



HAL
open science

Accélération d'électrons dans l'interaction laser-plasma : développement et caractérisation d'un injecteur optique

Clément Rechatin

► **To cite this version:**

Clément Rechatin. Accélération d'électrons dans l'interaction laser-plasma : développement et caractérisation d'un injecteur optique. Physique [physics]. Ecole Polytechnique X, 2009. Français. NNT : . pastel-00005570

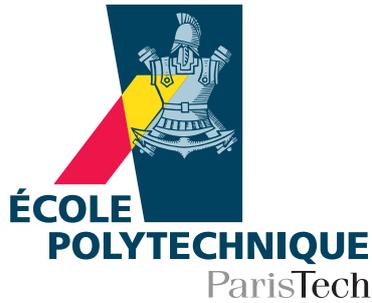
HAL Id: pastel-00005570

<https://pastel.hal.science/pastel-00005570>

Submitted on 3 Mar 2010

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

Spécialité : Lasers et matière

par

Clément RECHATIN

**Accélération d'électrons dans l'interaction laser-plasma :
développement et caractérisation d'un injecteur optique**

Soutenue le 21 septembre 2009 devant le jury composé de :

M. François Amiranoff	LULI, Palaiseau	
M. Philippe Balcou	CELIA, Bordeaux	Rapporteur
Mme Marie-Emmanuelle Couprie	SOLEIL, Saint Aubin	
M. Jérôme Faure	LOA, Palaiseau	Directeur de thèse
M. Patrick Mora	CPHT, Palaiseau	Président
M. Patric Muggli	USC, Los Angeles	Rapporteur

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



Table des matières

Table des matières	v
Introduction	1
1 Théorie de l'accélération d'électrons par laser	5
1.1 Laser	5
1.2 Plasma	6
1.3 Excitation d'onde plasma	9
1.3.1 Force pondéromotrice	9
1.3.2 Théorie linéaire	10
1.3.3 Théorie non linéaire	13
1.4 Guidage et évolution non linéaire du laser	16
1.5 Accélération	18
1.6 Problématique de l'injection & état de l'art	20
1.6.1 Injection externe	21
1.6.2 Déferlement	22
1.6.3 Injection optique	24
2 Injection par faisceaux contre-propagatifs : théorie	27
2.1 Concept de l'injection optique	28
2.1.1 Notations	28
2.1.2 Battement et gain d'impulsion	28
2.1.3 Piégeage	31
2.2 Chauffage	33
2.2.1 Battement	33
2.2.2 Chauffage stochastique	34
2.2.3 Effets pondéromoteurs couplés au battement	46
2.2.4 Chauffage par collision d'ondes de sillages	53
2.3 Inhibition de l'onde de sillage	54
2.4 Simulations et études paramétriques 1D	58
2.4.1 Variation de a_0	59
2.4.2 Variation de a_1	60
2.4.3 Variation de polarisation	61
2.4.4 Variation de la compression	62
2.5 Simulations 3D	63

