron-type spectrum of laser-produced Betatron radiation

S Fourmaux^{1,4}, S Corde², K Ta Phuoc², P M Leguay¹, S Payeur¹,
P Lassonde¹, S Gnedyuk¹, G Lebrun¹, C Fourment³, V Malka²,
S Sebban², A Rousse² and J C Kieffer¹

¹ INRS-EMT, Université du Québec, 1650 Lionel Boulet, Varennes J3X 1S2, Québec, Canada

² Laboratoire d'Optique Appliquée, ENSTA ParisTech—CNRS UMR7639—École Polytechnique ParisTech, Chemin de la Hunière, Palaiseau F-91761, France

³ Centre Lasers Intenses et Applications (CELIA), Université de Bordeaux-CNRS-CEA, Talence F-33405, France

E-mail: fourmaux@emt.inrs.ca

New Journal of Physics **13** (2011) 033017 (8pp)

Received 13 September 2010

Published 9 March 2011

Online at <http://www.njp.org/>

doi:10.1088/1367-2630/13/3/033017

Abstract. Betatron x-ray radiation in laser–plasma accelerators is produced when electrons are accelerated and wiggled in the laser-wakefield cavity. This femtosecond source, producing intense x-ray beams in the multi-kiloelectronvolt (keV) range, has been observed at different interaction regimes using a high-power laser from 10 to 100 TW. However, none of the spectral measurements carried out were at sufficient resolution, bandwidth and signal-to-noise ratio to precisely determine the shape of spectra with a single laser shot in order to avoid shot-to-shot fluctuations. In this paper, the Betatron radiation produced using a 80 TW laser is characterized by using a single photon counting method. We measure in a single shot spectra from 8 to 21 keV with a resolution better than 350 eV. The results obtained are in excellent agreement with theoretical predictions and demonstrate the synchrotron-type nature of this radiation mechanism. The critical energy is found to be $E_c = 5.6 \pm 1$ keV for our experimental conditions. In addition, the features of the source at this energy range open up novel opportunities for applications in time-resolved x-ray science.

⁴ Author to whom any correspondence should be addressed.

A femtosecond x-ray beam, called Betatron, can be produced by focusing an intense femtosecond laser pulse at relativistic intensities, of the order of 10^{18} – 10^{19} W cm⁻², onto a gas jet target. Interacting with the quasi-instantaneously created under-dense plasma, the laser pulse excites a wakefield in which electrons can be trapped and accelerated to high energies in short distances [1]–[5]. These electrons perform Betatron oscillations across the propagation axis, and emit x-ray photons [6]–[10] (radiation from accelerating charged particles). The Betatron radiation consists of a broadband x-ray beam, collimated within tens of mrad, with a femtosecond duration [11].

Over the past few years, several experiments have been dedicated, at different laser facilities, to the characterization of Betatron radiation. Even if the origin of the radiation was clearly identified, its spectrum has never been precisely determined. This information is, however, crucial to improve our knowledge of the physical mechanisms driving the source, identify the electrons participating in the emission and determine the most appropriate routes for its development. In addition, for any potential application, the precise shape of the spectrum must be known.

So far, spectra estimations were done either based on the measurement of the transmission through an array of filters or by using the diffraction from crystals. The use of filters is the most elementary method and allows a single shot measurement. The results obtained using this method are generally fitted to the synchrotron distribution theoretically predicted [12]–[15]. However, this relies on the assumption that the spectrum is synchrotron-like and cannot give any deviation from such distribution, or details of the structure of the spectrum. When the Bragg diffraction from a crystal is used, the resolution is important but the characterization range is limited to about 1–3 keV [16] and the measurement requires an accumulation over about ten laser shots for each energy point. Consequently, this method is very sensitive to the strong fluctuations of the Betatron spectrum and can only provide a mean spectrum of the source. To overcome the limitations of the preceding methods, photon counting can be a relevant method. For a sufficiently intense source and an appropriate experimental setup, we will show that it can provide a single shot measurement of the source over a large bandwidth. A photon-counting-based measurement of the Betatron source has recently been used in the range 1–9 keV and a continuous spectrum was observed, but its structure was not revealed because it was not deconvoluted by the filter transmission and the charged-coupled device (CCD) response [17, 18].

In this paper, we present single shot photon counting measurements of the Betatron x-ray radiation spectrum in the 8–21 keV energy range with a resolution better than 350 eV. Thanks to this method, the results demonstrate the synchrotron-type nature of the Betatron radiation and its direct correlation with the accelerated electron energy spectrum, which was simultaneously measured. In the experiment presented, the Betatron radiation was produced at the interaction of a 80 TW/30 fs laser pulse with a gas jet target density of the order of 10^{18} – 10^{19} cm⁻³. We will show that the experimental spectrum fits a synchrotron distribution of critical energy $E_c = 5.6 \pm 1$ keV.

In a laser–plasma accelerator, electrons are both accelerated longitudinally and wiggled transversely by the electromagnetic wakefields. The transverse oscillation is nearly sinusoidal at the Betatron frequency $\omega_\beta = \omega_p / \sqrt{2\gamma}$ [6, 7], where γ is the relativistic factor of the electron and $\omega_p = (n_e e^2 / m_e \epsilon_0)^{1/2}$ the plasma frequency, with n_e the electron density, e the electron charge and m_e the electron mass. Due to this oscillatory motion, radiation is emitted with properties depending on the strength parameter $K = r_\beta k_p \sqrt{\gamma/2}$ (r_β is the Betatron transverse amplitude

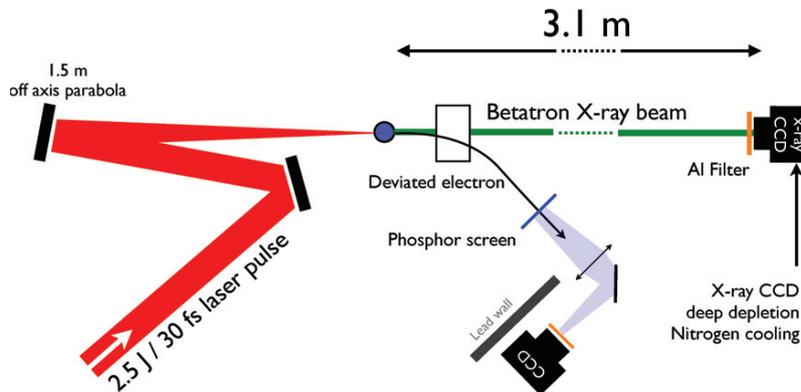


Figure 1. Schematic diagram of the experimental setup for electron acceleration and Betatron x-ray generation.

of motion and $k_p = \omega_p/c$), on the Betatron frequency ω_β and on the electron energy $\mathcal{E} = \gamma mc^2$. For $K \ll 1$, the on-axis radiation spectrum is nearly monochromatic at the fundamental frequency $\omega = 2\gamma^2\omega_\beta/(1 + K^2/2)$. As $K \rightarrow 1$, harmonics of the fundamental start to appear in the spectrum, and for $K \gg 1$, the spectrum contains many closely spaced harmonics and extends up to a critical frequency $\omega_c = 3K\gamma^2\omega_\beta/2$. Experimental data [9, 10], [12]–[14] have shown that Betatron oscillations occur in the wiggler regime, $K \gg 1$. In this latter regime, for a single electron with constant parameters K , ω_β and γ , the integrated radiation spectrum is similar to the synchrotron spectrum, which is given by $dI/d\omega \propto S(x = \omega/\omega_c) = \int_x^\infty K_{5/3}(\xi) d\xi$, where $K_{5/3}$ is a modified Bessel function of the second kind. But because electrons are accelerating with changing parameters and because different electrons may have different parameters, a Betatron spectrum is probably more correctly described by a sum of synchrotron distributions [19].

The experiment has been performed at the Advanced Laser Light source (ALLS) facility at INRS-EMT [20], using a titanium-doped sapphire (Ti:sapphire) laser operating at 10 Hz with a central wavelength of 800 nm in chirped-pulse amplification mode. The ALLS laser system delivered 2.5 J of energy on the target with a full-width at half-maximum (FWHM) duration of 30 fs (80 TW) and linear polarization. The experimental setup for electron acceleration and Betatron x-ray generation is presented in figure 1. The laser pulse was focused by an $f = 1.5$ m off-axis parabolic mirror onto a supersonic helium gas jet. In the focal plane, the FWHM spot size was $24 \mu\text{m}$ and the encircled energy in this FWHM spot size was 30% of the total energy. This corresponds to an initial laser intensity of $3 \times 10^{18} \text{ W cm}^{-2}$ and a normalized vector potential amplitude of $a_0 = eA_0/m_e c = 1.2$. The gas jet density profile was characterized by interferometry [21]. In this experiment, we used a 3 mm diameter helium gas jet whose density profile has a well-defined 2.1-mm-long electron density plateau of $n_e = 5.4 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$.

The electron beam produced in the interaction was measured with a spectrometer consisting of a permanent dipole magnet (1.1 T over 10 cm) that deflects electrons depending on their energy and a Lanex phosphor screen to convert a fraction of the electron energy into 546 nm light imaged by a CCD camera [22]. Three typical raw electron spectra recorded in the experiment are displayed in figure 2. This shows that electrons are accelerated up to approximately 200 MeV, and that transverse structures are present in the raw spectra (correlation between energy and exit angle), which are reminiscent of the Betatron motion in the laser–plasma accelerator [23].

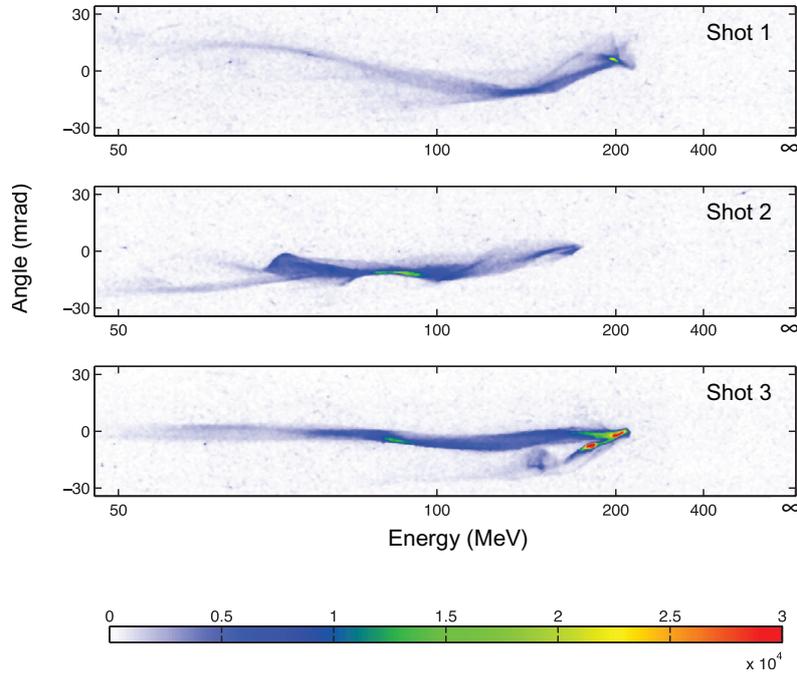


Figure 2. Three typical raw electron spectra (shots 1–3). Horizontal axis, electron energy; vertical axis, exit angle; color scale, number of counts. The latter gives an indication of the beam charge.

X-rays produced by the accelerated electrons were measured using a deep-depletion x-ray CCD (model PI-LCX:1300 cooled with liquid nitrogen), with 1340×1300 imaging pixels of size $20 \mu\text{m} \times 20 \mu\text{m}$. The x-ray CCD was directly connected and vacuum pumped via the interaction chamber. The quantum efficiency extended well above 20 keV, allowing us to count x-ray photons beyond 10 keV. First, we placed the x-ray CCD close to the x-ray source (distance of 1.2 m) in order to measure the x-ray angular profile. Typical measured angular spreads of the x-ray beams were of the order of 20 mrad (FWHM). Using an array of aluminum filters of different thicknesses (4, 34, 64 and $124 \mu\text{m}$), the measurement of the transmission through each filter can be used to fit for the best synchrotron distribution reproducing the data. Using the synchrotron distribution $S(\omega/\omega_c)$ defined above, we obtained a best fit for $E_c = \hbar\omega_c = 5.7 \text{ keV}$. However, this method is very imprecise and does not allow us to obtain any details of the x-ray spectrum or any deviation from a unique synchrotron distribution.

A precise measurement of the x-ray spectrum can be achieved by photon counting [24, 25]. The CCD camera is composed of 1340×1300 pixels, i.e. 1 740 000 independent detectors, and a single photon detected by one of these detectors gives the number of counts (analog to digital converter (ADC) unit), which is proportional to its energy: $N_c = \alpha \hbar\omega$, where N_c is the number of counts and $\hbar\omega$ the photon energy. For our ADC settings, we obtained $\alpha = 0.11$ count per eV by calibrating the x-ray CCD using K_α lines emitted in laser–solid interaction and using the Betatron x-ray beam passing through a Cu filter, which has a sharp cut-off at 8.98 keV. If the number of photons per pixel is small compared to one, piling events (several photons detected on a single pixel) can be neglected and the measurement of the x-ray spectrum becomes possible. A single photon leads to the formation of an electron cloud

in the silicon layer of the CCD chip, which can spread over several neighboring pixels. This phenomenon has to be taken into account in the data analysis. We used a first algorithm able to detect events spreading over a few pixels (multi-pixel event, MPE) and a second algorithm that only takes into account non-spreading events in which the electron cloud is detected on only one pixel (single-pixel event, SPE). For an MPE, the photon energy can be recovered by summing the number of counts over all pixels of the event. However, we found that the MPE algorithm had a lower energy resolution and was more sensitive to piling events than the SPE algorithm. On the other hand, to recover the experimental spectrum from the SPE method, it is necessary to know the probability that a single photon yields a single-pixel event, $k1(\hbar\omega)$, which depends on the photon energy $\hbar\omega$. This function was obtained from a simulation modeling our CCD response and providing $k1(\hbar\omega)$ [25]. The experimental spectrum is then recovered by

$$\frac{dN_X}{d(\hbar\omega)} = \frac{a}{k1(\hbar\omega)QE(\hbar\omega)T(\hbar\omega)} \frac{dN_c}{d(\hbar\omega)} \times \frac{dN_{\text{SPE}}}{dN_c}, \quad (1)$$

where dN_{SPE}/dN_c is the number of single-pixel events for each number of counts obtained from the SPE algorithm, $dN_c/d(\hbar\omega) = \alpha = 0.11 \text{ count eV}^{-1}$, $QE(\hbar\omega)$ is the CCD quantum efficiency, $T(\hbar\omega)$ is the transmission of the filters placed before the CCD, a is a numerical factor and $dN_X/d(\hbar\omega)$ is the number of photons per unit energy (in eV^{-1}). The numerical factor a comes from the fact that many SPE photons are not analyzed by the algorithm because they are superposed or situated next to other photons. This factor a is obtained by requiring that the spectrum $dN_X/d(\hbar\omega)$ leads to the correct total number of counts in the CCD image. It should be noted that contrary to [17], the studied energy range does not contain any edge or line emission, making the analysis easier. In the present work, the energy range is limited to low energy by the Al filter thickness used to reduce the number of photons on the CCD camera. The energy range could be extended to lower energies by setting the detector farther away.

In order to operate in photon counting mode, we placed the x-ray CCD at a distance of 3.1 m from the source, as shown in figure 1, and we attenuated the signal using an Al filter with a thickness of 274 μm . We collected photons in a solid angle of $\Omega = 7.3 \times 10^{-5} \text{ sr}$ around the propagation axis.

Figure 3 displays the measured experimental spectra of Betatron x-rays by photon counting corresponding to each laser shot whose electron energy spectra have already been shown in figure 2. The estimated energy resolution is better than 350 eV. A fit of the experimental measurements by a synchrotron distribution (of the type $S(\omega/\omega_c)$ as defined above) is also shown for each laser shot. The best fit was, respectively, obtained with a synchrotron distribution of critical energy $E_c = \hbar\omega_c = 8.5 \text{ keV}$, $E_c = \hbar\omega_c = 3.2 \text{ keV}$ and $E_c = \hbar\omega_c = 6.6 \text{ keV}$ (shots 1–3).

Since both the electron and x-ray photon spectra are simultaneously obtained in a single laser shot, they can be correlated. If we consider shot 1 shown both in figures 2 and 3, we observe important Betatron oscillations combined with a high electron charge at 200 MeV. This is well correlated with a high critical energy ($E_c = \hbar\omega_c = 8.5 \text{ keV}$) and a large number of photons (more than 10^8 photons/0.1% bandwidth/sr/shot). For shot 2, the maximum electron charge is well below 200 MeV and the Betatron oscillations are small compared with shot 1. This is well correlated with the small critical energy $E_c = \hbar\omega_c = 3.2 \text{ keV}$.

Figure 4 displays the measured experimental spectrum of Betatron x-rays averaged over ten successive shots. As the x-ray beam has a pointing fluctuation of the order of the beam size, it can be regarded as an averaged spectrum over angles. The average also allows us to give

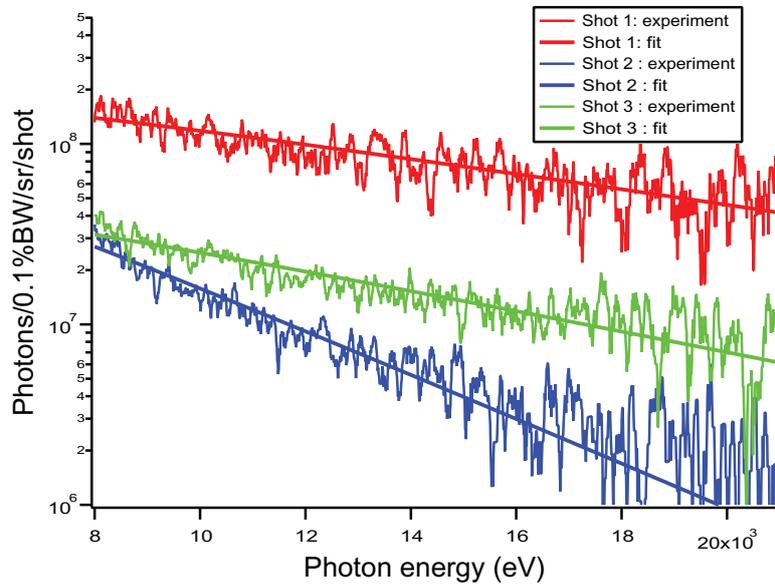


Figure 3. Spectra of Betatron x-rays obtained from photon counting, for laser shots 1 (red), 2 (green) and 3 (blue) corresponding to the electron spectra given in figure 2, and the best fit with a synchrotron distribution for each laser shot.

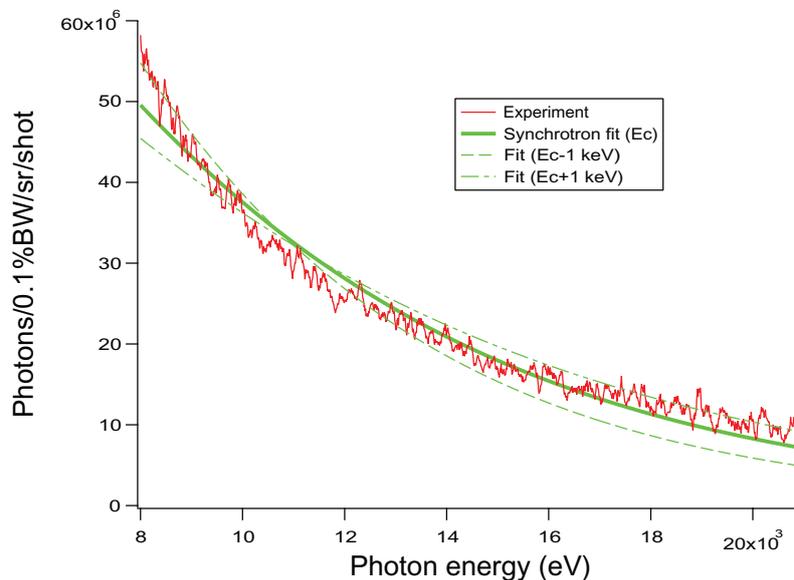


Figure 4. Spectrum of Betatron x-rays obtained from photon counting, averaged over ten shots (red line), and the best fit to a synchrotron distribution of critical energy $E_c = \hbar\omega_c = 5.6$ keV (green line). We illustrate the precision over the critical energy determination by showing the synchrotron distribution corresponding to $E_c = \hbar\omega_c = 5.6 \pm 1$ keV (green dashed lines).

a typical spectrum (since shot-to-shot fluctuations are important) and to improve the signal-to-noise ratio. A fit of the experimental measurement by a synchrotron distribution (of the type $S(\omega/\omega_c)$ as defined above) is also shown. The best fit was obtained with a synchrotron distribution of critical energy $E_c = \hbar\omega_c = 5.6$ keV. The measurement precision over the critical energy is ± 1 keV.