2.5.1	Inhibition d'onde de sillage	64
2.5.2	Injection froide	64
2.6	Conclusion	66
3	Injection par faisceaux contre-propagatifs : expérience	67
3.1	Laser	67
3.2	Plasma et jet de gaz	69
3.3	Montage expérimental	70
3.4	Diagnostics	71
3.4.1	Diagnostics d'alignements	71
3.4.2	Spectromètre à électrons	73
3.5	Injection par faisceaux contre-propagatifs	76
3.6	Domaine d'injection	80
3.6.1	Paramètres du pompe et du plasma	80
3.6.2	Paramètres du laser d'injection	81
3.7	Stabilité	83
3.7.1	Comparaison avec les fluctuations laser	85
3.7.2	Stabilité du régime de la bulle et controverse	86
3.8	Conclusion	87
4	Contrôle du faisceau d'électrons et effets physiques fins	89
4.1	Contrôle de l'énergie	90
4.1.1	Résultats expérimentaux	90
4.1.2	Simulations de l'expérience	92
4.1.3	Evolution de la charge et influence des effets non linéaires	93
4.2	Contrôle du volume d'injection	97
4.2.1	Principe	97
4.2.2	Contrôle de la charge	98
4.2.3	Contrôle de la dispersion en énergie	100
4.3	Injection avec des polarisations croisées	102
4.3.1	Variation de a_0	102
4.3.2	Explications	104
4.3.3	Variation de a_1 et seuils d'injection	106
4.4	Effets de <i>beam loading</i>	108
4.4.1	Considérations générales	108
4.4.2	Observables	112
4.4.3	Résultats expérimentaux	114
4.4.4	Simulations	117
4.4.5	Charge optimale et dispersion en énergie	119
4.4.6	Comparaison avec le modèle théorique non linéaire	121
4.4.7	Forme de faisceau	125
4.4.8	Rendement	129
4.5	Caractérisation fine de la dispersion en énergie	130
4.5.1	Dispositif expérimental	130
4.5.2	Mesure et discussion	133

4.6	Conclusion	135
5	Applications et perspectives	137
5.1	Résultats obtenus pendant la thèse	137
5.2	Applications	138
5.2.1	Radiographie	138
5.2.2	Radiothérapie	141
5.2.3	Génération de rayonnement	143
5.3	Perspectives	145
A	Guidage dans un capillaire	151
A.1	Théorie et motivation	151
A.1.1	Guidage d'un laser dans un canal de densité	151
A.1.2	Formation du canal de densité	152
A.1.3	Motivations	153
A.2	Décharge capillaire	154
A.2.1	Dispositif électrique et décharge	155
A.2.2	Jitter	156
A.3	Caractérisation du guidage à faible flux	157
A.4	Perspectives	161
B	Lois d'échelles	163
C	Publications	165
C.1	J. Faure <i>et al.</i> <i>Nature</i> 2006	167
C.2	Rechatin <i>et al.</i> <i>Phys. Plasmas</i> 2007	171
C.3	Rechatin <i>et al.</i> <i>New J. Phys.</i> 2009	175
C.4	Malka <i>et al.</i> <i>Phys. Plasmas</i> 2009	185
C.5	Davoine <i>et al.</i> <i>Phys. Rev. Lett.</i> 2009	193
C.6	Rechatin <i>et al.</i> <i>Phys. Rev. Lett.</i> 2009	197
C.7	Rechatin <i>et al.</i> <i>Phys. Rev. Lett.</i> 2009	201
	Bibliographie	220

Remerciements

Peut être existe-t-il des thèses dont l’accomplissement n’est dû qu’à l’unique travail et abnégation du doctorant. Ce n’est pas le cas du travail détaillé dans le présent manuscrit et je voudrais ici remercier les nombreuses personnes qui y ont contribué.

Je remercie en premier lieu mon directeur de thèse, Jérôme Faure. J’ai pu apprécier et apprendre de ses grandes compétences d’expérimentateur qui ont joué un rôle déterminant dans la réussite des expériences effectuées pendant ma thèse. Ses conseils et son intuition physique dans des domaines très variés m’ont été particulièrement utiles et ont toujours su guider mes travaux. Enfin, je tiens à saluer sa disponibilité, sa patience et sa confiance qui me font mesurer le privilège de l’avoir eu pour encadrant.

Je remercie également Victor Malka, qui m’a accueilli au sein du groupe “Sources de Particules par Laser”. C’est bien grâce à son enthousiasme communicatif, à son exigence, et à sa vision de stratège du domaine que le groupe maintient son standard scientifique exceptionnel. Son recul et sa grande expérience rendent ses conseils, dont il n’est jamais avare avec ses étudiants, toujours pertinents et enrichissants.

Je remercie toutes les personnes du groupe avec qui j’ai eu l’occasion de partager non seulement les joies mais aussi parfois les difficultés (pour ne pas dire galères) de la physique expérimentale, Andreas Norlin et Yannick Glinec présents à mes débuts puis Ahmed Ben Ismail, Jae Lim et enfin Olle Lundh. Le groupe est aussi composé d’une autre population, qui bien que travaillant sur un thème de recherche diamétralement opposé, l’accélération de protons par lasers, a fait partie intégrante de ces trois années de thèse. Je remercie donc Alain Guemnie Tafo et sa bonne humeur indéfectible, Alessandro Flacco, François Sylla, Subhendu Kahaly et Mina Veltcheva, qui ont partagé, outre mon bureau, le stress des expérimentateurs attendant le laser (et les résultats) ainsi que de francs moments de décompression. Je voudrais remercier particulièrement Agustin Lifschitz qui a eu la patience de m’initier aux simulations numériques et Alessandro, qui m’a appris quelques ficelles de geek fort utiles.

Cette thèse a été effectuée dans le Laboratoire d’Optique Appliquée, je tiens à remercier son directeur, Antoine Rousse, et Gérard Mourou, son prédécesseur, pour m’y avoir accueilli et permis de travailler dans un environnement si stimulant.

Merci à Kim Ta Phuoc, Romuald Fitour et Sébastien Corde, qui étudient le rayonnement généré par les électrons et partagent notre enceinte expérimentale, pour avoir su s’adapter à la lourdeur de nos montages. Merci à Stéphane Sebban, grand pourvoyeur de gadgets indispensables et introuvables par ailleurs.

J’ai une pensée pour toutes les équipes techniques du laboratoire, tout d’abord les laséristes sans qui les expériences n’auraient pas lieu. Je remercie ainsi Jean-Philippe Rousseau, Frédéric Burgy, Amar Tafzi et Jean-Philippe Goddet pour nous avoir fourni les tant précieux photons, tâche parfois ingrate face à des expérimentateurs exigeants. En commençant ma thèse, ayant jusqu’alors plutôt

fait des expériences de pensée, je n’imaginai pas l’importance de la mécanique et de l’électronique dans la physique expérimentale. Cette inexpérience a été largement compensée par la compétence de l’équipe de choc de la cellule : Denis, Thierry, Grégory et Marc et de l’atelier de mécanique : Charlie et Mickaël que je tiens à remercier ici pour toutes les demandes, naturellement toujours urgentes, qu’ils ont su satisfaire avec diligence. Merci également à toute l’équipe du secrétariat sans laquelle commandes, missions et autres tracasseries matérielles au demeurant fort utiles ne se feraient pas.

Ces travaux de thèse ont aussi reposé sur des collaborations fructueuses et efficaces. Je remercie ainsi Erik Lefebvre et Xavier Davoine du CEA DAM, qui m’ont permis de comprendre un peu plus finement ce qui se passait dans nos expériences et fourni un socle théorique inestimable. Je remercie également les personnes ayant contribué au développement de la cellule capillaire, Simon Hooker et Thomas Rowland Rees du Clarendon Laboratory d’Oxford, ainsi que Jean Larour et Leonid Arantchuk du Laboratoire de Physique des Plasmas. Merci également à nos collaborateurs du Laboratoire Leprince Ringuet et particulièrement à Arnd Specka qui ont permis la réussite de l’expérience du spectromètre à haute résolution (je n’aborderai pas dans cette thèse la question délicate de la synchronisation des shutters mais je pense que c’est une leçon que je retiendrai).

Je remercie également les membres du jury : Marie-Emmanuelle Couprie, François Amiranoff, Patrick Mora, Jérôme Faure, et particulièrement Patric Muggli et Philippe Balcou qui ont eu la tâche ingrate de rapporteur à effectuer pendant leur mois d’août. Leurs commentaires avisés ont permis la finalisation de ce manuscrit.