In conclusion, we have presented a single shot and large spectral range characterization of laser-produced Betatron radiation. In this experiment, the source produced 3.6×10^7 and 1.1×10^7 photons/0.1% bandwidth/sr/shot at 10 and 20 keV, respectively. The result shows unambiguously that the single-shot experimental spectra fit synchrotron distributions. The averaged spectrum has a best fit for $E_c = 5.6 \pm 1$ keV. The high critical energy obtained in these experiments demonstrates the potential of this x-ray source for diffraction and imaging applications. It also shows the interest for the 100 TW scale laser system to go beyond the 10 Hz repetition rate in order to increase the x-ray source average brightness.

Acknowledgments

We thank the ALLS technical team for their support, namely M O Bussière, J Maltais, C Morissette, L Pelletier, F Poitras, P L Renault and C Sirois. The ALLS facility has been funded by the Canadian Foundation for Innovation (CFI). This work was funded by NSERC, the Canada Research Chair program and Ministère de l'Éducation du Québec. We acknowledge support from Agence Nationale pour la Recherche through the COKER project ANR-06-BLAN-0123-01.

References

- [1] Tajima T and Dawson J M 1979 Laser electron accelerator *Phys. Rev. Lett.* **43** 267–70
- [2] Pukhov A and Meyer-Ter-Vehn J 2002 Laser wake field acceleration: the highly nonlinear broken-wave regime *Appl. Phys. B* **74** 355–61
- [3] Geddes C G R, Toth C, van Tilborg J, Esarey E, Schroeder C B, Bruhwiler D, Nieter C, Cary J and Leemans W P 2004 High-quality electron beams from a laser wakefield accelerator using plasma-channel guiding *Nature* **431** 538–41
- [4] Mangles S P D *et al* 2004 Monoenergetic beams of relativistic electrons from intense laser-plasma interactions *Nature* **431** 535–8
- [5] Faure J, Glinec Y, Pukhov A, Kiselev S, Gordienko S, Lefebvre E, Rousseau J P, Burgy F and Malka V 2004 A laser-plasma accelerator producing monoenergetic electron beams *Nature* **431** 541–4
- [6] Esarey E, Shadwick B A, Catravas P and Leemans W P 2002 Synchrotron radiation from electron beams in plasma-focusing channels *Phys. Rev. E* **65** 056505
- [7] Kostyukov I, Kiselev S and Pukhov A 2003 X-ray generation in an ion channel *Phys. Plasmas* **10** 4818–28
- [8] Kiselev S, Pukhov A and Kostyukov I 2004 X-ray generation in strongly nonlinear plasma waves *Phys. Rev. Lett.* **93** 135004
- [9] Rousse A 2004 Production of a keV x-ray beam from synchrotron radiation in relativistic laser-plasma interaction *Phys. Rev. Lett.* **93** 135005
- [10] Phuoc Ta K, Corde S, Shah R, Albert F, Fitour R, Rousseau J P, Burgy F, Mercier B and Rousse A 2006 Imaging electron trajectories in a laser-wakefield cavity using betatron x-ray radiation *Phys. Rev. Lett.* **97** 225002
- [11] Phuoc Ta K *et al* 2007 Demonstration of the ultrafast nature of laser produced betatron radiation *Phys. Plasmas* **14** 080701

- [12] Kneip S *et al* 2008 Observation of synchrotron radiation from electrons accelerated in a petawatt-laser-generated plasma cavity *Phys. Rev. Lett.* **100** 105006
- [13] Kneip S *et al* 2009 Comparative study of betatron radiation from laser-wakefield and direct-laser accelerated bunches of relativistic electrons *Proc. SPIE 7359: Harnessing Relativistic Plasma Waves as Novel Radiation Sources from Terahertz to X-Rays and Beyond*
- [14] Mangles S P D *et al* 2009 Controlling the spectrum of x-rays generated in a laser-plasma accelerator by tailoring the laser wavefront *Appl. Phys. Lett.* **95** 181106
- [15] Kneip S *et al* 2010 Bright spatially coherent synchrotron x-rays from a table-top source *Nat. Phys.* **6** 980–3
- [16] Albert F, Shah R, Phuoc Ta K, Fitour R, Burgy F, Rousseau J P, Tafzi A, Douillet D, Lefrou T and Rousseau A 2008 Betatron oscillations of electrons accelerated in laser wakefields characterized by spectral x-ray analysis *Phys. Rev. E* **77** 056402
- [17] Thorn D B *et al* 2010 Spectroscopy of betatron radiation emitted from laser-produced wakefield accelerated electrons *Rev. Sci. Instrum.* **81** 10E325
- [18] Plateau G R *et al* 2010 X-ray emission from electron betatron motion in a laser-plasma accelerator *Proc. Advanced Accelerator Concept: 14th Workshop* p 139
- [19] Thomas A G R 2010 Scalings for radiation from plasma bubbles *Phys. Plasmas* **17** 056708
- [20] Fourmaux S, Payeur S, Alexandrov A, Serbanescu C, Martin F, Ozaki T, Kudryashov A and Kieffer J C 2008 Laser beam wavefront correction for ultra high intensities with the 200 TW laser system at the advanced laser light source *Opt. Exp.* **16** 11987–94
- [21] Malka V, Coulaud C, Geindre J P, Lopez V, Najmudin Z, Neely D and Amiranoff F 2000 Characterization of neutral density profile in a wide range of pressure of cylindrical pulsed gas jets *Rev. Sci. Instrum.* **71** 2329–33
- [22] Glinec Y, Faure J, Guemnie-Tafo A, Malka V, Monard H, Larbre J P, De Waele V, Marignier J L and Mostafavi M 2006 Absolute calibration for a broad range single shot electron spectrometer *Rev. Sci. Instrum.* **77** 103301
- [23] Glinec Y, Faure J, Lifschitz A, Vieira J M, Fonseca R A, Silva L O and Malka V 2008 Direct observation of betatron oscillations in a laser-plasma electron accelerator *Europhys. Lett.* **81** 64001
- [24] Maddox B R, Park H S, Remington B A and McKernan M 2008 Calibration and characterization of single photon counting cameras for short-pulse laser experiments *Rev. Sci. Instrum.* **79** 10E924
- [25] Fourment C, Arazam N, Bonte C, Caillaud T, Descamps D, Dorchies F, Harmand M, Hulin S, Petit S and Santos J J 2009 Broadband, high dynamics and high resolution charge coupled device-based spectrometer in dynamic mode for multi-keV repetitive x-ray sources *Rev. Sci. Instrum.* **80** 083505

Single shot phase contrast imaging using laser-produced Betatron x-ray beams

S. Fourmaux,^{1,*} S. Corde,² K. Ta Phuoc,² P. Lassonde,¹ G. Lebrun,¹ S. Payeur,¹
F. Martin,¹ S. Sebban,² V. Malka,² A. Rousse,² and J. C. Kieffer¹

¹*Institut National de la Recherche Scientifique—Énergie, Matériaux et Télécommunications, Université du Québec, 1650 Lionel Boulet, Varennes J3X 1S2, Québec, Canada*

²*Laboratoire d'Optique Appliquée, École Nationale Supérieure des Techniques Avancées ParisTech—CNRS UMR7639—École Polytechnique, Chemin de la Hunière, Palaiseau F-91761, France*

*Corresponding author: fourmaux@emt.inrs.ca

Received April 26, 2011; revised May 26, 2011; accepted May 26, 2011;
posted May 27, 2011 (Doc. ID 146600); published June 21, 2011

Development of x-ray phase contrast imaging applications with a laboratory scale source have been limited by the long exposure time needed to obtain one image. We demonstrate, using the Betatron x-ray radiation produced when electrons are accelerated and wiggled in the laser-wakefield cavity, that a high-quality phase contrast image of a complex object (here, a bee), located in air, can be obtained with a single laser shot. The Betatron x-ray source used in this proof of principle experiment has a source diameter of $1.7\ \mu\text{m}$ and produces a synchrotron spectrum with critical energy $E_c = 12.3 \pm 2.5\ \text{keV}$ and 10^9 photons per shot in the whole spectrum. © 2011 Optical Society of America

OCIS codes: 140.7090, 350.5400, 110.7440, 050.5080.

Laser-based phase contrast x-ray imaging is a particularly attractive application of high-power laser systems for users in the biomedical field. This is especially true with the in-line geometry where no x-ray optics is necessary, which keeps the experiment relatively simple. This is realized when an object is observed in the near-field Fresnel diffraction regime. To do so, a sufficiently small x-ray source is needed to provide x-ray radiation with high spatial coherence, and the observation detector needs to be placed at an appropriate distance behind the sample. The resulting image contains information on both the imaginary and the real x-ray refractive index of the object: the former corresponds to the standard x-ray radiography absorption imaging, while the latter is related to the radiation phase shift. Steep index transitions encountered by the x-ray beam in the object correspond to phase gradients, causing interference and image intensity modulations that improve the object interface contrast resolution compared to standard absorption x-ray imaging.

The in-line phase contrast imaging in the Fresnel diffraction regime has first been studied using microfocal x-ray tubes [1]. This technique has also been demonstrated with synchrotron machines [2], $K\alpha$ laser-plasma x-ray sources [3,4], and Compton x-ray sources [5].

One practical application of phase contrast imaging is small animal cancer models *in vivo* by microcomputed tomography (μ -CT). The scan duration must be limited due to constraints with the animal anesthesia to less than tens of minutes. Thus, it is essential to attain a high and stable x-ray flux while keeping the x-ray source small. By using microfocal x-ray tubes, the x-ray flux is reduced and it takes up to tens of minutes to obtain one phase contrast image. In laser-based experiments using a $K\alpha$ x-ray source, a tomographic scan would take more than 1 h as the source emission is isotropic. Synchrotron radiation sources can produce a monochromatic collimated beam of high brightness, allowing improved phase contrast imaging measurements to be made at relatively

large distances, but the access time to such large facilities is limited. More recently, Compton x-ray sources have demonstrated single shot phase contrast imaging, but this also relies on the use of a large facility [5].

High-intensity lasers can produce femtosecond hard x-ray pulses by a more efficient process. Betatron x-ray beams can be generated when an intense femtosecond laser pulse, focused onto a gas jet target, interacts with the instantaneously created under-dense plasma and excites a wakefield wave in which electrons are trapped and accelerated to high energies in short distances. These trapped electrons incur Betatron oscillations across the propagation axis and emit x-ray photons [6].

The Betatron x-ray beam is broadband, collimated within tens of milliradians with femtosecond duration. Its characteristics have been described in several recent experiments [7,8]. Until now, the limited energy and brightness of this x-ray beam forced all experiments to operate under vacuum and limited imaging to simple objects, such as edges, to assess the x-ray beam properties.

In this Letter, we present what we believe to be the first demonstration of phase contrast imaging obtained in a single laser shot and in air. We confirm the potential of Betatron x-ray radiation for femtosecond phase contrast imaging by characterizing the x-ray source using nylon wires for calibration. We then demonstrate its feasibility by obtaining a phase contrast image of a bee in one single laser shot.

In a laser-plasma accelerator, electrons are accelerated longitudinally and wiggled transversally by the electromagnetic wakefields. Experiments [6] have shown that Betatron oscillations occur in the wiggler regime. The integrated radiation spectrum $dI/d\omega$ is similar to that produced by synchrotrons, characterized by its critical energy E_c : $dI/d\omega(x = E/E_c) \propto \int_x^\infty K_{5/3}(\xi)d\xi$, where $K_{5/3}$ is a modified Bessel function of the second kind.

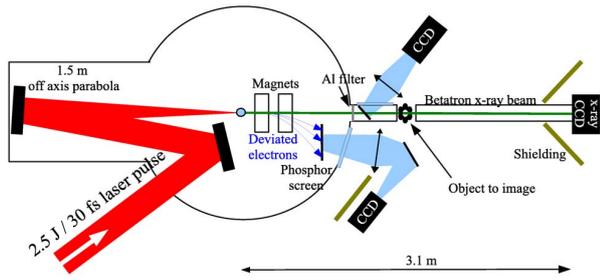


Fig. 1. (Color online) Experimental setup.

The measurements have been performed at the Advanced Laser Light Source (ALLS) facility at INRS-EMT, using a Ti:sapphire laser operating at 10 Hz.

Figure 1 displays the experimental configuration. The laser system produces 2.5 J of energy on target with a FWHM duration of 30 fs (80 TW) and linear polarization. The laser pulse was focused onto a supersonic helium gas jet. In the focal plane, the FWHM spot size was $18 \mu\text{m}$, with 50% of the total energy contained within an area limited by the $1/e^2$ radius. This corresponds to a laser intensity of $5 \times 10^{18} \text{ W} \cdot \text{cm}^{-2}$ and a normalized vector potential amplitude of $a_0 = 1.5$. For these measurements, we used a 10 mm diameter helium gas jet producing a density profile well defined by a 9-mm-long electron density plateau of $n_e = 2 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$.

The electron beam produced in the interaction is measured using a permanent magnets spectrometer located inside the vacuum interaction chamber. Results show that electrons are accelerated up to approximately 300 MeV. The x rays produced by the accelerated electrons were measured by two diagnostics. The x-ray angular profiles were measured using a GdOS:Tb phosphor screen located on the laser propagation axis (the total collection angle was 44 mrad) and recorded using a visible CCD. The measured angular spreads of the x-ray beams were 25 ± 2.3 and 31 ± 5 mrad (FWHM) in the horizontal and the vertical directions (averaged over 10 successive laser shots). The x-ray spectra were measured by photon counting using a deep-depletion x-ray CCD. The details of the measurement procedure have already been described in [8]. The measurements of electron spectra, x-ray angular profiles, and x-ray spectra were obtained simultaneously for every single laser shot. The phosphor used to image the x-ray profile had a hole (corresponding to 8 mrad angle) in its center to allow the propagation of the x rays toward the x-ray CCD for photon counting.

The x-ray CCD was placed at a distance of 3.1 m from the source and the signal was attenuated using a 1.39 mm thick Al filter. The Betatron x-ray spectrum was determined by averaging the measured signal over eight successive shots to obtain a typical spectrum. We obtained 2.2×10^8 photons/0.1% bandwidth/sr/shot at 10 keV. A fit to a synchrotron distribution provides a critical energy $E_c = 12.3 \text{ keV}$ with $\pm 2.5 \text{ keV}$ precision. The total number of photons over the whole spectrum, obtained from the synchrotron fit distribution, is $N = 10^9$ with a confidence interval $N = 8.0\text{--}13.5 \times 10^8$ (the measured solid angle is used for this calculation).

To assess the x-ray source potential for x-ray phase contrast imaging, we correlated the measured diffrac-

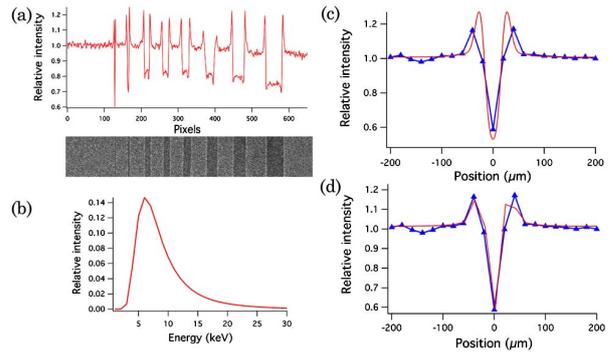


Fig. 2. (Color online) (a) Nylon wires imaged by the Betatron x-ray beam and line out. (b) Spectrum used for the calculation. (c) and (d) Comparison of measurement (blue triangles) and calculation (red solid curve) for a $4 \mu\text{m}$ x-ray source. (d) The $20 \mu\text{m}$ CCD pixel size is taken into account.

tion pattern of nylon wires of known diameter, as shown in Fig. 2(a). This is a single laser shot measurement obtained with the object located at 1.14 m from the x-ray source and the x-ray CCD used for detection. Nylon wires with diameters between 10 and $330 \mu\text{m}$ were used, all located outside the vacuum chamber (two 0.25 mm Be windows allow us to work in air). The magnification is 2.7 and the pixel size is $20 \mu\text{m}$, which gives a measurement resolution of $7.4 \mu\text{m}$. The x-ray image shows all the wires with the line out clearly exhibiting the fringes associated with phase contrast imaging. The Fresnel-Kirchoff integral was used in the Fresnel approximation to calculate the diffraction pattern of the $10 \mu\text{m}$ nylon wire. The fitted synchrotron spectrum, multiplied by the spectral transmission of the absorption filters and the x-ray CCD spectral response, is used in the calculation and shown in Fig. 2(b). In this calculation, the object absorption is considered to be thin, which is correct for nylon at the energies considered here. Both measurement and calculation clearly show that using a broadband synchrotron spectrum is not a limitation to observe the first diffraction fringe. The calculation is in good agreement [see Figs. 2(c) and 2(d)] with our measurement when we assume an x-ray source size of $4 \mu\text{m}$ or smaller (FWHM). The comparison between the calculated diffraction pattern and the measurement is limited by the CCD spatial resolution.

To confirm the x-ray spot size, we used a knife-edge technique. A 1 mm diameter Au microball was positioned 15 cm from the x-ray source, coupled to the x-ray CCD located at 3.1 m from the x-ray source, for a magnification of 19.7. The differentiation of the edge spread function obtained from the images yields the line spread function, which is fitted to a Gaussian distribution function. The error associated with the use of a sphere rather than an edge is estimated to be $0.6 \mu\text{m}$, smaller than the resolution of $1 \mu\text{m}$ associated to the pixel size. This measurement yields an x-ray source size of $1.7 \mu\text{m}$ (FWHM). It is in agreement with previous experimental works [6,7,9].

The effective coherence area A_C of the x-ray source can be estimated using the van Cittert-Zernike theorem. From this effective area, we can deduce the coherence length of the x-ray source as $l_c = \sqrt{A_C}$. Assuming 10 keV

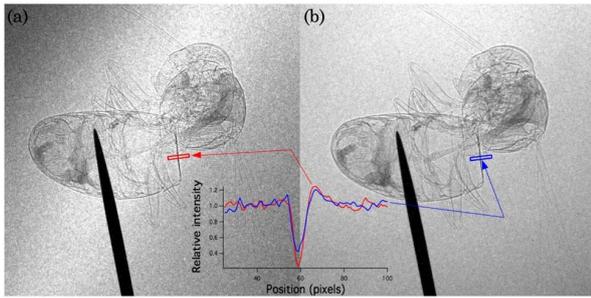


Fig. 3. (Color online) Bee imaged with the x-ray Betatron beam with an edge line out indicated by the rectangular area: (a) one laser shot; (b) 13 laser shots.

x-ray radiation, a $1.7\ \mu\text{m}$ source diameter and an object located at $1.1\ \text{m}$, we find $l_c = 9.6\ \mu\text{m}$. Thus, the x-ray beam is highly suitable to realize phase contrast imaging as the coherence length is similar to what can be obtained with a synchrotron machine with an object located tens of meters from the x-ray source [2].