Enfin je tiens à remercier mes amis, ma famille et ma belle famille qui m’ont soutenu pendant ces trois dernières années et permis de garder un lien avec le monde extérieur. Merci surtout à Aude pour son soutien à toute épreuve, elle qui a tout supporté, de mes retours très tardifs les nuits d’expérience à la correction du manuscrit, en passant par mes habitudes de travail parfois erratiques.

Introduction

Les premiers systèmes laser (acronyme pour *Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation*) sont apparus en 1960 [Maiman 60]. En quelques dizaines d'années ces systèmes se sont imposés dans la vie quotidienne. Ils restent toujours des outils de choix pour étudier la physique en laboratoire et sont utilisés dans des domaines aussi différents que le refroidissement d'atomes en mécanique quantique, l'astrophysique de laboratoire et la fusion contrôlée par confinement inertiel, à plus haute puissance.

Les lasers ultra courts, de durée de quelques dizaines de femtosecondes ($1 \text{ fs} = 10^{-15} \text{ s}$), sont d'un intérêt tout particulier. Ce sont parmi les sources de rayonnement les plus brèves existantes à ce jour et ils permettent de résoudre temporellement des mécanismes ultra courts. Ils permettent aussi, avec de faibles énergies et donc des systèmes relativement légers (tenant sur quelques tables) d'obtenir des puissances gigantesques. Ainsi, l'amplification à dérive de fréquence [Strickland 85] et la technologie basée sur l'amplification dans des cristaux de Titane :Saphir permettent d'atteindre de manière assez répandue des puissances de dix à cent térawatts ($1 \text{ TW} = 10^{12} \text{ W}$), des systèmes de classe pétawatt ($1 \text{ PW} = 10^{15} \text{ W}$) commencent à être mis en route [Collier 04, Martinez 05]. Une fois focalisés, ces lasers atteignent des intensités crêtes supérieures à $10^{20} \text{ W.cm}^{-2}$, ouvrant des régimes d'interaction uniques avec la matière. A ces intensités la matière est d'ailleurs rapidement ionisée par le champ électrique du laser et on parle donc plutôt d'interaction laser plasma. Cette interaction peut être source de rayonnement harmonique de durée encore plus courte, d'une centaine d'atosecondes ($1 \text{ as} = 10^{-18} \text{ s}$) permettant de visualiser des dynamiques moléculaires [Thaury 07]. Elle peut aussi servir de source de rayonnement ultra bref dans le domaine X [Rischel 97] ou de source cohérente dans le domaine X-UV [Zeitoun 04], fournissant ainsi des lasers dans des longueurs d'onde autrement inatteignables. Enfin ce régime d'interaction peut servir d'accélérateur de particules avec des champs accélérateurs de l'ordre de la centaine de GV/m : c'est le sujet de cette thèse.

Pour comprendre l'intérêt d'une telle méthode, il faut étudier quelques instants les limites des accélérateurs conventionnels. Si ces machines de haute technicité permettent des performances remarquables en tout point, elles souffrent d'un défaut important : leur taille et en conséquence leur coût. Ceci est dû aux champs maximaux qui peuvent être supportés par des cavités accélératrices : au delà de 10 à 100 MV/m (selon le type d'accélérateur), le champ électrique fait « claquer » les

parois et détruit l'accélérateur. Pour aller vers les très hautes énergies nécessaires à la physique des particules les longueurs d'accélération deviennent considérables : par exemple l'accélérateur linéaire de Stanford (SLAC) accélère des électrons à 45 GeV en 3 km. L'ILC (International Linear Collider), qui permettrait d'atteindre le TeV, mesurera 31 km. La construction de telles machines est un véritable défi et leur coût prohibitif. Les accélérateurs circulaires, même s'ils permettent plusieurs passages dans les structures accélératrices, ne sont pas plus compacts. Les particules perdent en effet de l'énergie par rayonnement synchrotron et doivent donc avoir des trajectoires les moins courbées possibles. L'anneau du LHC (Large Hadron Collider) mesure ainsi 26 km de circonférence. Ces tailles importantes ne sont pas dommageables qu'à la physique des particules mais limitent également, dans certains cas, l'utilisation des faisceaux de particules dans les domaines industriels ou médicaux.

L'accélération plasma pourrait constituer une réponse à cette problématique, en utilisant des champs mille fois plus importants. De plus si cette technique ne rivalise pas encore avec les accélérateurs conventionnels, elle a ses propres avantages : des tailles de faisceaux naturellement réduites (de l'ordre du micron) et surtout des durées de faisceaux extrêmement courtes (de l'ordre de la femtoseconde). A cela s'ajoute la possibilité de les synchroniser facilement avec des sources lasers. Ces caractéristiques ouvrent la voie à de nombreuses expériences uniques.

L'accélération de particules par interaction laser plasma dans le régime sous dense a été proposée initialement par Tajima & Dawson en 1979 [Tajima 79]. Les auteurs ont montré comment le champ transverse d'un laser pouvait être transformé, dans un plasma, en un champ électrique longitudinal. Ce champ longitudinal, qui « suit » l'impulsion laser est appelé onde de sillage. Dans un plasma sous dense, la vitesse de phase de ce champ est proche de la vitesse de la lumière. Ainsi un électron peut rester longtemps dans une phase accélératrice de l'onde de sillage et être accéléré à des énergies relativistes.

Le potentiel de cette technique pour l'accélération d'électrons n'a pas été démenti par les récents résultats. En 2004, pour la première fois, des faisceaux mono énergétiques étaient créés par cette méthode [Faure 04, Mangles 04, Geddes 04]. En 2006 une accélération jusqu'au GeV était démontrée sur une distance d'accélération de quelques centimètres [Leemans 06]. Parallèlement, en utilisant un faisceau d'électrons relativistes au lieu d'un laser pour exciter l'onde de sillage, des gains d'énergie de 42 GeV ont été réalisés au SLAC [Blumenfeld 07]. C'est dans ce contexte très dynamique que s'inscrit ma thèse, commencée en 2006.

Objectifs de la thèse

Le principal objectif de la thèse est d'améliorer la qualité, la stabilité et la caractérisation des faisceaux d'électrons accélérés dans l'interaction laser plasma. Pour réaliser ces objectifs, nous avons mis en place une méthode d'injection originale des électrons dans l'onde plasma.

Pour comprendre de quoi il retourne sans recourir au formalisme physique, on peut utiliser une analogie courante dans l'interaction laser plasma sous dense. Dans le plasma, le laser excite un champ longitudinal dans son sillage de manière similaire à la vague de sillage soulevée par un bateau. Un électron peut y être accéléré tout comme un surfeur est accéléré tant qu'il descend la vague. A la fin de l'accélération, la vitesse atteinte est alors supérieure à celle du laser/bateau. Cependant pour qu'il y ait un transfert d'énergie important entre l'onde et la particule, il faut que cette dernière ait une vitesse initiale proche de la vitesse de phase de l'onde. Cette problématique est bien connue du surfeur : s'il se présente devant une vague sans vitesse initiale, il oscillera de bas en haut mais restera globalement à la même position. S'il veut pouvoir prendre la vague et être accéléré, il doit acquérir une vitesse initiale en ramant.

Nous montrerons dans cette thèse comment on peut transmettre cette vitesse initiale aux électrons de manière optique en utilisant un deuxième faisceau laser contre-propagatif. En opérant largement au dessus des seuils d'injection, calculés théoriquement, nous démontrerons que l'on peut obtenir des faisceaux d'électrons de bonne qualité spectrale (mono énergétiques) de manière stable. De plus, cette méthode d'injection permet de contrôler précisément tous les paramètres du faisceau d'électrons injectés et notamment son volume dans l'espace des phases. Cette injection contrôlée permet donc non seulement d'obtenir les faisceaux d'électrons ayant la plus faible dispersion en énergie produits à ce jour dans l'interaction laser plasma, mais aussi d'étudier et d'optimiser des phénomènes physiques importants comme la contre réaction du faisceau d'électrons sur l'onde plasma, le *beam loading*.