Figure 3(a) shows a more complex and thick object: a bee located $94.5\ \text{cm}$ from the x-ray source and imaged in air with one single Betatron x-ray pulse. The detector used for this measurement was a GdOS:Tb phosphor with a fiber-optic faceplate coupled to a CCD camera and located $2.51\ \text{m}$ from the x-ray source. Compared to direct x-ray CCD detection, the phosphor x-ray absorption optimum energy is higher: $12\ \text{keV}$ instead of $5\ \text{keV}$. The CCD is vacuum pumped and isolated from air by the faceplate. In the bee plane, the field of view is $19 \times 19\ \text{mm}^2$ and the resolution is $15\ \mu\text{m}$. The same bee with an accumulation of 13 pulses is shown on Fig. 3(b). It clearly shows a preservation of the phase contrast imaging with white and black fringes underlining some interfaces of the bee structure.

These images are comparable to measurements made using laser-based $K\alpha$ x-ray sources where thousand of shots were necessary to realize a picture [3]. We can deduce the contrast $C = (H - L)/(H + L)$, where H and L are the signals from the edge presenting, respectively, the highest and lowest intensity. In single shot, the contrast value is 0.68 , while with 13 shots it is reduced to 0.48 , for the large fringe corresponding to the line out shown in Fig. 3. However, very thin details can be observed in single shot, but disappear in multishots because of a loss of resolution. The resolution, limited by the detector in single shot, is increased by a factor 1.4 due to the effective multishot source size (arising from the laser pointing fluctuations). A deconvolution from the detector resolution gives an effective source size of approximately $10\text{--}20\ \mu\text{m}$ (FWHM) in multishots.

In conclusion, we have demonstrated that a phase contrast image of a bee can be recorded using the Betatron x-ray beam produced by a single laser pulse. This clearly demonstrates the potential of the Betatron x-ray beam for biomedical applications, allowing tomography of small complex objects in less than a minute or imaging an object by x-ray phase contrast in real time at a $10\ \text{Hz}$ repetition rate. Betatron x-ray beams also allow pump and x-ray probe experiments with femtosecond time resolution, which is not possible using synchrotron or Compton x-ray sources.

We thank the ALLS technical team for their support. The ALLS facility was funded by the Canadian Foundation for Innovation (CFI). This work is funded by the Natural Sciences and Engineering Research Council of Canada (NSERC), the Canada Research Chair program, and Ministère de l'Éducation du Québec. We acknowledge the Agence Nationale pour la Recherche, through the COKER project ANR-06-BLAN-0123-01, and the European Research Council through the PARIS ERC project (under Contract No. 226424) for their financial support.

References

1. A. Pogany, D. Gao, and S. W. Wilkins, *Rev. Sci. Instrum.* **68**, 2774 (1997).
2. Y. Hwu, W.-L. Tsai, A. Groso, G. Margaritondo, and J.-H. Je, *J. Phys. D* **35**, R105 (2002).
3. R. Toth, J. C. Kieffer, S. Fourmaux, T. Ozaki, and A. Krol, *Rev. Sci. Instrum.* **76**, 083701 (2005).
4. C. M. Laperle, P. Wintermeyer, J. R. Wands, D. Shi, M. A. Anastasio, X. Li, B. Ahr, G. J. Diebold, and C. Rose-Petruck, *Appl. Phys. Lett.* **91**, 173901 (2007).
5. P. Oliva, M. Carpinelli, B. Golosio, P. Delogu, M. Endrizzi, J. Park, I. Pogorelsky, V. Yakimenko, O. Williams, and J. Rosenzweig, *Appl. Phys. Lett.* **97**, 134104 (2010).
6. K. T. Phuoc, S. Corde, R. Shah, F. Albert, R. Fitour, J.-P. Rousseau, F. Burgy, B. Mercier, and A. Rousse, *Phys. Rev. Lett.* **97**, 225002 (2006).
7. S. Kneip, C. McGuffey, J. L. Martins, S. F. Martins, C. Bellei, V. Chvykov, F. Dollar, R. Fonseca, C. Huntington, G. Kalintchenko, A. Maksimchuk, S. P. D. Mangles, T. Matsuoka, S. R. Nagel, C. A. J. Palmer, J. Schreiber, K. T. Phuoc, A. G. R. Thomas, V. Yanovsky, L. O. Silva, K. Krushelnick, and Z. Najmudin, *Nat. Phys.* **6**, 980 (2010).
8. S. Fourmaux, S. Corde, K. T. Phuoc, P. M. Leguay, S. Payeur, P. Lassonde, S. Gnedyuk, G. Lebrun, C. Fourment, V. Malka, S. Sebban, A. Rousse, and J. C. Kieffer, *New J. Phys.* **13**, 033017 (2011).
9. F. Albert, R. Shah, K. T. Phuoc, R. Fitour, F. Burgy, J. P. Rousseau, A. Tafzi, D. Douillet, T. Lefrou, and A. Rousse, *Phys. Rev. E* **77**, 056402 (2008).

Mapping the X-Ray Emission Region in a Laser-Plasma Accelerator

S. Corde,¹ C. Thaury,¹ K. Ta Phuoc,¹ A. Lifschitz,¹ G. Lambert,¹ J. Faure,¹ O. Lundh,¹ E. Benveniste,² A. Ben-Ismaïl,² L. Arantchuk,³ A. Marciniak,¹ A. Stordeur,¹ P. Brijesh,¹ A. Rousse,¹ A. Specka,² and V. Malka¹

¹Laboratoire d'Optique Appliquée, ENSTA ParisTech - CNRS UMR7639-École Polytechnique,
Chemin de la Hunière, 91761 Palaiseau, France

²Laboratoire Leprince Ringuet, École Polytechnique-CNRS-IN2P3 UMR7638, Route de Saclay, 91128 Palaiseau, France

³Laboratoire de Physique des Plasmas, École Polytechnique-CNRS UMR7648, Route de Saclay, 91128 Palaiseau, France
(Received 16 March 2011; published 18 November 2011)

The x-ray emission in laser-plasma accelerators can be a powerful tool to understand the physics of relativistic laser-plasma interaction. It is shown here that the mapping of betatron x-ray radiation can be obtained from the x-ray beam profile when an aperture mask is positioned just beyond the end of the emission region. The influence of the plasma density on the position and the longitudinal profile of the x-ray emission is investigated and compared to particle-in-cell simulations. The measurement of the x-ray emission position and length provides insight on the dynamics of the interaction, including the electron self-injection region, possible multiple injection, and the role of the electron beam driven wakefield.

DOI: 10.1103/PhysRevLett.107.215004

PACS numbers: 52.38.Ph, 52.38.Kd, 52.70.La

Remarkable advances in relativistic laser-plasma interaction using intense femtosecond lasers have led to the development of compact electron accelerators and x-ray sources with unique properties. These sources use the very high longitudinal electric field associated with plasma waves, excited in an under-dense plasma by a relativistic laser pulse, to trap and accelerate electrons to relativistic energies [1]. For laser and plasma parameters corresponding to the bubble or blowout regimes [2,3], the production of quasimonoenergetic electron beams was demonstrated [4]. During their acceleration, these electrons perform transverse (betatron) oscillations due to the transverse focusing force of the wakefields. This leads to the emission of bright and collimated femtosecond beams of x rays [5–7]. Such a compact and cost effective x-ray source could contribute to the development of emerging fields such as femtosecond x-ray imaging [8]. The x-ray emission can be exploited as well to provide information on the physics of laser-plasma interaction, such as electron trajectories in the bubble [9].

In this Letter, we demonstrate that by measuring the position and the longitudinal profile of the x-ray emission, one can determine important features of the interaction: laser pulse self-focusing, electron self-injection and possible multiple injection, as well as the role of the electron beam wakefield. The method relies on the observation, in the x-ray beam profile, of the shadow of an aperture mask adequately positioned just beyond the end of the emission region. The size of the shadow on the x-ray image permits us to determine the longitudinal position of the x-ray emission in the plasma, while the intensity gradient of the edge of the shadow yields the longitudinal profile of the emission. Because the x-ray emission position and length are closely connected to the electron injection position and the acceleration length, this measurement

provides a unique insight into the interaction. Particle-in-cell (PIC) simulations are performed to analyze the experimental results.

The experiment was conducted at Laboratoire d'Optique Appliquée with the “Salle Jaune” Ti:Sa laser system, which delivers 0.9 Joule on target with a full width at half maximum (FWHM) pulse duration of 35 fs and a linear polarization. The laser pulse was focused inside a capillary at 3.5 ± 1.5 mm from the entrance, with a $f/18$ spherical mirror. The FWHM focal spot size was $22 \mu\text{m}$, and using the measured intensity distribution in the focal plane we found a peak intensity of $3.2 \times 10^{18} \text{ W} \cdot \text{cm}^{-2}$, corresponding to a normalized amplitude of $a_0 = 1.2$. The target was a capillary made of two Sapphire plates with half-cylindrical grooves of diameter $d_{\text{cap}} = 210 \mu\text{m}$ and a length of 15 mm, filled with hydrogen gas at pressures ranging from 50 to 500 mbar. The target acts as a steady-state-flow gas cell [10]. The capillary wall surface roughness is around $1 \mu\text{m}$, and therefore x rays cannot be reflected by the capillary wall. In addition, from our laser contrast of 10^8 , f number and capillary diameter, we estimate that the pedestal intensity on the capillary wall is smaller than $10^7 \text{ W} \cdot \text{cm}^{-2}$, and thus no preplasma is formed before the x-ray pulse arrival. We measured either the x-ray beam profile using an x-ray CCD camera (2048×2048 pixels, $13.5 \times 13.5 \mu\text{m}^2$), set at $D = 73.2$ cm from the capillary exit and protected from the laser light by a $20 \mu\text{m}$ Al filter, or the electron beam spectrum with a focusing-imaging spectrometer.

In our experiment, the betatron emission had a divergence larger than the opening angle associated with the capillary exit, which acts as the aperture mask. The x-ray beam was thus clipped by the capillary [11]. Figures 1(a)–1(c) present a sample of shadows of diverse sizes corresponding to different longitudinal positions of the source, z_X .

If x rays were emitted from a point source the edge of the shadow would be perfectly sharp. In contrast, for a finite source size, the edge has a finite intensity gradient which depends on the transverse and longitudinal dimensions of the source. Previous experiments reported transverse source sizes on the order of $1\text{--}2\ \mu\text{m}$ [7,9,12–14]. In our configuration, the observed intensity gradients are much larger than those induced by such a transverse size. For $z_X = 5\ \text{mm}$, a transverse source size of $1\text{--}2\ \mu\text{m}$ gives the same gradient as a longitudinal extension of $100\text{--}200\ \mu\text{m}$, which gives a limit on the longitudinal resolution of the method. The gradient length is therefore dominated by the longitudinal extension of the source and x rays are considered as emitted from a line source. In the following, we use a cylindrical coordinate system (r, θ, z) whose z axis is the line source axis. If $z_{\text{entrance}} = 0$ corresponds to the entrance of the capillary and z_{exit} to the exit, then the x-ray emission position is given for $r_{\text{cap}}(\theta) \ll r_{\text{shadow}}(\theta)$ by $z_X \approx z_{\text{exit}} - r_{\text{cap}}(\theta)D/r_{\text{shadow}}(\theta)$, where $r_{\text{cap}}(\theta)$ [respectively $r_{\text{shadow}}(\theta)$] is the radial distance between the z axis and the capillary edge (respectively the shadow edge) in the direction defined by the angle θ [see Fig. 1(e)], and D is the distance between the capillary exit and the observation plane. For a perfectly circular capillary exit and a line source on the capillary axis, $r_{\text{cap}}(\theta)$ simplifies to $d_{\text{cap}}/2$, but a more general capillary exit shape and an arbitrary position or orientation of the line source can be represented by the function $r_{\text{cap}}(\theta)$.

Assuming the betatron x-ray beam profile without the mask is constant on the gradient scale length (a reasonable approximation for our experimental results), the signal profile reads:

$$S(r, \theta) = \int_{z(r, \theta)}^{z_{\text{exit}}} \frac{dI(z')}{dz'} dz', \quad (1)$$

with $z(r, \theta) = z_{\text{exit}} - r_{\text{cap}}(\theta)D/r \in [z_{\text{entrance}}, z_{\text{exit}}]$. In Eq. (1), $dI(z')$ is the x-ray signal that originated from the emission between z' and $z' + dz'$, and $S(r, \theta)$ is the signal measured at a given position (r, θ) on the detector. Equation (1) can be understood as follows. For a position (r_0, θ_0) on the detector, rays coming from $z' < z(r_0, \theta_0)$ are blocked at the capillary exit, and therefore the signal measured at (r_0, θ_0) is the sum of the signal emitted between $z(r_0, \theta_0)$ and z_{exit} .

Taking the derivative of Eq. (1), the longitudinal profile of the x-ray emission $dI(z)/dz$ can be expressed as a function of the radial profile in the detection plane:

$$\frac{dI(z)}{dz} = - \frac{\partial S[r(z, \theta), \theta]}{\partial r} \frac{r(z, \theta)^2}{r_{\text{cap}}(\theta)D}, \quad (2)$$

with $r(z, \theta) = r_{\text{cap}}(\theta)D/(z_{\text{exit}} - z)$. If δz and $\delta r(\theta)$ are, respectively, the characteristic emission and intensity gradient lengths, Eq. (2) leads, for $\delta z/(z_{\text{exit}} - z_X) \ll 1$, to $\delta z \approx \delta r(\theta)(z_{\text{exit}} - z_X)^2/r_{\text{cap}}(\theta)D$. Thus, the measurement

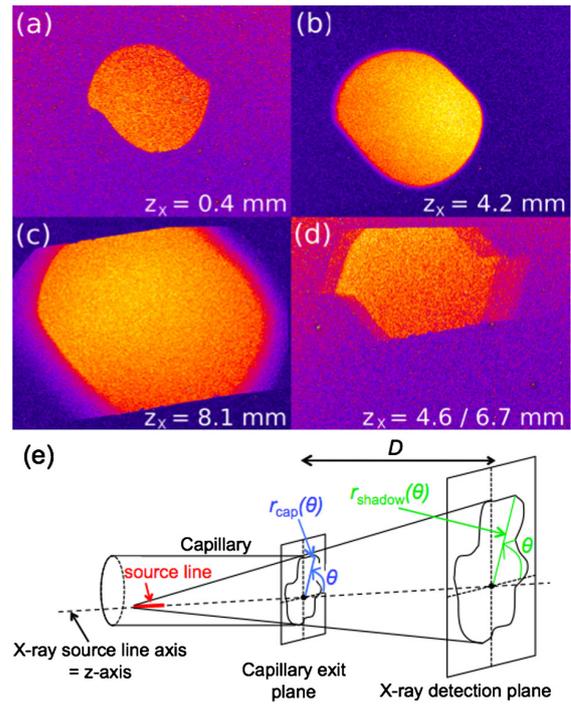


FIG. 1 (color online). (a)–(d) Single shot measurements of x-ray transverse profiles showing the shadow of the capillary exit, whose size permits us to deduce the emission position z_X in the plasma. The asymmetric shape of the shadows is due to a slight misalignment of the two parts of the capillary. Each x-ray image has a $2.76\ \text{cm} \times 2.13\ \text{cm}$ size, and the camera is situated at $D = 73.2\ \text{cm}$ from the capillary exit. The x-ray image (d) shows an example of two separate emission positions. The horizontal edges in (c) and (d) are due to a rectangular aperture located a few centimeters after the target. (e) Schematic illustrating how the z axis, and the functions $r_{\text{cap}}(\theta)$ and $r_{\text{shadow}}(\theta)$ are defined. Note that each image corresponds to different experimental conditions. In particular, (c) was obtained with a preformed plasma waveguide using a capillary discharge [20].

of the shadow size $r_{\text{shadow}}(\theta)$ and the gradient $\delta r(\theta)$ yield, respectively, the longitudinal position z_X and the longitudinal length δz of the x-ray emission. The full emission profile $dI(z)/dz$ is retrieved from $\partial S/\partial r$ using Eq. (2). Further, the transverse displacement of the shadow and the asymmetry of $\delta r(\theta)$ give information on the position and orientation of the line source. For example, we observed experimentally a drift of the line source which was correlated to a low vertical drift of the laser pulse. In addition, the asymmetry in $\delta r(\theta)$, as observed in Fig. 1(b), cannot originate from the transverse source size and is a signature of the longitudinally induced edge intensity gradient. This confirms that the gradient length is dominated by the longitudinal extension of the source.

We now apply this method to study the influence of the plasma electron density n_e on the x-ray emission position z_X , and longitudinal extension δz . No x ray is observed for electron density $n_e < 10^{19}\ \text{cm}^{-3}$, and the x-ray signal is

increasing with n_e . At the density range $10^{19} \text{ cm}^{-3} < n_e < 2.5 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$, we observed broadband electron beams with energies from 100 to 400 MeV, with sometimes some monoenergetic components, and charge in the few tens of pC range. Figure 2 shows the experimental results: the behaviors of z_X and δz with respect to the electron density on the top, as well as single shot raw lineouts of the edge intensity profiles $S(r)$ (middle) and the corresponding x-ray emission profiles $dI(z)/dz$ (bottom) for different densities. The error on $z_{\text{exit}} - z_X$, due to the uncertainty on the capillary exit diameter resulting from laser damage, is estimated to be inferior to 1%.

To interpret these results, we performed 3D PIC simulations with the numerical code described in Ref. [15],

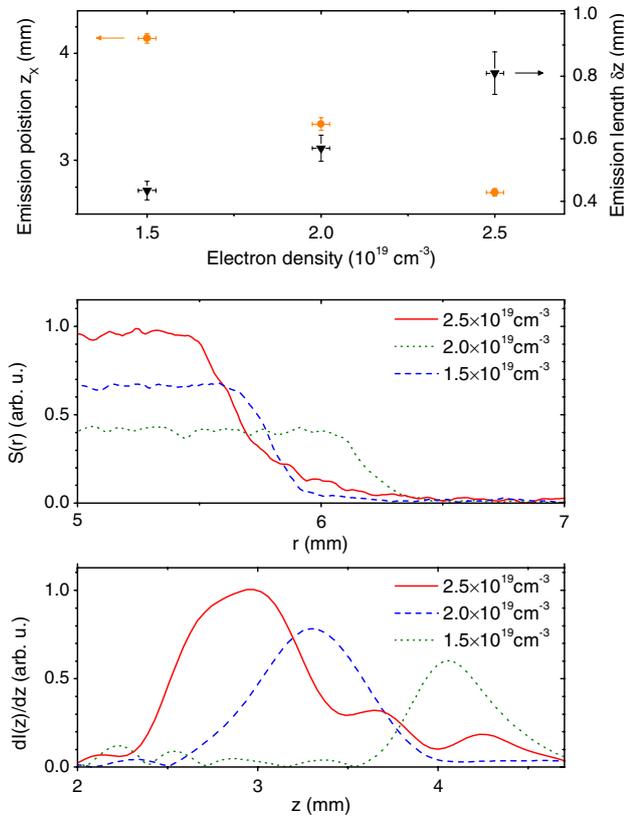


FIG. 2 (color online). Experimental results obtained in a steady-state-flow gas cell laser-plasma accelerator. Top: position of the beginning of the x-ray emission region z_X (orange circle), and emission length δz (defined such that 70% of the signal is emitted in δz) (black triangle), as a function of the electron density. Each measurement point corresponds to an average over 5 to 7 shots, and the vertical error bars give the standard error of the mean. Middle: examples of raw lineouts of the edge intensity profiles $S(r)$. Bottom: the corresponding single shot x-ray emission longitudinal profiles $dI(z)/dz$, in which high frequency noise is removed by a parabolic Fourier filter [$F(k) = 1 - (k/k_c)^2$ for $k \leq k_c$, $F(k) = 0$ otherwise] with a spatial cutoff frequency $k_c = 16 \text{ mm}^{-1}$. The scale length associated to this filtering is $\lambda_c = 390 \text{ }\mu\text{m}$.

which uses a Fourier decomposition of the electromagnetic fields in the azimuthal direction. The first two modes are retained, which allows us to describe the linearly polarized laser field and a quasicylindrical wakefield. The normalized laser amplitude was taken as $a_0 = 1.1$, the FWHM focal spot width was $22 \text{ }\mu\text{m}$ and the FWHM pulse duration 35 fs. The focal plane was located inside the capillary at 2.2 mm from the entrance. As the x-ray wavelengths are not resolved by the grid used in the simulations, x-ray emission was computed by using the trajectories of trapped electrons obtained from the PIC code and the Liénard-Wiechert fields to calculate the radiation emitted by electrons [16]. Figure 3(a) presents the calculated x-ray emission profiles for $n_e = 1.5 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ and $n_e = 2.5 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$, which reproduce qualitatively the experimental profiles.

Experimentally, the position of the beginning of the x-ray emission z_X varies from 4.1 mm to 2.7 mm when n_e increases from $1.5 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ to $2.5 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$. This behavior can be explained by the influence of n_e on the laser propagation in the plasma. At higher density, the laser pulse self-focuses and self-steepens more quickly and towards a smaller transverse spot size [17], as shown by the simulated a_0 profiles in Fig. 3(b). As a result, it attains sufficiently large a_0 to trigger electron trapping and then x-ray emission on a smaller propagation distance. Moreover, electron self-injection is facilitated at high density, due to the stronger wakefield amplitude and the reduced wake velocity and wave-breaking threshold. Therefore, as can be seen in Figs. 3(b) and 3(c), at low density, electron trapping is delayed with respect to the beginning of the a_0 plateau ($a_0 > 4$), which contributes to an x-ray emission beginning later.

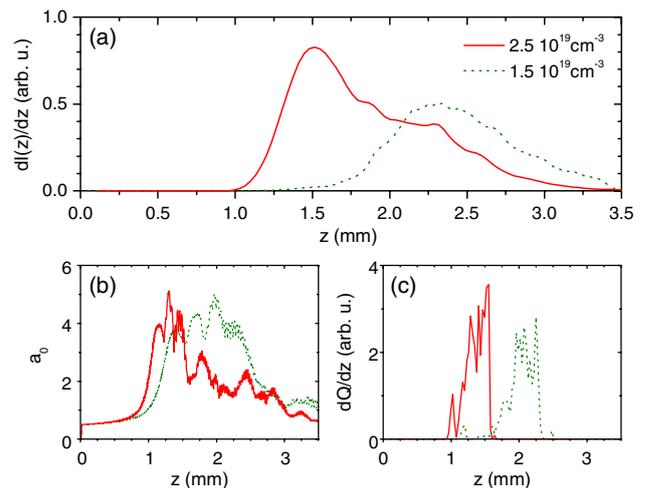


FIG. 3 (color online). PIC simulation results. (a) X-ray emission profiles for $n_e = 2.5 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ and $n_e = 1.5 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$. (b) Evolution of the laser amplitude a_0 . (c) Injected charge per unit length as a function of the position in the capillary (an electron is considered as injected when it attains 20 MeV).

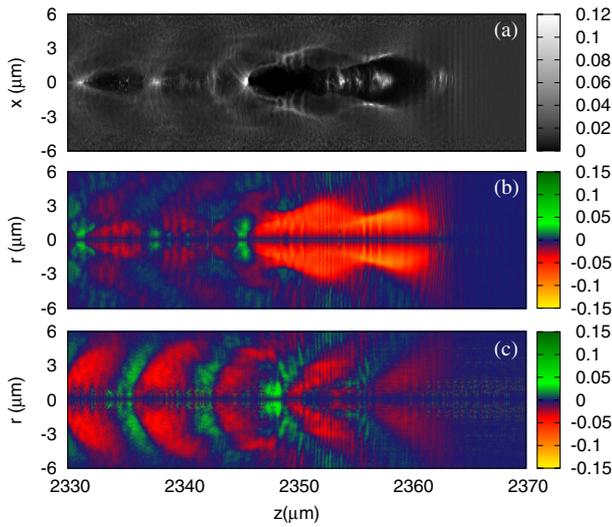


FIG. 4 (color online). Simulated wakefield at the end of the laser-plasma interaction for $n_e = 2.5 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$. (a) Electron density n_e , normalized by the critical density $n_c = m_e \epsilon_0 \omega^2 / e^2$, where ω is the laser frequency. (b) Transverse force $F_{\perp} \approx -e(E_r - cB_{\theta})$, normalized by $m_e c \omega$. (c) Transverse force without the influence of the electron beam (the laser pulse is extracted and injected in a homogeneous plasma in order to calculate the wakefield induced by the laser pulse only).

Figure 2 shows that the emission length δz (in which 70% of the signal is emitted) depends also on the electron density. It increases from $430 \mu\text{m}$ to $810 \mu\text{m}$ when the density varies from $1.5 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ to $2.5 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$. Further, at high density, the x-ray emission length extends well beyond the dephasing and depletion lengths (the orders of magnitude are respectively $L_d \sim 200 \mu\text{m}$ and $L_{pd} \sim 500 \mu\text{m}$ for $n_e = 2.5 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ considering Lu's model [3]).

To understand why x-ray emission can continue after the dephasing length or after the fall of a_0 , we simulated the wakefield excited by the laser pulse only (without the influence of the electron beam) at a late time. Figure 4 shows the simulated wakefield at $z = 2.35 \text{ mm}$ for the high density case, and the corresponding transverse force $F_{\perp} \approx -e(E_r - cB_{\theta})$ with and without the influence of the electron beam. At this late time, the laser pulse is unable to excite a strong transverse wakefield and the wakefield is excited mainly by the electron beam [compare Figs. 4(b) and 4(c)]. Hence, a transverse focusing wakefield is maintained by the electron beam such that electrons continue to oscillate and to emit x rays. It corresponds to a smooth transition from a laser wakefield accelerator to a plasma wakefield accelerator [18] in which the wakefield is excited by a particle beam [19]. Therefore, x-ray emission is no longer limited by the dephasing length or by the laser depletion. This explains why the x-ray emission length at $n_e = 2.5 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ is comparable to $n_e = 1.5 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ in the simulation, while the peak

a_0 profile is significantly shorter in length in the former case.

The behavior of $\delta z(n_e)$, particularly visible on the experimental results, could be explained by a higher normalized particle beam density n_p/n_e at high density, favoring an electron beam excited transverse wakefield and a late x-ray emission.

During the experiment, multiple emission positions were observed on some shots, as shown for instance in Fig. 1(d), where x rays are emitted at $z_X = 4.6$ and $z_X = 6.7 \text{ mm}$. This can be explained by oscillations of the laser pulse amplitude a_0 during its propagation in the plasma. The wakefield amplitude is sufficiently high to trap electrons only when a_0 is at its maximum, leading to multiple electron injection and therefore multiple emission positions.

In conclusion, we developed a novel method to map the longitudinal dependence of x-ray emission in a laser-plasma accelerator and demonstrated the possibility to measure single shot x-ray emission longitudinal profiles. This method provides detailed information on the interaction. In particular, we showed that, at high density, x-ray emission begins sooner because of the faster self-focusing and self-steepening of the laser pulse, and that the electron beam driven wakefield plays an important role in the late x-ray emission. One of the major goals for laser-plasma accelerators consists in increasing the acceleration length, either by guiding the laser pulse or using higher laser energy. In this context, this method, which can also be used with gas jets by using a small aperture near the source, will allow us to understand over which distance self-focusing and self-steepening take place, where electron injection occurs, and over which distance acceleration and x-ray emission happen.

We acknowledge the Agence Nationale pour la Recherche, through the COKER project ANR-06-BLAN-0123-01, the European Research Council through the PARIS ERC project (under Contract No. 226424) and the support from EC FP7 LASERLABEUROPE/ LAPTECH Contract No. 228334 for their financial support. The authors also appreciate the contributions of J. Larour, P. Auvray, and S. Hooker in the realization of the capillary unit.

-
- [1] T. Tajima and J.M. Dawson, *Phys. Rev. Lett.* **43**, 267 (1979).
 - [2] A. Pukhov and J. Meyer-Ter-Vehn, *Appl. Phys. B* **74**, 355 (2002).
 - [3] W. Lu *et al.*, *Phys. Rev. ST Accel. Beams* **10**, 061301 (2007).
 - [4] S.P.D. Mangles *et al.*, *Nature (London)* **431**, 535 (2004); C.G.R. Geddes *et al.*, *ibid.* **431**, 538 (2004); J. Faure *et al.*, *ibid.* **431**, 541 (2004).
 - [5] A. Rousse *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **93**, 135005 (2004).

-
- [6] S. Kiselev, A. Pukhov, and I. Kostyukov, *Phys. Rev. Lett.* **93**, 135004 (2004).
- [7] S. Kneip *et al.*, *Nature Phys.* **6**, 980 (2010).
- [8] K.J. Gaffney and H.N. Chapman, *Science* **316**, 1444 (2007).
- [9] K. Ta Phuoc *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **97**, 225002 (2006).
- [10] J. Osterhoff *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **101**, 085002 (2008).
- [11] G. Genoud *et al.*, *Appl. Phys. B* **105**, 309 (2011).
- [12] F. Albert *et al.*, *Phys. Rev. E* **77**, 056402 (2008).
- [13] S.P.D. Mangles *et al.*, *Appl. Phys. Lett.* **95**, 181106 (2009).
- [14] S. Fourmaux *et al.*, *Opt. Lett.* **36**, 2426 (2011).
- [15] A.F. Lifschitz *et al.*, *J. Comput. Phys.* **228**, 1803 (2009).
- [16] J.D. Jackson, *Classical Electrodynamics* (Wiley, New York, 2001).
- [17] E. Esarey *et al.*, *IEEE J. Quantum Electron.* **33**, 1879 (1997).
- [18] K.H. Pae, I.W. Choi, and J. Lee, *Phys. Plasmas* **17**, 123104 (2010).
- [19] I. Blumenfeld *et al.*, *Nature (London)* **445**, 741 (2007).
- [20] W.P. Leemans *et al.*, *Nature Phys.* **2**, 696 (2006).

Controlled Betatron X-Ray Radiation from Tunable Optically Injected Electrons

S. Corde, K. Ta Phuoc, R. Fitour, J. Faure, A. Tafzi, J. P. Goddet, V. Malka, and A. Rousse

Laboratoire d'Optique Appliquée, ENSTA ParisTech - CNRS UMR7639 - École Polytechnique,

Chemin de la Hunière, 91761 Palaiseau, France

(Received 23 June 2011; published 14 December 2011)

The features of Betatron x-ray emission produced in a laser-plasma accelerator are closely linked to the properties of the relativistic electrons which are at the origin of the radiation. While in interaction regimes explored previously the source was by nature unstable, following the fluctuations of the electron beam, we demonstrate in this Letter the possibility to generate x-ray Betatron radiation with controlled and reproducible features, allowing fine studies of its properties. To do so, Betatron radiation is produced using monoenergetic electrons with tunable energies from a laser-plasma accelerator with colliding pulse injection [J. Faure *et al.*, *Nature (London)* **444**, 737 (2006)]. The presented study provides evidence of the correlations between electrons and x-rays, and the obtained results open significant perspectives toward the production of a stable and controlled femtosecond Betatron x-ray source in the keV range.

DOI: 10.1103/PhysRevLett.107.255003

PACS numbers: 52.38.Ph, 52.25.Os, 52.50.Dg

The continuous progress made over the past decade in the production of ultrashort x-ray radiation has opened novel research horizons with countless applications. The most advanced short pulse x-ray source to date is the free electron laser (FEL), producing x-ray pulse orders of magnitude brighter than any other source [1]. However, at such large facilities, beam time access is inevitably limited and there is therefore an interest in producing compact sources delivering x-ray pulses, even if less intense than in a FEL, sufficiently bright to satisfy the need of many applications. For this reason, the research on complementary femtosecond x-ray sources remains dynamic and novel sources are developed in both synchrotron and laser-plasma interaction communities. Produced in relativistic laser-plasma interaction, the Betatron radiation presents promising features to become a bright and compact femtosecond x-ray source. Demonstrated in 2004, this scheme allowed us to produce for the first time broadband low divergence femtosecond x-ray beams in the keV energy range from laser-plasma interaction [2]. Since then the source has been developed and widely characterized. It can now generate radiation with divergence down to below 10 mrad and in the 10 keV range [3]. However, since its first demonstration, the Betatron radiation has always been produced by self-injected electrons in the bubble or blowout regime [2–7]. In that case, with present laser technologies, the laser pulse has to be shrunk in time and space to generate an appropriate bubble structure. These effects, that result from the relativistic self-focusing and self-shortening, are strongly nonlinear and by nature unstable; small fluctuations of any of the experimental parameters will likely lead to important fluctuations of the Betatron radiation properties. Self-injected laser-plasma accelerators do not allow us to easily control the electron and radiation properties. In addition, correlations between the electron beam energy and x-ray properties are difficult to observe because the

relevant parameters cannot be controlled independently (the increase of electron beam energy usually comes with a decrease of the plasma density and transverse amplitude of motion). A solution to improve the control on the electron and radiation properties is to use the recently demonstrated laser-plasma accelerator in the colliding pulse geometry [8–12]. In this scheme, electrons are optically injected, in a controlled way, into a moderately nonlinear wakefield and the produced electron bunch has a stable and tunable energy. This colliding pulse injection scheme has the advantage of decoupling the injection process from the acceleration, and hence to produce electron beams with controlled energy and small energy spread while keeping the same plasma density, which allows the precise study of the physics of Betatron radiation and to control its properties.

In this Letter, we demonstrate experimentally that Betatron radiation can be generated with controlled features using electrons produced by colliding pulse injection. In addition, we present the first precise study showing clear correlations between the electron beam and the Betatron radiation. This has allowed us to define a relevant theoretical model to determine the source features and its scaling laws. As a consequence, it opens perspectives for future developments.

In a laser-plasma accelerator, the Betatron radiation is emitted by electrons which are accelerated up to relativistic energies and undergo transverse oscillations in the wakefield of an intense short pulse laser propagating in an underdense plasma. The features of the Betatron radiation (angular and spectral) uniquely depend on the electron orbits in the accelerator. A relevant parameter to describe the Betatron source is the strength parameter $K = r_\beta k_p \sqrt{\gamma/2}$, with r_β the transverse amplitude of the electron orbit, $k_p = \omega_p/c$ with ω_p the plasma frequency and γ the electron Lorentz factor. In the wiggler regime, $K \gg 1$

(regime of all experiments performed so far), the radiation consists of a low divergence beam with a broadband synchrotron type spectrum and a pulse duration of the same order as the electron bunch duration. For an electron oscillating with a constant energy $\mathcal{E} = \gamma mc^2$ and constant K , the critical energy E_c of the synchrotron spectrum, the half divergence θ (in the plane of motion) and the number of emitted x-ray photons per Betatron period N_X [at the mean energy $\langle E \rangle = 8E_c/(15\sqrt{3})$], are given by $E_c = 3K\gamma^2\hbar\omega_\beta/2$, $\theta = K/\gamma$ and $N_X = 3.3 \times 10^{-2} K$, where $\omega_\beta = \omega_p/\sqrt{2\gamma}$ is the Betatron frequency.

The experiment was performed at Laboratoire d'Optique Appliquée with the "Salle Jaune" Ti:Sa laser system. Two synchronized 35 fs [full width at half maximum (FWHM)] laser pulses were used: the pump pulse that creates the accelerating plasma wave contained 900 mJ and the injection pulse that triggers the injection into the main pump pulse wakefield contained 100 mJ. The two pulses had the same linear polarization. The experimental setup is presented in Fig. 1. The two beams, making a 135 degrees angle, were focused onto a supersonic helium gas jet (3 mm diameter). For the pump pulse (respectively the injection pulse), the FWHM focal spot size was 18 μm (respectively 22 μm) and the normalized vector potential amplitude was $a_0 = 1.3$ (respectively $a_0 = 0.4$). Electron spectra and x-ray spectra or angular profiles were measured simultaneously in a single shot. The electron spectrometer consisted of a permanent bending magnet (1.1 T over 10 cm) combined with a phosphor screen imaged on a 16 bits CCD camera. The x-ray spectrometer consisted of a toroidal mirror imaging the x-ray source at 1 m on the x-ray CCD camera, combined with a 5000 g/mm transmission grating. The x-ray spectrometer acceptance solid angle is limited by the grating size (1 mm \times 1 mm) to $\Omega = 1.1 \times 10^{-5}$ sr. Compared to diagnostics based on filters [2,3,7] or crystals [6], this grating spectrometer allows us to record single shot x-ray spectra, with a good resolution and over a large bandwidth, from about 1 to 4 keV, a lower photon energy range than what was recently measured by the photon counting method

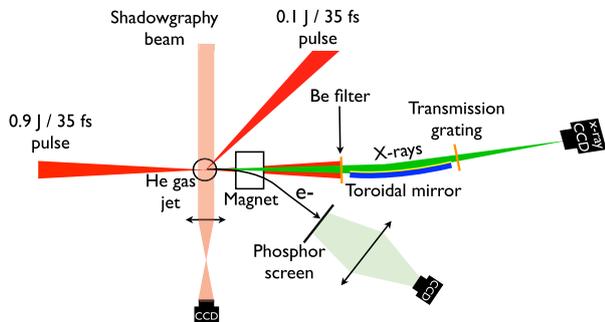


FIG. 1 (color online). Schematic diagram of the experimental setup.

[13]. For x-ray angular profile measurements (not shown in Fig. 1), the spectrometer was replaced by an x-ray CCD placed on axis at 90 cm from the gas jet. The laser light was blocked with a 25 μm Be filter. In this experiment, the electron plasma density was $n_e = 8 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$, which corresponds, for our experimental parameters, to an interaction regime where electrons are not self-injected in the wakefields. Consequently, electrons and x-rays were observed only when both laser pulses overlapped in time and space.

We controlled the acceleration length L_{acc} and thus the final electron beam energy \mathcal{E} by changing the collision position z_{col} between both laser pulses ($z_{\text{col}} = 0$ corresponding to a collision at the gas jet center). Doing so, it was possible to tune the electron bunch energy from below 100 MeV to above 200 MeV. The electron beam divergence and charge were typically on the order of 5 mrad (FWHM) and 20 pC. The features (divergence, flux and spectrum) of the Betatron radiation were studied as a function of the electron energy.

The first x-ray property which is found to be correlated with the final electron beam energy is the x-ray beam divergence. Figure 2 presents electron spectra and x-ray angular profiles simultaneously recorded, for different collision positions z_{col} . The divergence of the measured x-ray angular profiles has a clear dependence on the final electron beam energy: it decreases as the electron energy increases. For electron beams with peak energies at 113, 161, and 221 MeV, the measured x-ray beam FWHM divergences are respectively $\theta = 23.5$, $\theta = 19.5$, and $\theta = 16.5$ mrad. Note that a change in the electron beam transverse size can also have an effect on the observed behavior.

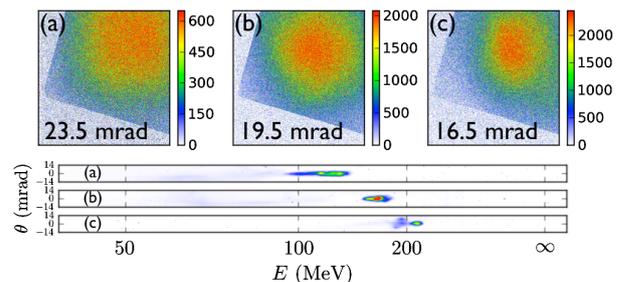


FIG. 2 (color online). Sample of simultaneously measured x-ray angular profiles [top (a),(b),(c)] and raw electron spectra [bottom (a),(b),(c)], for different collision positions z_{col} . The field of view in each x-ray image is 29.8 mrad \times 28.9 mrad and the color scale gives the number of counts recorded by the x-ray CCD. The geometric average of the horizontal and vertical FWHM x-ray beam divergences is indicated on each x-ray image. In raw electron spectra, the horizontal axis gives the electron energy, the vertical axis the exit angle and the color scale the number of counts (giving an indication of the beam charge).