Plan de la thèse

- Dans le premier chapitre, les bases de l'accélération laser-plasma seront exposées. Elles permettront de poser la problématique de l'injection. Un état de l'art des techniques existantes sera proposé.
- Le chapitre deux traitera de la théorie de l'injection optique par faisceaux contre-propagatifs. Au delà de la théorie existante sur le sujet, des mécanismes physiques essentiels à la compréhension des expériences seront présentés, notamment sur le chauffage des électrons et les effets collectifs du plasma.
- Ces expériences seront décrites dans le chapitre trois. On y verra le succès de la méthode d'injection pour produire des faisceaux d'électrons stables dans des régimes de paramètres inexplorés.
- Cette stabilité ouvre de nombreuses possibilités qui constituent le coeur de la thèse et sont l'objet du chapitre quatre. On pourra ainsi faire des études paramétriques précises qui nous aideront à comprendre dans le détail les phénomènes physiques en jeu. Nous verrons également dans ce chapitre

comment on peut régler tous les paramètres du faisceau d'électrons en utilisant des paramètres optiques. L'effet du *beam loading* et ses implications sur la production de faisceaux d'électrons de très faibles dispersions en énergie sera étudié et discuté. Enfin une caractérisation fine du spectre des électrons sera présentée avec un spectromètre à haute résolution et nous montrerons que cette méthode d'injection optique permet d'atteindre des dispersions en énergie de l'ordre du pourcent.

- Le chapitre cinq présentera la conclusion de ce travail de thèse et les applications et nombreuses perspectives ouvertes par cette méthode d'injection.
- Enfin une annexe présentera le travail effectué sur le développement et la caractérisation d'une décharge capillaire appliquée au guidage d'impulsions lasers en vue de l'augmentation de la longueur d'accélération des électrons.

Chapitre 1

Théorie de l'accélération d'électrons par laser

Nous allons maintenant détailler la physique de la propagation du laser dans un plasma et la façon dont les lasers ultra brefs excitent les ondes plasma, avant d'en déduire des lois sur les propriétés des faisceaux d'électrons accélérés.

Ce chapitre n'a pas vocation à être exhaustif sur le sujet, de très bonnes revues [Esarey 96, Mori 97] ou thèses existantes en combleront les lacunes. Son but, bien plus modeste, est d'introduire les notations et les concepts utilisés tout au long de ce manuscrit.

1.1 Laser

Les faisceaux gaussiens ont une importance particulière en optique car leur propagation peut se décrire facilement. Dans la suite de la thèse, on modélisera les impulsions lasers par des faisceaux gaussiens. Pour un tel faisceau de durée totale à mi hauteur¹ τ_0 (sur l'intensité) et de rayon w se propageant dans la direction z , l'amplitude dans le vide s'écrit :

$$\mathbf{A}(r, z, t) = \hat{A}(r, z, t) \Re \left(e^{i(k_0 z - \omega_0 t)} e^{i\phi_z} \mathbf{u}_{\text{pol}} \right) \quad (1.1)$$

$$= A_0 \exp \left[-\frac{r^2}{w(z)^2} \right] \exp \left[-2 \ln(2) \frac{(z - ct)^2}{c^2 \tau_0^2} \right] \Re \left(e^{i(k_0 z - \omega_0 t)} e^{i\phi_z} \mathbf{u}_{\text{pol}} \right) \quad (1.2)$$

\mathbf{u}_{pol} est un vecteur unitaire complexe représentant l'état de polarisation du laser. Pour une polarisation linéaire dans la direction x : $\mathbf{u}_{\text{pol}} = \mathbf{e}_x$; pour des polarisations circulaires : $\mathbf{u}_{\text{pol}} = 1/\sqrt{2}(\mathbf{e}_x \pm i\mathbf{e}_y)$.