The x-ray photon energies and the radiated energy per solid angle strongly depends on the electron energy. Figure 3 shows four electron spectra and the corresponding Betatron x-ray radiation spectra, for different collision positions z_{col} . As x-ray photons were collected on axis in the small solid angle $\Omega = 1.1 \times 10^{-5}$ sr, the recorded spectrum is approximately the on axis spectrum, i.e. $\approx d^2I/(d\lambda d\Omega)_{|\theta=0} \Omega$. To present the evolution of the Betatron radiation spectrum as a function of the final electron beam energy, we represent relative spectra, i.e., spectra divided by a reference spectrum (chosen here as the low electron beam energy x-ray spectrum, blue curve in Fig. 3). This permits to remove systematic errors associated to the x-ray spectrometer calibration. In addition, x-ray spectra are divided by the electron beam charge. The bottom part of the figure presents a raw image recorded by the x-ray CCD camera in a single shot. It shows the different orders of the diffraction grating and confirms that the Betatron radiation is emitted in the wiggler regime:

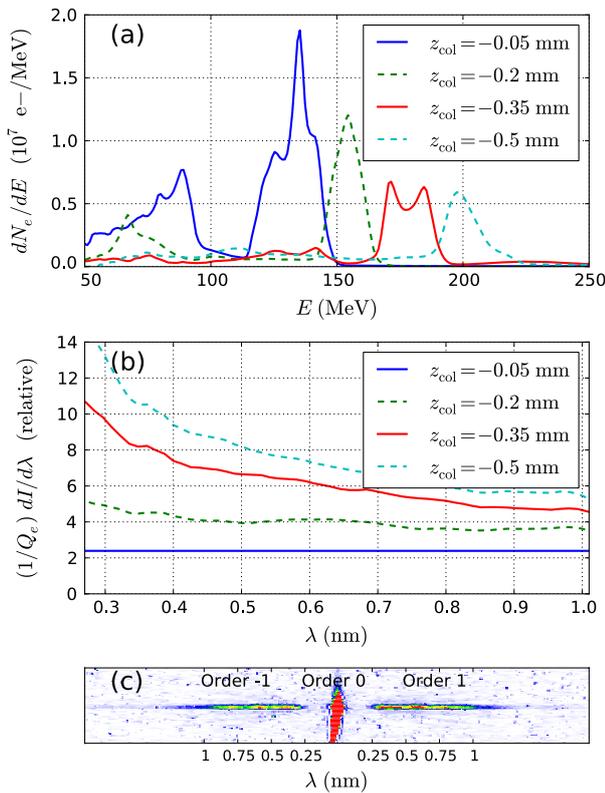


FIG. 3 (color online). Sample of simultaneously measured electron (a) and x-ray (b) spectra, for different collision positions z_{col} . x-ray spectra are given per unit electron beam charge and are normalized by the first x-ray spectrum obtained at $z_{\text{col}} = -0.05$ mm (blue curve). The relative rms error on the relative spectra is 5% at 0.4 nm. (c): A raw x-ray CCD image showing the grating diffraction orders, from which x-ray spectra are obtained.

x-ray spectra are broadband and extend in the few keV range.

The x-ray spectrum exhibits a strong dependence with the electron beam energy. We define the experimental observable $S_{\lambda_0} = (c_{\lambda_0}/Q_e)dI/d\lambda|_{\lambda_0}$ as the x-ray signal measured at $\lambda = \lambda_0$ divided by the electron beam charge Q_e in the main peak (neglecting the effect of low energy electrons present in some electron spectra), where c_{λ_0} is a calibration factor and $dI/d\lambda$ the absolute x-ray spectrum (in J/nm). First, at a given wavelength λ_0 , the x-ray signal per unit electron beam charge S_{λ_0} increases rapidly with the final electron energy. Second, the signal increases much more at short wavelength, than at long wavelength. This corresponds to a change in the spectrum shape, which shifts towards shorter wavelengths (higher photon energies) when the final electron beam energy increases.

For a more quantitative study of the evolution of the x-ray spectral properties with the final electron beam energy, the x-ray signal $S_{0.4 \text{ nm}}$ and the ratio $R = S_{0.4 \text{ nm}}/S_{0.9 \text{ nm}}$ are plotted in Fig. 4 as a function of the electron beam energy for a full set of shots with different collision positions z_{col} . The x-ray signal $S_{0.4 \text{ nm}}$ provides information on the evolution of the radiated energy per unit solid angle at a fixed wavelength, while the ratio R is representative of the shift of the spectrum towards lower or higher photon energies. The result shows again that these quantities are strongly correlated with the electron beam parameters. The x-ray signal $S_{0.4 \text{ nm}}$ is smaller than the detection threshold for electrons below 80 MeV, and then increases sharply with the electron beam energy. In

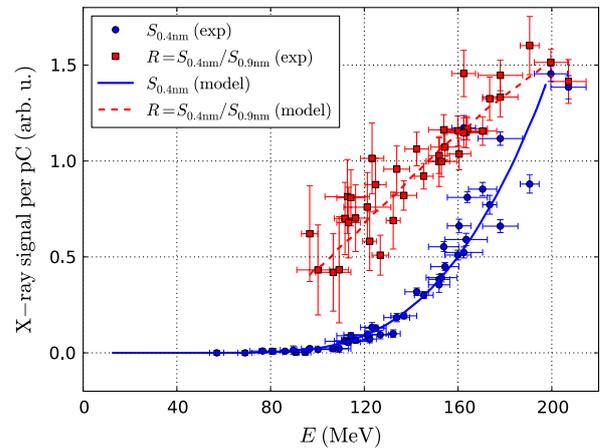


FIG. 4 (color online). Evolution of the x-ray signal at 0.4 nm per unit electron beam charge, $S_{0.4 \text{ nm}} \propto (1/Q_e)dI/d\lambda|_{0.4 \text{ nm}}$ (blue circle), and the ratio $R = S_{0.4 \text{ nm}}/S_{0.9 \text{ nm}}$ between the x-ray signal at 0.4 and 0.9 nm (red square), as a function of the electron beam energy. Horizontal error bar extremities are positioned at half maximum of electron spectra, and vertical error bars show the estimated error on the x-ray signal measurement. The results of the model are shown in blue solid line and red dashed line, respectively, for $S_{0.4 \text{ nm}}$ and R .

addition, the increase of R with the electron energy shows how the x-ray spectrum shifts towards higher photon energies when electron energies are increased. The sharp increase of $S_{0.4 \text{ nm}}$, as observed in Fig. 4, justifies *a posteriori* that we can neglect the influence of low energy electrons present in some electron spectra (e.g., see the spectrum at $z_{\text{col}} = -0.05 \text{ mm}$ in Fig. 3), because they lead to a contribution to the x-ray signal smaller than the error bar of the measurement.

The behaviors of $S_{0.4 \text{ nm}}$ and R can be explained as follows. The measured value of S_{λ_0} can be written as a function of the final Lorentz factor γ_f of the electron beam as

$$S_{\lambda_0}(\gamma_f) = \frac{c\lambda_0}{Q_e} \int_1^{\gamma_f} \frac{hc}{\lambda_0^2 \gamma} \frac{dP}{dE|_{E_0}}(\gamma) d\gamma, \quad (1)$$

where $\dot{\gamma} = d\gamma/dt$ and $dP/dE|_{E_0}(\gamma)$ is the energy radiated per unit time in the photon energy band dE centered on $E_0 = hc/\lambda_0$ and in the solid angle Ω , by an electron beam of charge Q_e during its acceleration. Since $dP/dE|_{E_0}$ integrates the contribution of all electrons (having different Betatron amplitudes), it does not strictly have a synchrotron shape but for the sake of simplicity and for the following qualitative discussion we will use this assumption. As the electron beam accelerates and γ increases, S_{λ_0} , with λ_0 in the subnanometer range, increases for three reasons. First, the increase of the final electron energy comes from an increase of the acceleration length such that γ_f appears to be the upper limit of the integral in Eq. (1), resulting in a necessarily increasing x-ray signal and in a linear increase for a constant integrand. Second, higher electron energies result in a higher critical energy E_c for the photon synchrotron spectrum appearing in the integrand of Eq. (1), due to the Doppler shift factor of $2\gamma^2$. At the beginning (low γ), the photon energy $E_0 = hc/\lambda_0$ lies in the tail of the synchrotron spectrum, which has an exponential decay $\sim \exp(-E/E_c)$ for $E \gg E_c$. Thus, when γ and E_c increase, the integrand increases roughly as $\exp(-E_0/E_c)$ and eventually deviates from this behavior as E_0 becomes closer to the critical energy and approaches the peak of the synchrotron spectrum. The experimental behavior of R is the result of the Doppler shift and the increase of E_c . Third, the x-ray beam divergence decreases with γ and therefore the radiated energy is confined in a smaller solid angle.

These effects can be properly and quantitatively taken into account using a simple model which describes the radiation from an accelerating electron bunch in a focusing field and fits its properties to the experimental results. The wake of the laser pulse is approximated by a spherical ion cavity propagating in the \vec{z}_z direction with a velocity close to the speed of light. The motion of electrons trapped in this wake consists of an acceleration in the longitudinal direction \vec{z}_z , due to a longitudinal force \vec{F}_z , combined with a transverse oscillation across the cavity axis at the

Betatron frequency $\omega_\beta \approx \sqrt{\alpha\omega_p^2/(2\gamma)}$ [14,15], due to a transverse linear focusing force $\vec{F}_\perp = -m\alpha\omega_p^2 r/2\vec{z}_z$ (α is an adjustable numerical factor used to describe any deviation from the nominal transverse force corresponding to a fully evacuated ion cavity). Because the electron motion is essentially longitudinal, $p_\perp \ll p_z$, the Hamiltonian describing the electron dynamics can be expanded and separated into a longitudinal and a transverse part [16], $\mathcal{H} = \mathcal{H}_z + \sum_{a=x,y} \mathcal{H}_a$, with

$$\mathcal{H}_a = \frac{p_a^2}{2\gamma m} + \frac{1}{4} m\alpha\omega_p^2 a^2 = J_a\omega_\beta, \quad (2)$$

with $a = x, y$ and where J_x, J_y are the action variables which are conserved for an adiabatic variation of γ such that $|(1/\omega_\beta^2)d\omega_\beta/dt| \ll 1$ (i.e., an adiabatic acceleration).

We consider an electron bunch initially described by a Maxwell-Boltzmann transverse distribution function $f(x, y, p_x, p_y) = f_0 \exp(-\sum_{a=x,y} \mathcal{H}_a/k_B T_\perp)$ and we numerically solve for the electron trajectories and then compute their radiation from the Liénard-Wiechert fields [17]. In the expression for f , T_\perp is the electron beam transverse temperature which evolves as $T_\perp \propto \gamma^{-1/2}$ for an adiabatic acceleration. The longitudinal force is estimated from the measurement of $\mathcal{E}(z_{\text{col}})$, and is approximately constant, $F_z \approx 100 \text{ GeV} \cdot \text{m}^{-1}$. The transverse initial positions and momenta of 10^3 electrons are randomly generated according to the distribution function f . The model reproduces the experimental behaviors of $S_{0.4 \text{ nm}}$ and R simultaneously for $\alpha = 1$ and for a rms transverse size $\sigma = \sqrt{2k_B T_\perp/(m\alpha\omega_p^2)} = 0.23 \pm 0.08 \mu\text{m}$ at $\mathcal{E} = 200 \text{ MeV}$, as can be seen in Fig. 4 [and also for other choices of (α, σ) satisfying $\alpha\sigma = 0.23 \mu\text{m}$]. The fit parameters used here are $\alpha\sigma$, $c_{0.4 \text{ nm}}$ and $c_{0.4 \text{ nm}}/c_{0.9 \text{ nm}}$. This result shows that the measured x-rays follow the properties of synchrotron radiation from electrons in acceleration which are oscillating in a transverse focusing force, and provides a measurement of $\alpha\sigma$. This measurement, together with the measurement of other properties of Betatron radiation (beam divergence and source size), can provide a complete characterization of laser-plasma accelerator properties: emittance, focusing strength and width of the angular momentum distribution. This characterization will be the object of a separate paper.

In conclusion, we presented experimental results on the production of Betatron radiation by controlled and stable electron beams generated in a laser-plasma accelerator with optical injection. Spectra or angular profiles were measured in a single shot, simultaneously with the electron beam. The decoupling between the electron injection process and the acceleration offers a unique possibility to explore the physical mechanisms at the origin of the source. Indeed, for the first time, the Betatron radiation is produced by well defined and tunable electron beams,

without changing the plasma density, which permits to test the links between electrons and x-rays and to confirm the scaling laws for future developments of the source. The results are well reproduced with a simple model of radiation from an accelerating electron bunch in an ion cavity. They show a strong correlation between the electron beam parameters and the x-ray properties, validating the ion cavity model and the synchrotron nature of the observed radiation. They also give an insight into the accelerator properties, through the measurement of $\alpha\sigma$.

The authors acknowledge the support of the European Research Council (PARIS ERC, Contract No. 226424) and EuCARD/ANAC, EC FP7 (Contract No. 227579).

-
- [1] P. Emma *et al.*, *Nat. Photon.* **4**, 641 (2010).
 - [2] A. Rousse *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **93**, 135005 (2004).
 - [3] S. Kneip *et al.*, *Nature Phys.* **6**, 980 (2010).
 - [4] K. Ta Phuoc *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **97**, 225002 (2006).
 - [5] K. Ta Phuoc *et al.*, *Phys. Plasmas* **14**, 080701 (2007).
 - [6] F. Albert *et al.*, *Phys. Rev. E* **77**, 056402 (2008).
 - [7] S.P.D. Mangles *et al.*, *Appl. Phys. Lett.* **95**, 181106 (2009).
 - [8] J. Faure *et al.*, *Nature (London)* **444**, 737 (2006).
 - [9] D. Umstadter, J. K. Kim, and E. Dodd, *Phys. Rev. Lett.* **76**, 2073 (1996).
 - [10] E. Esarey *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **79**, 2682 (1997).
 - [11] G. Fubiani *et al.*, *Phys. Rev. E* **70**, 016402 (2004).
 - [12] C. Rechatin *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **102**, 164801 (2009).
 - [13] S. Fourmaux *et al.*, *New J. Phys.* **13**, 033017 (2011).
 - [14] E. Esarey *et al.*, *Phys. Rev. E* **65**, 056505 (2002).
 - [15] I. Kostyukov, S. Kiselev, and A. Pukhov, *Phys. Plasmas* **10**, 4818 (2003).
 - [16] I. Kostyukov, A. Pukhov, and S. Kiselev, *Phys. Plasmas* **11**, 5256 (2004).
 - [17] J.D. Jackson, *Classical Electrodynamics* (Wiley, New York, 2001).

All-optical Compton gamma-ray source

K. Ta Phuoc^{1*}, S. Corde^{1*}, C. Thaur¹, V. Malka¹, A. Tafzi¹, J. P. Goddet¹, R. C. Shah²,
S. Sebban¹ and A. Rousse¹

One of the major goals of research for laser-plasma accelerators¹ is the realization of compact sources of femtosecond X-rays^{2–4}. In particular, using the modest electron energies obtained with existing laser systems, Compton scattering a photon beam off a relativistic electron bunch has been proposed as a source of high-energy and high-brightness photons. However, laser-plasma based approaches to Compton scattering have not, to date, produced X-rays above 1 keV. Here, we present a simple and compact scheme for a Compton source based on the combination of a laser-plasma accelerator and a plasma mirror. This approach is used to produce a broadband spectrum of X-rays extending up to hundreds of keV and with a 10,000-fold increase in brightness over Compton X-ray sources based on conventional accelerators^{5,6}. We anticipate that this technique will lead to compact, high-repetition-rate sources of ultrafast (femtosecond), tunable (X- through gamma-ray) and low-divergence ($\sim 1^\circ$) photons from source sizes on the order of a micrometre.

A Compton scattering source operates by colliding a relativistic electron bunch and an intense laser pulse. The electrons travelling in the electromagnetic field oscillate and emit synchrotron-like radiation, commonly referred to as Compton scattering radiation. The scheme provides a double Doppler upshift of incident photon energy by relativistic electrons⁷. For an entirely optical realization of this scheme, two intense laser pulses are required^{8–10}, the first to create a plasma accelerator and the second to scatter off the accelerated relativistic electrons. While attractive in its potential, this scheme has never yet produced radiation above a few keV¹⁰. Here, we demonstrate high-energy femtosecond X-ray radiation from Compton backscattering (hundreds of keV range) in a purely optical scheme that is both simple and robust. As shown in Fig. 1a, an intense femtosecond laser pulse focused into a millimetre-scale gas jet drives a wake-field cavity in which electrons are trapped and accelerated. This is the laser-plasma accelerator. A foil is positioned close to the exit of the gas jet and at nearly normal incidence with respect to the laser and electron beam axis z . The foil is ionized by the rising edge of the laser pulse, resulting in a plasma mirror¹¹ that efficiently reflects the laser pulse (the reflectivity is expected to be larger than 70% for $a_0 \geq 0.04$; ref. 12). This approach provides an inherent overlap in time and space of the back-reflected laser and the relativistic electrons for Compton backscattering.

The experimental set-up is presented in Fig. 1b. The relativistic laser pulse is focused into a 3 mm gas jet to produce an electron beam (see Methods). For the sake of simplicity and reproducibility, the laser-plasma accelerator was set to produce electrons in the forced laser wake-field regime¹³, with a broadband spectrum extending up to an energy of $E \approx 100$ MeV (corresponding to a Lorentz factor of $\gamma = E[\text{MeV}]/0.511$). The measured charge in an electron bunch was ~ 120 pC. The foil used was either 1 mm of glass or 300 μm of CH. Supplementary Fig. S1 presents electron spectra obtained with (i) the foil in the gas jet, (ii) the foil with a hole in

it corresponding to the laser propagation axis and (iii) the foil outside the gas jet (more than 1 cm after the gas jet). It shows that the presence of the foil or interaction with the foil do not significantly improve or degrade the properties of the electron beam.

In this relativistic interaction, radiative processes other than Compton backscattering can produce X-ray radiation. Careful measurements were performed to identify, evaluate and minimize their contribution to the overall emission. In our parameter regime, betatron radiation is emitted in the few keV range and

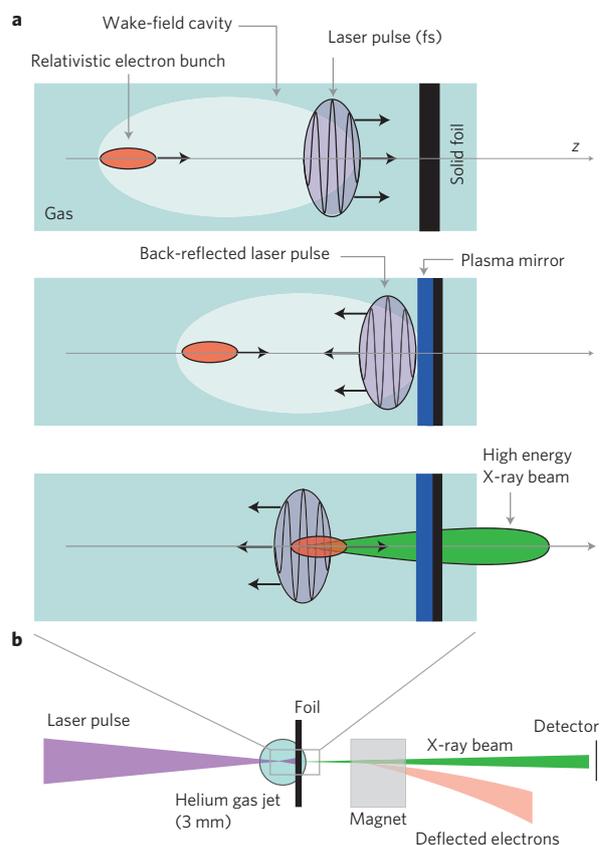


Figure 1 | Principle of the Compton backscattering source. **a**, An intense laser pulse drives a plasma accelerator and is reflected by a plasma mirror. At the collision between the back-reflected laser pulse and the relativistic electron bunch, a femtosecond X-ray pulse is emitted in the forward direction. **b**, Experimental set-up. A 30 TW (30 fs) laser pulse is focused onto a supersonic, 3-mm-diameter, helium gas jet. The radiation is measured using a phosphor screen imaged with a CCD camera or with an imaging plate.

¹Laboratoire d'Optique Appliquée, ENSTA ParisTech, CNRS UMR7639, École Polytechnique, Palaiseau, France, ²Los Alamos National Laboratory, Los Alamos, New Mexico, USA. *e-mail: sebastien.corde@polytechnique.edu; kim.taphuoc@ensta-paristech.fr

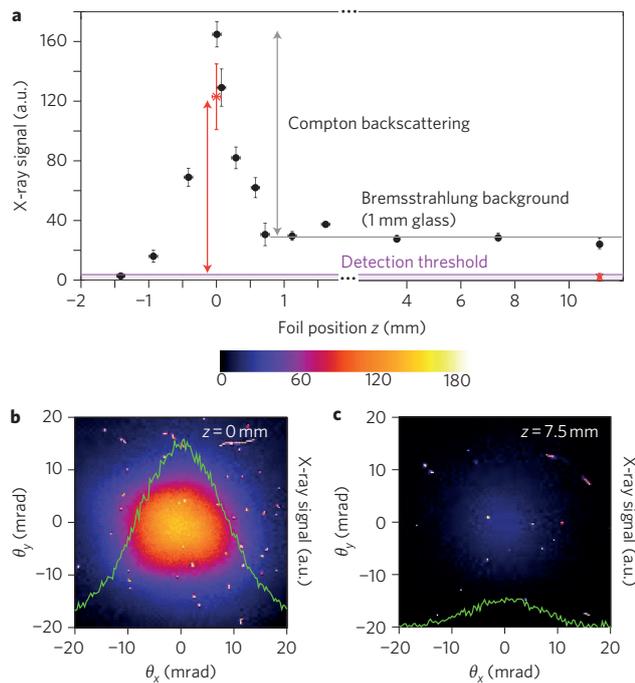


Figure 2 | Evolution of the X-ray signal as a function of the foil position. **a**, z is the foil position along the laser propagation axis (the z -axis is oriented in the direction of the laser propagation). Each data point corresponds to an average over five shots, and the error bars indicate the standard error of the mean. The foil is 1 mm of glass for data given as black circles and 300 μm CH for data indicated by red crosses. **b**, Beam profile observed in a single shot for $z = 0$ mm. **c**, Beam profile observed in a single shot for $z = 7.5$ mm. Radiation below ~ 10 keV was blocked with filters.

$\sim 10^8$ – 10^9 photons are produced². This radiation was measured and blocked by filters (glass and aluminium). Relativistic Bremsstrahlung radiation can be produced when the electron bunch crosses the foil¹⁴. Bremsstrahlung radiation is dependent on the material and thickness of the foil and was minimized by using a thin low- Z material foil for the plasma mirror.

The foil position z along axis \hat{z} is a crucial parameter in maximizing the Compton backscattering emission. It determines parameter a_0 of the reflected laser, which, together with γ , determines the radiation properties^{8,9}. Assuming a parallel electron beam and a head-on collision, the Compton backscattering radiation is emitted on axis at the fundamental wavelength $\lambda_X = (1 + a_0^2/2)\lambda_L/4\gamma^2$ and at its harmonics if $a_0 > 1$. The amount of emitted energy scales as a_0^2 and γ^2 . Figure 2 shows X-ray beams observed on a phosphor screen and the X-ray signal integrated over the angles as a function of position z of the foil (here we used a 1 mm glass foil). After each shot, the foil was moved to provide an undamaged surface, and foil position was measured using shadowgraphy. We defined $z = 0$ to be the position of maximum signal. The behaviour of the observed signal with z is explained as follows. When the foil is moved outside the gas ($z > 0$), a_0 at the position of collision rapidly decreases because the laser pulse, propagating in vacuum, diverges. In that case, the Compton backscattering flux becomes weak and the residual emission observed is due to the Bremsstrahlung radiation (this does not depend on z and can be reduced below the detection threshold when the 1 mm glass is replaced by a 300 μm CH foil). When the foil is moved towards the inside of the gas jet ($z < 0$), the properties of the electron beam are degraded, and the acceleration length is reduced to the point where injection does not occur. The X-ray signal diminishes as z increases, and vanishes

when no electrons are accelerated. For $z = 0$, the X-ray signal is at a maximum because the electrons have attained sufficient energy and charge, and the strength parameter a_0 of the laser field, self-focused, is sufficiently high. In our experimental conditions, $z = 0$ corresponds to the region of the exit gradient of the gas jet. At this optimum position, the X-ray beam divergence, which is governed by the divergence of the electron beam at the collision position, is 18 mrad (full-width at half-maximum, FWHM). The spectrum of Compton backscattering depends on both the electron energy γ and the strength parameter a_0 . In this experiment, the electron distribution was broadband and so is the X-ray spectrum. The X-ray energy distribution was measured using a set of copper filters with thicknesses from 500 μm to 1.2 cm, which covers the energy range from 50 keV to 200 keV. The image of the beam transmitted through the filters and the resulting spectrum are shown in Fig. 3. The X-ray emission extends up to a few hundred keV and the total photon number is $\sim 1 \times 10^8$. To model the X-ray spectrum we used a test particle simulation that calculates the electron trajectories in the laser pulse and the resulting radiation (see Methods). A good agreement is found regarding both the energy distribution and the photon number, considering, as input parameters, the measured electron distribution, a charge of 120 pC and a 15 fs (FWHM) laser pulse with $a_0 = 1.2$.

Such energetic radiation can be used to image the interior of a thick or dense object. As an example, Fig. 4a presents a radiograph of a USB flash drive obtained with the Compton source with a $\times 1.2$ magnification. We also measured the X-ray transverse source size σ_X , as this determines the achievable resolution for large-magnification radiography applications, and the potential of the source for phase contrast imaging¹⁵. For Compton backscattering, the X-ray source size is essentially equal to the transverse size of the electron bunch at the position of collision¹⁸, which can be less than 1 μm . At the maximum emission position $z = 0$, σ_X was measured, in a single shot, using a knife-edge technique. The edge was a cleaved InSb crystal located 20 cm from the source. The shadow of the X-ray beam formed by the sharp edge was recorded using an imaging plate placed 5 m from the source. Figure 4b,c presents the image and corresponding line-out. As has been done previously for a laser broadband X-ray source¹⁶, we plotted the

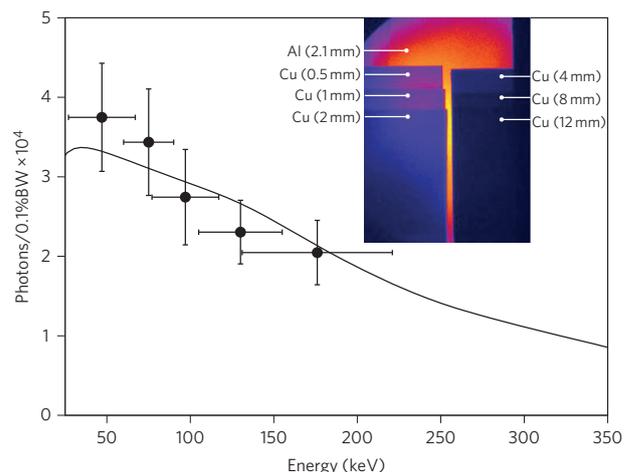


Figure 3 | Spectrum obtained experimentally and numerical simulation.

The image shown in the inset is the beam profile obtained through a set of copper filters. It corresponds to an accumulation over 20 shots. The spectrum is therefore averaged over these 20 shots. The energy points of the spectrum correspond to the mean energy of the distributions f_k , and the horizontal error bars correspond to the FWHM width of these distributions (see Methods). The solid line corresponds to the calculated spectrum.

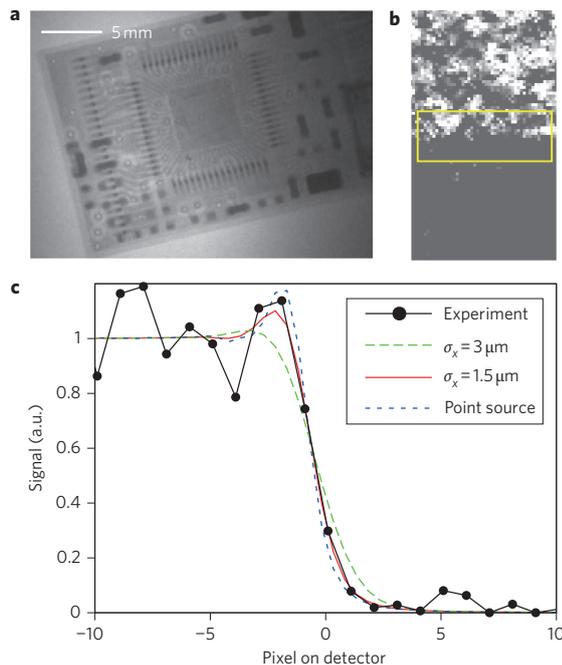


Figure 4 | Radiography and source size measurement. **a**, Radiograph of a USB flash drive with magnification of $\times 1.2$. **b**, Knife-edge image (knife edge is a cleaved InSb crystal). The detector is an imaging plate for the two images. **c**, Line-out of the knife-edge image integrated over the region indicated in **b**. Numerical fits are obtained by taking into account the Fresnel diffraction and considering the spectrum presented in Fig. 3.

calculated Fresnel edge diffraction for the spectrum presented in Fig. 3 (ref. 17). We obtained $\sigma_x < 3 \mu\text{m}$ (FWHM) with a best fit for $\sigma_x = 1.5 \mu\text{m}$ (FWHM). The duration of the X-ray flash, essentially determined by the duration of the electron bunch, is expected to be a few tens of femtoseconds.

All the features of the measured radiation meet the properties of Compton scattering and no other known mechanisms can explain the results. As discussed earlier, the presence of the foil does not significantly modify the features of the electron beam and cannot therefore enhance the betatron and Bremsstrahlung radiations. Furthermore, betatron radiation in the 100 keV range, produced by 100 MeV electrons, would have much larger divergence (greater than a radian) and source size than the observed X-ray beam. Bremsstrahlung can also be rejected, given the strong variation with foil position and independence of the signal regarding foil material and thickness.

In conclusion, we have demonstrated the possibility of combining high-energy X-ray photons, micrometre source size and a duration of tens of femtoseconds in a unique source. The method relies on a simple and original scheme of Compton backscattering in a laser-plasma accelerator. Based on the use of a single laser pulse, this scheme guarantees a systematic overlap between the laser pulse and electron bunch, and efficient use of the laser energy. In this experiment, X-ray beams are generated in a broadband energy range, extending up to a few hundred keV. The X-ray radiation is collimated within a 18 mrad (FWHM) beam with a source size of less than $3 \mu\text{m}$ (FWHM), and the total number of X-ray photons is estimated to be $\sim 1 \times 10^8$. The peak brightness is of the order of $1 \times 10^{21} \text{ph s}^{-1} \text{mm}^{-2} \text{mrad}^{-2}$ per 0.1% bandwidth at 100 keV. The high brightness with respect to conventional Compton sources is a result of the micrometre-scale source size and the femtosecond duration, features inherent to

this all-optical scheme. Although the peak brightness is slightly inferior to a betatron source, the Compton source offers a much higher photon energy at a given electron energy. Future developments will focus on the production of nearly monochromatic and tunable radiation using the monoenergetic and few-femtosecond electron bunches that can now be produced in a laser-plasma accelerator^{19–22}. Finally, the efficiency of the mechanism opens up the possibility of producing a compact femtosecond X-ray source using smaller high-repetition-rate laser systems with automated scanning of the plasma mirror substrate.

Methods

Laser system and target. The experiment was conducted at Laboratoire d’Optique Appliquée with the ‘Salle Jaune’ Ti:sapphire laser system, which delivers 1 J/35 fs (FWHM) pulses at a central wavelength of 810 nm and with a linear polarization. The laser was focused into a 3 mm supersonic helium gas jet with a 70-cm-focal-length off-axis parabola, to a focal spot size of $17 \mu\text{m}$ (FWHM). The laser pulse normalized amplitude in vacuum was estimated to be $a_0 \approx 1.5$ ($a_0 = 0.855 \times 10^{-9} \lambda_L [\mu\text{m}] \sqrt{I [W \text{cm}^{-2}]}$), where λ_L is the laser wavelength and I the intensity. The density profile of the gas jet along the laser propagation axis consists of a plateau of 2.1 mm and 600 μm gradients on both sides. The electron density in the plateau was $n_e \approx 1.1 \times 10^{19} \text{cm}^{-3}$. The position of the laser focal plan was set in the first half of the gas jet to optimize the properties of the produced electron beam (charge and energy).

Electron and X-ray beam diagnostics. The electron spectrometer consisted of a permanent bending magnet (1.1 T over 10 cm), which deflected the electrons depending on their energy, and a Lanex phosphor screen to convert a fraction of the electron energy into 546 nm light imaged by a 16-bit visible charge-coupled device (CCD) camera. The minimum energy that could be measured was 50 MeV. In Fig. 2, the X-ray radiation was measured in a single shot using a Gd₂O₂S:Tb phosphor screen (Roper scientific) imaged with a 16-bit visible CCD camera. For Figs 3 and 4, we used a Fuji BAS-SR calibrated imaging plate (the images in Figs 3 and 4a correspond to an accumulation over 20 shots).

Spectrum analysis. We define $T_k(\hbar\omega)$, the transmission of each filter indexed by $k = 0, 1, 2, \dots$ (from thinner to thicker), and $R(\hbar\omega)$ the response of the imaging plate (conversion from photon number to imaging plate counts). The signal transmitted by filter k was given by $S_k = \int d(\hbar\omega) T_k(\hbar\omega) R(\hbar\omega) dN_\gamma / d(\hbar\omega)$, where $dN_\gamma / d(\hbar\omega)$ is the photon number per eV and in one pixel. To obtain the X-ray spectrum we considered the signal difference between successive filters, which is given by

$$S_k - S_{k+1} = \int d(\hbar\omega) \frac{[T_k(\hbar\omega) - T_{k+1}(\hbar\omega)]R(\hbar\omega)}{10^{-3}\hbar\omega} \left[10^{-3}\hbar\omega \frac{dN_\gamma}{d(\hbar\omega)} \right]$$

We consider that the function $f_k = (T_k - T_{k+1})R / (10^{-3}\hbar\omega)$ is sufficiently narrow to assume that the number of photons per 0.1% bandwidth, $10^{-3}\hbar\omega dN_\gamma / d(\hbar\omega)$, is constant over the width of the f_k distribution. Under this assumption, the above relation can be inverted to obtain the number of photons per 0.1% bandwidth, given by $[10^{-3}\hbar\omega dN_\gamma / d(\hbar\omega)]_{\hbar\omega_k} = (S_k - S_{k+1}) / \int d(\hbar\omega) f_k(\hbar\omega)$. The energy $\hbar\omega_k$ assigned to this photon number is the mean of the distribution f_k . The horizontal error bars correspond to the FWHM of the f_k distributions.

Numerical modelling. We used a test particle simulation based on a Runge–Kutta algorithm. The code calculates the orbit of one electron oscillating in a counterpropagating laser pulse characterized by a normalized vector potential $\mathbf{a} = a_0 \exp[-(2 \ln 2)(z + ct)^2 / (c^2 \tau^2)] \cos(\omega_L t + k_L z) \mathbf{e}_x$, where τ is the FWHM pulse duration. Once the trajectory calculated, the radiated energy per unit solid angle and unit frequency is obtained by integrating the general formula for the radiation from a moving charge¹⁴. The result is then integrated over the angular distribution, converted into photons per 0.1% bandwidth. This calculation is performed for all electron energies, and the Compton spectrum is finally obtained by integrating over the experimental electron spectrum, which is presented in Supplementary Fig. S1. The radiation damping is not considered because the energy of one electron is much larger than the X-ray energy it radiates.

Received 15 November 2011; accepted 16 March 2012; published online 22 April 2012

References

- Esarey, E., Schroeder, C. B. & Leemans, W. P. Physics of laser-driven plasma-based accelerators. *Rev. Mod. Phys.* **81**, 1229–1285 (2009).
- Rousse, A. *et al.* Production of a keV X-ray beam from synchrotron radiation in relativistic laser-plasma interaction. *Phys. Rev. Lett.* **93**, 135005 (2004).
- Kneip, S. *et al.* Bright spatially coherent synchrotron X-rays from a table-top source. *Nature Phys.* **6**, 980–983 (2010).

4. Cipiccia, S. *et al.* Gamma-rays from harmonically resonant betatron oscillations in a plasma wake. *Nature Phys.* **7**, 867–871 (2011).
5. Schoenlein, R. W. *et al.* Femtosecond X-ray pulses at 0.4 Å generated by 90 Thomson scattering: a tool for probing the structural dynamics of materials. *Science* **274**, 236–238 (1996).
6. Albert, F. *et al.* Characterization and applications of a tunable, laser-based, MeV-class Compton-scattering gamma-ray source. *Phys. Rev. ST Accel. Beams* **13**, 070704 (2010).
7. Hartemann, F. V. *High Field Electrodynamics* (CRC Press, 2001).
8. Catravas, P., Esarey, E. & Leemans, W. P. Femtosecond X-rays from Thomson scattering using laser wakefield accelerators. *Meas. Sci. Technol.* **12**, 1828–1834 (2001).
9. Hartemann, F. V. *et al.* Compton scattering X-ray sources driven by laser wakefield acceleration. *Phys. Rev. ST Accel. Beams* **10**, 011301 (2007).
10. Schwoerer, H., Liesfeld, B., Schlenvoigt, H.-P., Amthor, K.-U. & Sauerbrey, R. Thomson-backscattered X-rays from laser-accelerated electrons. *Phys. Rev. Lett.* **96**, 014802 (2006).
11. Kapteyn, H. C., Murnane, M. M., Szoke, A. & Falcone, R. W. Prepulse energy suppression for high-energy ultrashort pulses using self-induced plasma shuttering. *Opt. Lett.* **16**, 490–492 (1991).
12. Doumy G. *et al.* Complete characterization of a plasma mirror for the production of high-contrast ultraintense laser pulses. *Phys. Rev. E* **69**, 026402 (2004).
13. Malka, V. *et al.* Electron acceleration by a wake field forced by an intense ultrashort laser pulse. *Science* **298**, 1596–1600 (2002).
14. Jackson, J. D. *Classical Electrodynamics* (Wiley, 1975).
15. Wilkins, S. W., Gureyev, T. E., Gao, D., Pogany, A. & Stevenson, A. *Nature* **384**, 335–338 (1996).
16. Shah, R. C. *et al.* Coherence-based transverse measurement of synchrotron X-ray radiation from relativistic laser–plasma interaction and laser-accelerated electrons. *Phys. Rev. E* **74**, 045401 (2006).
17. Born, M. & Wolf, E. *Principles of Optics* 6th edn (Pergamon Press, 1980).
18. Ta Phuoc, K. *et al.* Imaging electron trajectories in a laser-wakefield cavity using betatron X-ray radiation. *Phys. Rev. Lett.* **97**, 225002 (2006).
19. Faure, J. *et al.* Controlled injection and acceleration of electrons in plasma wakefields by colliding laser pulses. *Nature* **444**, 737–739 (2006).
20. Rechatin, C. *et al.* Controlling the phase-space volume of injected electrons in a laser-plasma accelerator. *Phys. Rev. Lett.* **102**, 164801 (2009).
21. Lundh, O. *et al.* Few femtosecond, few kiloampere electron bunch produced by a laser plasma accelerator. *Nature Phys.* **7**, 219–222 (2011).
22. Faure, J. *et al.* Injection and acceleration of quasimonoenergetic relativistic electron beams using density gradients at the edges of a plasma channel. *Phys. Plasmas* **17**, 083107 (2010).

Acknowledgements

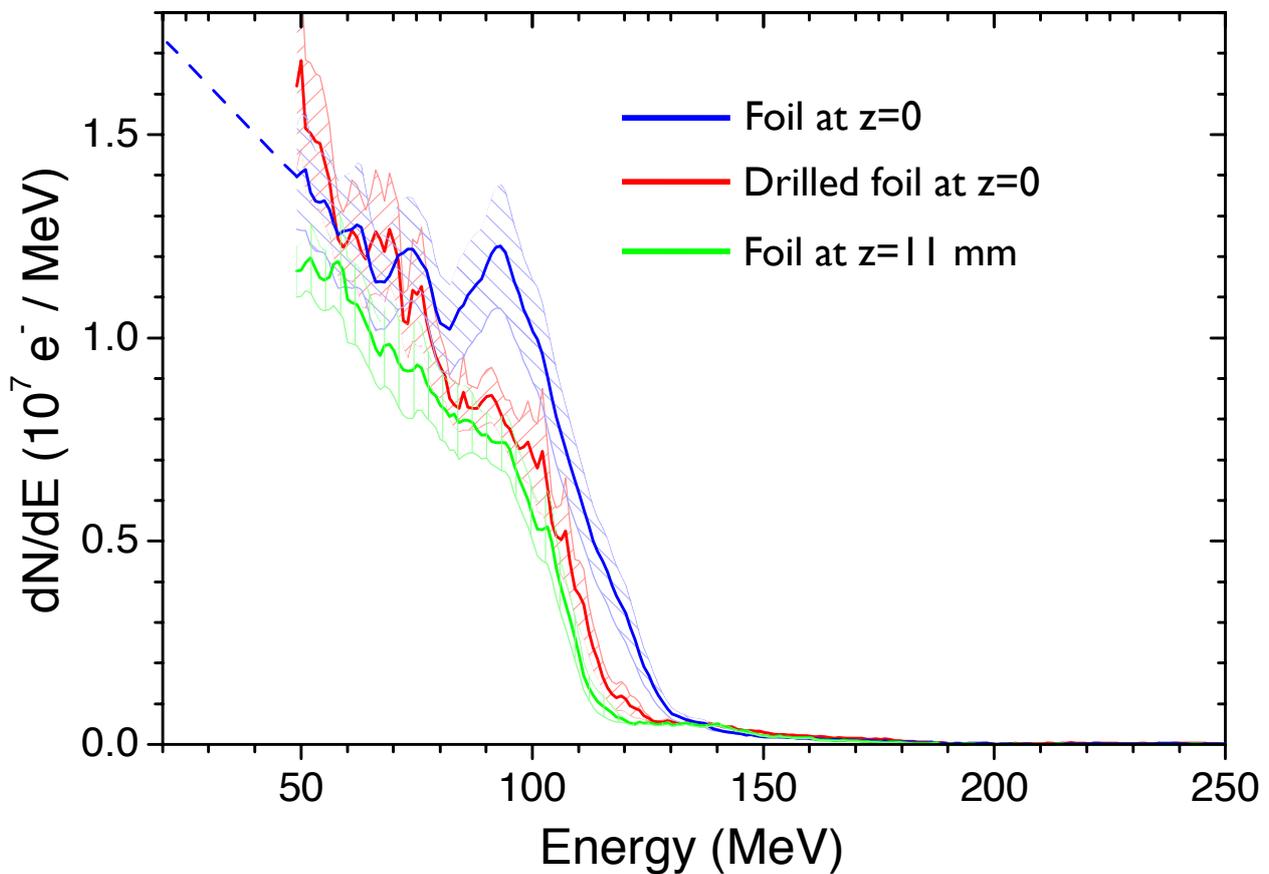
The authors acknowledge the European Research Council for support through the PARIS ERC project (contract no. 226424). The authors acknowledge LOA technical staff for experimental assistance.

Author contributions

K.T.P., S.C. and C.T. conceived and realized the experiment, and contributed equally to this work. K.T.P., S.C., C.T. and V.M. analysed the data. K.T.P., S.C., C.T., V.M., R.C. and A.R. wrote the paper. J.P.G. and A.T. operated the laser system. R.S. proposed the experiment. V.M., A.R. and S.S. supported the project.

Additional information

The authors declare no competing financial interests. Supplementary information accompanies this paper at www.nature.com/naturephotonics. Reprints and permission information is available online at <http://www.nature.com/reprints>. Correspondence and requests for materials should be addressed to S.C. and K.T.P.



Supplementary Fig. 1. Electron spectra experimentally measured for the foil in the gas at $z=0$, for the drilled foil at $z=0$ (drilled along the laser axis), and for the foil out of the jet $z = 11$ mm. Comparing these spectra demonstrate that the foil and the laser interaction with the foil can not significantly improve the electron beam. The presented spectra are averaged over 20 shots. The spectrum used for the numerical modeling of the Compton spectrum is linearly extrapolated for energies below 50 MeV.

BIBLIOGRAPHIE

- [1] S. Y. Chen, A. Maksimchuk, and D. Umstadter, *Experimental observation of relativistic nonlinear Thomson scattering*, *Nature (London)* **396**, 653 (1998). 9
- [2] K. Ta Phuoc, A. Rousse, M. Pittman, J. P. Rousseau, V. Malka, S. Fritzler, D. Umstadter, and D. Hulin, *X-Ray Radiation from Nonlinear Thomson Scattering of an Intense Femtosecond Laser on Relativistic Electrons in a Helium Plasma*, *Phys. Rev. Lett.* **91**, 195001 (2003). 9
- [3] E. Esarey, C. B. Schroeder, and W. P. Leemans, *Physics of laser-driven plasma-based electron accelerators*, *Rev. Mod. Phys.* **81**, 1229 (2009). 9
- [4] V. Malka, J. Faure, Y. A. Gauduel, E. Lefebvre, A. Rousse, and K. Ta Phuoc, *Principles and applications of compact laser-plasma accelerators*, *Nature Phys.* **4**, 447 (2008). 9
- [5] A. Rousse, K. Ta Phuoc, R. Shah, A. Pukhov, E. Lefebvre, V. Malka, S. Kiselev, F. Burgy, J. P. Rousseau, D. Umstadter, and D. Hulin, *Production of a keV X-Ray Beam from Synchrotron Radiation in Relativistic Laser-Plasma Interaction*, *Phys. Rev. Lett.* **93**, 135005 (2004). 9, 56, 102
- [6] H. P. Schlenvoigt, K. Haupt, A. Debus, F. Budde, O. Jackel, S. Pfotenhauer, H. Schworer, E. Rohwer, J. G. Gallacher, E. Brunetti, R. P. Shanks, S. M. Wiggins, and D. A. Jaroszynski, *A compact synchrotron radiation source driven by a laser-plasma wakefield accelerator*, *Nature Phys.* **4**, 130 (2008). 9
- [7] M. Fuchs, R. Weingartner, A. Popp, Z. Major, S. Becker, J. Osterhoff, I. Cortie, B. Zeitler, R. Hörlein, G. D. Tsakiris, U. Schramm, T. P. Rowlands-Rees, S. M. Hooker, D. Habs, F. Krausz, S. Karsch, and F. Grüner, *Laser-driven soft-X-ray undulator source*, *Nature Phys.* **5**, 826 (2009). 9
- [8] H. Schworer, B. Liesfeld, H.-P. Schlenvoigt, K.-U. Amthor, and R. Sauerbrey, *Thomson-Backscattered X Rays From Laser-Accelerated Electrons*, *Phys. Rev. Lett.* **96**, 014802 (2006). 9, 69
- [9] P. Emma, R. Akre, J. Arthur, R. Bionta, C. Bostedt, J. Bozek, A. Brachmann, P. Bucksbaum, R. Coffee, F.-J. Decker, Y. Ding, D. Dowell, S. Edstrom, A. Fisher, J. Frisch, S. Gilevich, J. Hastings, G. Hays, Ph. Hering, Z. Huang, R. Iverson, H. Loos, M. Messerschmidt, A. Miahnahri, S. Moeller, H.-D. Nuhn, G. Pile, D. Ratner, J. Rzepiela, D. Schultz, T. Smith, P. Stefan, H. Tompkins, J. Turner, J. Welch, W. White, J. Wu, G. Yocky, and J. Galayda, *First lasing and operation of an angstrom-wavelength free-electron laser*, *Nature Photon.* **4**, 641 (2010). 9
- [10] S. R. de Groot, V. A. van Leeuwen, and C. G. van Weert, *Relativistic Kinetic Theory* (North-Holland, Amsterdam, 1980). 18
- [11] W. A. Newcomb, *Warm relativistic electron fluid*, *Phys. Fluids* **25**, 846 (1982). 18, 19
- [12] P. Amendt, *Plasma wave equations of state*, *Phys. Fluids* **29**, 1458 (1986). 19

- [13] J. G. Siambis, *Relativistic fluid equations for intense electron beams*, *Phys. Fluids* **30**, 896 (1987). 19
- [14] C. B. Schroeder, E. Esarey, and B. A. Shadwick, *Warm wave breaking of nonlinear plasma waves with arbitrary phase velocities*, *Phys. Rev. E* **72**, 055401 (2005). 19, 29
- [15] B. A. Shadwick, G. M. Tarkenton, and E. H. Esarey, *Hamiltonian Description of Low-Temperature Relativistic Plasmas*, *Phys. Rev. Lett.* **93**, 175002 (2004). 19
- [16] B. A. Shadwick, G. M. Tarkenton, E. Esarey, and C. B. Schroeder, *Fluid and Vlasov models of low-temperature, collisionless, relativistic plasma interactions*, *Phys. Plasmas* **12**, 056710 (2005). 19
- [17] E. Esarey, C. B. Schroeder, E. Cormier-Michel, B. A. Shadwick, C. G. R. Geddes, and W. P. Leemans, *Thermal effects in plasma-based accelerators*, *Phys. Plasmas* **14**, 056707 (2007). 19, 29
- [18] C. Cohen-Tannoudji, J. Dupont-Roc, and G. Grynberg, *Photons et atomes : Introduction à l'électrodynamique quantique* (EDP Sciences / CNRS Éditions, Paris, 2001). 20
- [19] L. M. Gorbunov, P. Mora, and T. M. Antonsen, *Quasistatic magnetic field generated by a short laser pulse in an underdense plasma*, *Phys. Plasmas* **4**, 4358 (1997). 21, 27
- [20] L. Gorbunov, P. Mora, and T. M. Antonsen, *Magnetic Field of a Plasma Wake Driven by a Laser Pulse*, *Phys. Rev. Lett.* **76**, 2495 (1996). 27
- [21] A. I. Akhiezer and R. V. Polovin, *Sov. Phys. JETP* **3**, 696 (1956). 29
- [22] O. Coulaud, M. Dussère, P. Hénon, E. Lefebvre, and J. Roman, *Optimization of a kinetic laser-plasma interaction code for large parallel systems*, *Parallel Computing* **29**, 1175 (2003). 29
- [23] V. Malka, A. Lifschitz, J. Faure, and Y. Glinec, *Staged concept of laser-plasma acceleration toward multi-GeV electron beams*, *Phys. Rev. ST Accel. Beams* **9**, 091301 (2006). 30
- [24] P. Mora and T. M. Antonsen, *Electron cavitation and acceleration in the wake of an ultraintense, self-focused laser pulse*, *Phys. Rev. E* **53**, R2068 (1996). 30
- [25] P. Mora and T. M. Antonsen, *Kinetic modeling of intense, short laser pulses propagating in tenuous plasmas*, *Phys. Plasmas* **4**, 217 (1997). 30
- [26] S. V. Bulanov, F. Pegoraro, A. M. Pukhov, and A. S. Sakharov, *Transverse-Wake Wave Breaking*, *Phys. Rev. Lett.* **78**, 4205 (1997). 31
- [27] T. Tajima and J. M. Dawson, *Laser Electron Accelerator*, *Phys. Rev. Lett.* **43**, 267 (1979). 33
- [28] A. Pukhov and J. Meyer-ter Vehn, *Laser wake field acceleration: the highly non-linear broken-wave regime*, *Appl. Phys. B* **74**, 355 (2002). 34
- [29] W. Lu, M. Tzoufras, C. Joshi, F. S. Tsung, W. B. Mori, J. Vieira, R. A. Fonseca, and L. O. Silva, *Generating multi-GeV electron bunches using single stage laser wakefield acceleration in a 3D nonlinear regime*, *Phys. Rev. ST Accel. Beams* **10**, 061301 (2007). 34, 36, 95
- [30] I. Kostyukov, A. Pukhov, and S. Kiselev, *Phenomenological theory of laser-plasma interaction in "bubble" regime*, *Phys. Plasmas* **11**, 5256 (2004). 34, 37, 39, 119

-
- [31] A. Pukhov, S. Gordienko, S. Kiselev, and I. Kostyukov, The bubble regime of laser-plasma acceleration : monoenergetic electrons and the scalability, *Plasma Phys. Control. Fusion* **46**, B179 (2004). 34
- [32] W. Lu, C. Huang, M. Zhou, W. B. Mori, and T. Katsouleas. *Nonlinear Theory for Relativistic Plasma Wakefields in the Blowout Regime*, *Phys. Rev. Lett.* **96**, 165002 (2006). 34, 37
- [33] 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**, 056709 (2006). 34, 37
- [34] B.-S. Xie, H.-C. Wu, H. Wang, N.-Y. Wang, and M. Y. Yu, *Analysis of the electromagnetic fields and electron acceleration in the bubble regime of the laser-plasma interaction*, *Phys. Plasmas* **14**, 073103 (2007). 34
- [35] M. Abramowitz and I. A. Stegun, editors, *Handbook of Mathematical Functions*, chapter 8, page 336 (Dover, New York, 1972). 36
- [36] A. G. R. Thomas, *Scalings for radiation from plasma bubbles*, *Phys. Plasmas* **17**, 056708 (2010). 37
- [37] H.-C. Wu, B.-S. Xie, M.-P. Liu, X.-R. Hong, S. Zhang, and M. Y. Yu, *Electron trajectories and betatron oscillation in the wake bubble in laser-plasma interaction*, *Phys. Plasmas* **16**, 073108 (2009). 37, 39, 119
- [38] M. Tzoufras, W. Lu, F. S. Tsung, C. Huang, W. B. Mori, T. Katsouleas, J. Vieira, R. A. Fonseca, and L. O. Silva, *Beam Loading in the Nonlinear Regime of Plasma-Based Acceleration*, *Phys. Rev. Lett.* **101**, 145002 (2008). 37, 113
- [39] C. Rechatin, X. Davoine, A. Lifschitz, A. Ben Ismail, J. Lim, E. Lefebvre, J. Faure, and V. Malka, *Observation of Beam Loading in a Laser-Plasma Accelerator*, *Phys. Rev. Lett.* **103**, 194804 (2009). 37, 40, 101, 113
- [40] K. Németh, B. Shen, Y. Li, H. Shang, R. Crowell, K. C. Harkay, and J. R. Cary, *Laser-Driven Coherent Betatron Oscillation in a Laser-Wakefield Cavity*, *Phys. Rev. Lett.* **100**, 095002 (2008). 37
- [41] C. E. Clayton, K. A. Marsh, A. Dyson, M. Everett, A. Lal, W. P. Leemans, R. Williams, and C. Joshi, *Ultrahigh-gradient acceleration of injected electrons by laser-excited relativistic electron plasma waves*, *Phys. Rev. Lett.* **70**, 37 (1993). 39
- [42] K. Nakajima, D. Fisher, T. Kawakubo, H. Nakanishi, A. Ogata, Y. Kato, Y. Kitagawa, R. Kodama, K. Mima, H. Shiraga, K. Suzuki, K. Yamakawa, T. Zhang, Y. Sakawa, T. Shoji, Y. Nishida, N. Yugami, M. Downer, and T. Tajima, *Observation of Ultrahigh Gradient Electron Acceleration by a Self-Modulated Intense Short Laser Pulse*, *Phys. Rev. Lett.* **74**, 4428 (1995). 39
- [43] F. Amiranoff, S. Baton, D. Bernard, B. Cros, D. Descamps, F. Dorchies, F. Jacquet, V. Malka, J. R. Marquès, G. Matthieussent, P. Miné, A. Modena, P. Mora, J. Morillo, and Z. Najmudin, *Observation of Laser Wakefield Acceleration of Electrons*, *Phys. Rev. Lett.* **81**, 995 (1998). 39
- [44] A. G. Khachatryan, *Trapping, compression, and acceleration of an electron bunch in the nonlinear laser wakefield*, *Phys. Rev. E* **65**, 046504 (2002). 39

- [45] A. G. Khachatryan, F. A. van Goor, K.-J. Boller, A. J. W. Reitsma, and D. A. Jaroszynski, *Extremely short relativistic-electron-bunch generation in the laser wakefield via novel bunch injection scheme*, *Phys. Rev. ST Accel. Beams* **7**, 121301 (2004). 39
- [46] A. F. Lifschitz, J. Faure, V. Malka, and P. Mora, *GeV Wakefield acceleration of low energy electron bunches using Petawatt lasers*, *Phys. Plasmas* **12**, 093104 (2005). 39
- [47] F. S. Tsung, W. Lu, M. Tzoufras, W. B. Mori, C. Joshi, J. M. Vieira, L. O. Silva, and R. A. Fonseca, *Simulation of monoenergetic electron generation via laser wakefield accelerators for 5–25 TW lasers*, *Phys. Plasmas* **13**, 056708 (2006). 39, 119
- [48] I. Kostyukov, E. Nerush, A. Pukhov, and V. Seredov, *Electron Self-Injection in Multidimensional Relativistic-Plasma Wake Fields*, *Phys. Rev. Lett.* **103**, 175003 (2009). 39, 119
- [49] S. Kalmykov, S. A. Yi, V. Khudik, and G. Shvets, *Electron Self-Injection and Trapping into an Evolving Plasma Bubble*, *Phys. Rev. Lett.* **103**, 135004 (2009). 39, 119
- [50] 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 (London)* **431**, 535 (2004). 40
- [51] C. G. R. Geddes, C. Toth, J. van Tilborg, E. Esarey, C. B. Schroeder, D. Bruhwiler, C. Nieter, J. Cary, and W. P. Leemans, *High-quality electron beams from a laser wakefield accelerator using plasma-channel guiding*, *Nature (London)* **431**, 538 (2004). 40
- [52] 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 (London)* **431**, 541 (2004). 40
- [53] D. Umstadter, J. K. Kim, and E. Dodd, *Laser Injection of Ultrashort Electron Pulses into Wakefield Plasma Waves*, *Phys. Rev. Lett.* **76**, 2073 (1996). 40
- [54] E. 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**, 2682 (1997). 40
- [55] G. Fubiani, E. 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**, 016402 (2004). 40
- [56] C. Rechatin, J. Faure, A. Ben-Ismaïl, J. Lim, R. Fitour, A. Specka, H. Videau, A. Tafzi, F. Burgy, and V. Malka, *Controlling the Phase-Space Volume of Injected Electrons in a Laser-Plasma Accelerator*, *Phys. Rev. Lett.* **102**, 164801 (2009). 40, 76, 102, 125
- [57] J. Faure, C. Rechatin, A. Norlin, A. Lifschitz, Y. Glinec, and V. Malka, *Controlled injection and acceleration of electrons in plasma wakefields by colliding laser pulses*, *Nature (London)* **444**, 737 (2006). 40, 76, 102, 125
- [58] S. 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**, R5257 (1998). 40
- [59] H. Suk, N. Barov, J. B. Rosenzweig, and E. Esarey, *Plasma Electron Trapping and Acceleration in a Plasma Wake Field Using a Density Transition*, *Phys. Rev. Lett.* **86**, 1011 (2001). 40

-
- [60] R. G. Hemker, N. M. Hafz, and M. Uesaka, *Computer simulations of a single-laser double-gas-jet wakefield accelerator concept*, *Phys. Rev. ST Accel. Beams* **5**, 041301 (2002). 40
- [61] A. V. Brantov, T. Zh. Esirkepov, M. Kando, H. Kotaki, V. Yu. Bychenkov, and S. V. Bulanov, *Controlled electron injection into the wake wave using plasma density inhomogeneity*, *Phys. Plasmas* **15**, 073111 (2008). 40
- [62] J. Faure, C. Rechatin, O. Lundh, L. Ammoura, and V. Malka, *Injection and acceleration of quasimonoenergetic relativistic electron beams using density gradients at the edges of a plasma channel*, *Phys. Plasmas* **17**, 083107 (2010). 40, 76, 125
- [63] 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**, 025003 (2010). 40
- [64] C. McGuffey, A. G. R. Thomas, W. Schumaker, T. Matsuoka, V. Chvykov, F. J. Dollar, G. Kalintchenko, V. Yanovsky, A. Maksimchuk, K. Krushelnick, V. Yu. Bychenkov, I. V. Glazyrin, and A. V. Karpeev, *Ionization Induced Trapping in a Laser Wakefield Accelerator*, *Phys. Rev. Lett.* **104**, 025004 (2010). 40
- [65] 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**, 105003 (2010). 40
- [66] B. B. Pollock, C. E. Clayton, J. E. Ralph, F. Albert, A. Davidson, L. Divol, C. Filip, S. H. Glenzer, K. Herpodt, 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**, 045001 (2011). 40
- [67] J. Vieira, S. F. Martins, V. B. Pathak, R. A. Fonseca, W. B. Mori, and L. O. Silva, *Magnetic Control of Particle Injection in Plasma Based Accelerators*, *Phys. Rev. Lett.* **106**, 225001 (2011). 40
- [68] J. D. Jackson, *Classical Electrodynamics*, 3rd edition (Wiley, New York, 2001). 41, 42, 47, 48, 68, 71
- [69] H. Wiedemann, *Particle Accelerator Physics*, 3rd edition (Springer-Verlag, Berlin, 2007). 47
- [70] O. Lundh, J. Lim, C. Rechatin, L. Ammoura, A. Ben-Ismaïl, X. Davoine, G. Gallot, J-P. Goddet, E. Lefebvre, V. Malka, and J. Faure, *Few femtosecond, few kiloampere electron bunch produced by a laser-plasma accelerator*, *Nature Phys.* **7**, 219 (2011). 56, 68, 76, 127
- [71] K. Ta Phuoc, S. Corde, R. Shah, F. Albert, R. Fitour, J. P. Rousseau, F. Burgy, B. Mercier, and A. Rousse, *Imaging Electron Trajectories in a Laser-Wakefield Cavity Using Betatron X-Ray Radiation*, *Phys. Rev. Lett.* **97**, 225002 (2006). 56, 90, 114
- [72] S. P. D. Mangles, G. Genoud, S. Kneip, M. Burza, K. Cassou, B. Cros, N. P. Dover, C. Kamperidis, Z. Najmudin, A. Persson, J. Schreiber, F. Wojda, and C.-G. Wahlstrom, *Controlling the spectrum of x-rays generated in a laser-plasma accelerator by tailoring the laser wavefront*, *Appl. Phys. Lett.* **95**, 181106 (2009). 56, 59, 90, 102

- [73] S. Kneip, C. McGuffey, J. L. Martins, S. F. Martins, C. Bellei, V. Chvykov, F. Dollar, R. Fonseca, C. Huntington, G. Kalintchenko, A. Maksimchuk, S. P. D. Mangles, T. Matsuoka, S. R. Nagel, C. A. J. Palmer, J. Schreiber, K. Ta Phuoc, A. G. R. Thomas, V. Yanovsky, L. O. Silva, K. Krushelnick, and Z. Najmudin, *Bright spatially coherent synchrotron X-rays from a table-top source*, *Nature Phys.* **6**, 980 (2010). 56, 59, 90, 102
- [74] S. Fourmaux, S. Corde, K. Ta Phuoc, P. M. Leguay, S. Payeur, P. Lassonde, S. Gnedyuk, G. Lebrun, C. Fourment, V. Malka, S. Sebban, A. Rousse, and J. C. Kieffer, *Demonstration of the synchrotron-type spectrum of laser-produced Betatron radiation*, *New J. Phys.* **13**, 033017 (2011). 56, 60
- [75] S. Fourmaux, S. Payeur, A. Alexandrov, C. Serbanescu, F. Martin, T. Ozaki, A. Kudryashov, and J. C. Kieffer, *Laser beam wavefront correction for ultra high intensities with the 200 TW laser system at the advanced laser light source*, *Opt. Express* **16**, 11987 (2008). 56
- [76] D. Strickland and G. Mourou, *Compression of amplified chirped optical pulses*, *Opt. Commun.* **56**, 219 (1985). 56
- [77] V. Malka, C. Coulaud, J. P. Geindre, V. Lopez, Z. Najmudin, D. Neely, and F. Amiranoff, *Characterization of neutral density profile in a wide range of pressure of cylindrical pulsed gas jets*, *Rev. Sci. Instrum.* **71**, 2329 (2000). 58
- [78] S. Kneip, S. R. Nagel, C. Bellei, N. Bourgeois, A. E. Dangor, A. Gopal, R. Heathcote, S. P. D. Mangles, J. R. Marquès, A. Maksimchuk, P. M. Nilson, K. Ta Phuoc, S. Reed, M. Tzoufras, F. S. Tsung, L. Willingale, W. B. Mori, A. Rousse, K. Krushelnick, and Z. Najmudin, *Observation of Synchrotron Radiation from Electrons Accelerated in a Petawatt-Laser-Generated Plasma Cavity*, *Phys. Rev. Lett.* **100**, 105006 (2008). 59
- [79] F. Albert, R. Shah, K. Ta Phuoc, R. Fitour, F. Burgy, J. P. Rousseau, A. Tafzi, D. Douillet, T. Lefrou, and A. Rousse, *Betatron oscillations of electrons accelerated in laser wakefields characterized by spectral x-ray analysis*, *Phys. Rev. E* **77**, 056402 (2008). 59, 90, 102
- [80] C. A. Klein, *Bandgap Dependence and Related Features of Radiation Ionization Energies in Semiconductors*, *J. Appl. Phys.* **39**, 2029 (1968). 59
- [81] U. Fano, *Ionization Yield of Radiations. II. The Fluctuations of the Number of Ions*, *Phys. Rev.* **72**, 26 (1947). 59
- [82] C. Fourment, N. Arazam, C. Bonte, T. Caillaud, D. Descamps, F. Dorchies, M. Harmand, S. Hulin, S. Petit, and J. J. Santos, *Broadband, high dynamics and high resolution charge coupled device-based spectrometer in dynamic mode for multi-keV repetitive x-ray sources*, *Rev. Sci. Instrum.* **80**, 083505 (2009). 60
- [83] Y. Glinec, J. Faure, A. Lifschitz, J. M. Vieira, R. A. Fonseca, L. O. Silva, and V. Malka, *Direct observation of betatron oscillations in a laser-plasma electron accelerator*, *Europhys. Lett.* **81**, 64001 (2008). 61
- [84] S. Fourmaux, S. Corde, K. Ta Phuoc, P. Lassonde, G. Lebrun, S. Payeur, F. Martin, S. Sebban, V. Malka, A. Rousse, and J. C. Kieffer, *Single shot phase contrast imaging using laser-produced Betatron x-ray beams*, *Opt. Lett.* **36**, 2426 (2011). 64, 80, 90
- [85] F. R. Arutyunian and V. A. Tumanian, *The Compton effect on relativistic electrons and the possibility of obtaining high energy beams*, *Phys. Lett.* **4**, 176 (1963). 65, 69

-
- [86] F. V. Hartemann, *High-Field Electrodynamics*, chapter 10 (CRC Press, Boca Raton, 2002). 68
- [87] L. D. Landau and E. M. Lifshitz, *The Classical Theory of Fields* (Pergamon, New York, 1994). 68
- [88] V. Telnov, *Laser Cooling of Electron Beams for Linear Colliders*, *Phys. Rev. Lett.* **78**, 4757 (1997). 68
- [89] Z. Huang and R. D. Ruth, *Laser-Electron Storage Ring*, *Phys. Rev. Lett.* **80**, 976 (1998). 68
- [90] E. Esarey, *Laser cooling of electron beams via Thomson scattering*, *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A* **455**, 7 (2000). 68
- [91] J. Koga, T. Zh. Esirkepov, and S. V. Bulanov, *Nonlinear Thomson scattering in the strong radiation damping regime*, *Phys. Plasmas* **12**, 093106 (2005). 68
- [92] P. Michel, C. B. Schroeder, B. A. Shadwick, E. Esarey, and W. P. Leemans, *Radiative damping and electron beam dynamics in plasma-based accelerators*, *Phys. Rev. E* **74**, 026501 (2006). 68
- [93] A. Di Piazza, K. Z. Hatsagortsyan, and C. H. Keitel, *Quantum Radiation Reaction Effects in Multiphoton Compton Scattering*, *Phys. Rev. Lett.* **105**, 220403 (2010). 68
- [94] P. Catravas, E. Esarey, and W. P. Leemans, *Femtosecond x-rays from Thomson scattering using laser wakefield accelerators*, *Meas. Sci. Technol.* **12**, 1828 (2001). 69
- [95] N. Hafz, H. J. Lee, J. U. Kim, G. H. Kim, H. Suk, and J. Lee, *Femtosecond X-ray generation via the Thomson scattering of a terawatt laser from electron bunches produced from the LWFA utilizing a plasma density transition*, *IEEE Trans. Plasma Sci.* **31**, 1388 (2003). 69
- [96] F. V. Hartemann, D. J. Gibson, W. J. Brown, A. Rouse, K. Ta Phuoc, V. Malka, J. Faure, and A. Pukhov, *Compton scattering x-ray sources driven by laser wakefield acceleration*, *Phys. Rev. ST Accel. Beams* **10**, 011301 (2007). 69
- [97] K. Ta Phuoc, S. Corde, C. Thaury, V. Malka, A. Tafzi, J. P. Goddet, R. C. Shah, S. Seban, and A. Rouse, *All-optical Compton gamma-ray source*, *Nature Photon. advance online publication*, 10.1038/nphoton.2012.82 (2012). 69
- [98] H. C. Kapteyn, M. M. Murnane, A. Szoke, and R. W. Falcone, *Prepulse energy suppression for high-energy ultrashort pulses using self-induced plasma shuttering*, *Opt. Lett.* **16**, 490 (1991). 69
- [99] C. Thaury, F. Quéré, J. P. Geindre, A. Levy, T. Ceccotti, P. Monot, M. Bougeard, F. Réau, P. D'Oliveira, P. Audebert, R. Marjoribanks, and P. Martin, *Plasma mirrors for ultrahigh-intensity optics*, *Nature Phys.* **3**, 424 (2007). 69
- [100] R. W. Schoenlein, W. P. Leemans, A. H. Chin, P. Volfbeyn, T. E. Glover, P. Balling, M. Zolotarev, K. J. Kim, S. Chattopadhyay, and C. V. Shank, *Femtosecond X-ray Pulses at 0.4 angstrom Generated by 90 degrees Thomson Scattering: A Tool for Probing the Structural Dynamics of Materials*, *Science* **274**, 236 (1996). 76, 124
- [101] F. Albert, S. G. Anderson, D. J. Gibson, C. A. Hagmann, M. S. Johnson, M. Messerly, V. Semenov, M. Y. Shverdin, B. Rusnak, A. M. Tremaine, F. V. Hartemann, C. W. Siders, D. P. McNabb, and C. P. J. Barty, *Characterization and applications of a tunable,*

- laser-based, MeV-class Compton-scattering γ -ray source*, *Phys. Rev. ST Accel. Beams* **13**, 070704 (2010). 76, 124
- [102] R. Fitzgerald, *Phase-Sensitive X-Ray Imaging*, *Phys. Today* **53**, 23 (2000). 77, 78
- [103] U. Bonse and M. Hart, *AN X-RAY INTERFEROMETER*, *Appl. Phys. Lett.* **6**, 155 (1965). 78
- [104] A. Momose, T. Takeda, Y. Itai, and K. Hirano, *Phase-contrast X-ray computed tomography for observing biological soft tissues*, *Nat. Med.* **2**, 473 (1996). 78
- [105] T. J. Davis, D. Gao, T. E. Gureyev, A. W. Stevenson, and S. W. Wilkins, *Phase-contrast imaging of weakly absorbing materials using hard X-rays*, *Nature (London)* **373**, 595 (1995). 78
- [106] S. W. Wilkins, T. E. Gureyev, D. Gao, A. Pogany, and A. W. Stevenson, *Phase-contrast imaging using polychromatic hard X-rays*, *Nature (London)* **384**, 335 (1996). 78, 79
- [107] M. Born and E. Wolf, *Principles of Optics: Electromagnetic Theory of Propagation, Interference and Diffraction of Light*, 7th edition (Cambridge University Press, 1999). 79
- [108] K. K. Sharma, *Optics: Principles and Applications* (Academic Press, 2006). 79
- [109] K. A. Nugent, *Partially coherent diffraction patterns and coherence measurement*, *J. Opt. Soc. Am. A* **8**, 1574 (1991). 80
- [110] S. Corde, C. Thaury, K. Ta Phuoc, A. Lifschitz, G. Lambert, J. Faure, O. Lundh, E. Benveniste, A. Ben-Ismaïl, L. Arantchuk, A. Marciniak, A. Stordeur, P. Brijesh, A. Rousse, A. Specka, and V. Malka, *Mapping the X-Ray Emission Region in a Laser-Plasma Accelerator*, *Phys. Rev. Lett.* **107**, 215004 (2011). 89
- [111] J. Osterhoff, A. Popp, Zs. Major, B. Marx, T. P. Rowlands-Rees, M. Fuchs, M. Geissler, R. Hörlein, B. Hidding, S. Becker, E. A. Peralta, U. Schramm, F. Grüner, D. Habs, F. Krausz, S. M. Hooker, and S. Karsch, *Generation of Stable, Low-Divergence Electron Beams by Laser-Wakefield Acceleration in a Steady-State-Flow Gas Cell*, *Phys. Rev. Lett.* **101**, 085002 (2008). 90
- [112] W. P. Leemans, B. Nagler, A. J. Gonsalves, C. Toth, K. Nakamura, C. G. R. Geddes, E. Esarey, C. B. Schroeder, and S. M. Hooker, *GeV electron beams from a centimetre-scale accelerator*, *Nature Phys.* **2**, 696 (2006). 91
- [113] 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*, *J. Comput. Phys.* **228**, 1803 (2009). 93
- [114] E. Esarey, P. Sprangle, J. Krall, and A. Ting, *Self-focusing and guiding of short laser pulses in ionizing gases and plasmas*, *IEEE J. Quantum Electron.* **33**, 1879 (1997). 93
- [115] K. H. Pae, I. W. Choi, and J. Lee, *Self-mode-transition from laser wakefield accelerator to plasma wakefield accelerator of laser-driven plasma-based electron acceleration*, *Phys. Plasmas* **17**, 123104 (2010). 96
- [116] I. Blumenfeld, C. E. Clayton, F.-J. Decker, M. J. Hogan, C. Huang, R. Ischebeck, R. Iversen, C. Joshi, T. Katsouleas, N. Kirby, W. Lu, K. A. Marsh, W. B. Mori, P. Muggli, E. Oz, R. H. Siemann, D. Walz, and M. Zhou, *Energy doubling of 42 GeV electrons in a metre-scale plasma wakefield accelerator*, *Nature (London)* **445**, 741 (2007). 96, 127

-
- [117] S. Corde, K. Ta Phuoc, R. Fitour, J. Faure, A. Tafzi, J. P. Goddet, V. Malka, and A. Rousse, *Controlled Betatron X-Ray Radiation from Tunable Optically Injected Electrons*, *Phys. Rev. Lett.* **107**, 255003 (2011). 101
- [118] C. Rechatin, J. Faure, A. Lifschitz, X. Davoine, E. Lefebvre, and V. Malka, *Quasi-monoenergetic electron beams produced by colliding cross-polarized laser pulses in underdense plasmas*, *New J. Phys.* **11**, 013011 (2009). 102
- [119] A. J. Gonsalves, K. Nakamura, C. Lin, D. Panasencko, S. Shiraishi, T. Sokollik, C. Benedetti, C. B. Schroeder, C. G. R. Geddes, J. van Tilborg, J. Osterhoff, E. Esarey, C. Toth, and W. P. Leemans, *Tunable laser plasma accelerator based on longitudinal density tailoring*, *Nature Phys.* **7**, 862 (2011). 117
- [120] Y. Glinec, J. Faure, A. Norlin, A. Pukhov, and V. Malka, *Observation of Fine Structures in Laser-Driven Electron Beams Using Coherent Transition Radiation*, *Phys. Rev. Lett.* **98**, 194801 (2007). 127
- [121] M. J. Hogan, T. O. Raubenheimer, A. Seryi, P. Muggli, T. Katsouleas, C. Huang, W. Lu, W. An, K. A. Marsh, W. B. Mori, C. E. Clayton, and C. Joshi, *Plasma wakefield acceleration experiments at FACET*, *New J. Phys.* **12**, 055030 (2010). 127

Des accélérateurs laser-plasma aux sources de rayonnement X femtoseconde : étude, développement et applications

Résumé

Lors de l'interaction relativiste entre une impulsion laser brève et intense et un plasma sous-dense, des électrons peuvent être injectés et accélérés jusqu'à plusieurs centaines de MeV dans une structure accélératrice se formant dans le sillage de l'impulsion laser : c'est l'accélérateur laser-plasma. Une des applications majeures de ces accélérateurs réside dans le développement de sources compactes de faisceaux de rayonnement X femtoseconde.

Au cours de cette thèse, deux sources de rayonnement X ont été étudiées et développées. Le rayonnement bétatron, intrinsèque à l'accélérateur laser-plasma, provient des oscillations transverses des électrons au cours de leur accélération. Sa caractérisation par comptage de photons a montré que le faisceau X contenait un total de 10^9 photons, avec des énergies pouvant être supérieures à 10 keV. Nous avons également développé une source Compton tout-optique produisant des photons de quelques centaines de keV, basée sur la collision entre un faisceau de photons et un faisceau d'électrons. Le potentiel de ces sources de rayonnement a été mis en évidence en réalisant l'imagerie par contraste de phase monocoup d'un échantillon biologique.

Nous avons ensuite montré que l'émission X bétatron est un outil expérimental très puissant pour étudier la physique sous-jacente à l'accélération laser-plasma. On peut tout d'abord réaliser la cartographie de la région d'émission, ce qui donne des informations inédites, permettant par exemple de localiser l'endroit où sont injectés les électrons. Les propriétés angulaires et spectrales du rayonnement X permettent également d'avoir des informations sur la dynamique transverse des électrons au cours de leur accélération.

From laser-plasma accelerators to femtosecond X-ray sources: study, development and applications

Abstract

During the relativistic interaction between a short and intense laser pulse and an underdense plasma, electrons can be injected and accelerated up to hundreds of MeV in an accelerating structure formed in the wake of the pulse: this is the so-called laser-plasma accelerator. One of the major perspectives for laser-plasma accelerators resides in the realization of compact sources of femtosecond x-ray beams.

In this thesis, two x-ray sources were studied and developed. The betatron radiation, intrinsic to laser-plasma accelerators, comes from the transverse oscillations of electrons during their acceleration. Its characterization by photon counting revealed an x-ray beam containing 10^9 photons, with energies extending above 10 keV. We also developed an all-optical Compton source producing photons with energies up to hundreds of keV, based on the collision between a photon beam and an electron beam. The potential of these x-ray sources was highlighted by the realization of single shot phase contrast imaging of a biological sample.

Then, we showed that the betatron x-ray radiation can be a powerful tool to study the physics of laser-plasma acceleration. We demonstrated the possibility to map the x-ray emission region, which gives a unique insight into the interaction, permitting us for example to locate the region where electrons are injected. The x-ray angular and spectral properties allow us to gain information on the transverse dynamics of electrons during their acceleration.