L'évolution du rayon au cours la propagation s'écrit :

$$w(z) = w_0 \sqrt{1 + \frac{z^2}{z_R^2}} \quad (1.3)$$

w_0 est le *waist* du faisceau et $z_R = \pi w_0^2 / \lambda$ est la longueur de Rayleigh.

¹On utilisera également l'acronyme anglais FWHM (Full Width Half Maximum).

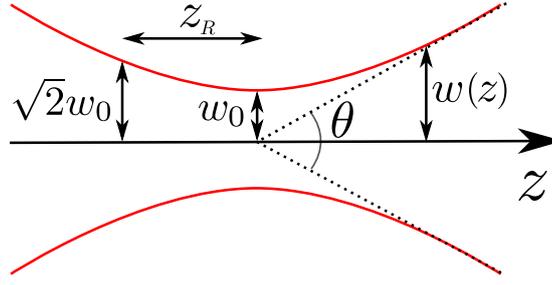


FIG. 1.1 – Faisceau gaussien

Cette considération géométrique est importante : sans guidage le laser ne reste focalisé que sur une longueur de Rayleigh, ce qui limitera la distance d'accélération. Un compromis doit donc être trouvé entre l'intensité laser $I \propto w_0^{-2}$ et la distance d'accélération. Cette question centrale du choix des paramètres et notamment de l'intensité optimale n'a pas de réponse triviale. On peut néanmoins introduire une autre grandeur pour distinguer deux régimes.

Au premier ordre, un électron dans un champ laser suit le potentiel laser : $\mathbf{p} = e\mathbf{A}$. Pour $A > mc/e$, un électron devient relativiste dans le champ laser, les couplages non linéaires deviennent plus importants. C'est ce régime qu'il faut atteindre pour transformer efficacement les champs accélérateurs transversaux du laser en champ accélérateur longitudinal dans le plasma et transférer l'énergie aux électrons. Dans la suite on utilisera la normalisation² :

$$\mathbf{a} = \frac{e\mathbf{A}}{mc} \quad (1.4)$$

En unités usuelles, on peut écrire $a_0 \simeq 0.86\lambda[\mu\text{m}]\sqrt{I[10^{18}\text{W}\cdot\text{cm}^{-2}]}$. Dans nos expériences, $a_0 \simeq 1.3$.

Pour avoir des ordres de grandeurs en tête, on peut également donner l'amplitude du champ laser

$$E_L = a_0 E_0 = a_0 \frac{mc\omega_0}{e} \quad \text{en unités usuelles} \quad E_L[10^{12}\text{V/m}] \simeq 3.2 a_0/\lambda[\mu\text{m}]$$

1.2 Plasma

Un milieu plasma est un état de la matière contenant une fraction significative de charges libres. Cette définition large englobe plus de 99% de la matière visible. La physique des plasmas est dominée par des phénomènes collectifs dus aux forces électromagnétiques.

Description fluide

Il est impossible et inutile de vouloir décrire la dynamique de toutes les particules constituant le plasma. Impossible car une telle description nécessiterait

²De même \hat{a} représentera la valeur normalisé de l'enveloppe \hat{A} .

en effet la connaissance des orbites d'un nombre de particules comparable au nombre d'Avogadro ($\mathcal{N}_A = 6.02 \times 10^{23}$). Inutile car la physique statistique nous apprend qu'il faut mieux raisonner en termes probabilistes, les particules devenant rapidement indiscernables. Le système peut alors être décrit par sa fonction de distribution $F(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t)$ qui donne, à un instant t , la probabilité de trouver à la position \mathbf{r} une particule de vitesse \mathbf{v} . Cette fonction de probabilité évolue alors selon l'équation de Vlasov :

$$\frac{\partial F}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \frac{\partial F}{\partial \mathbf{r}} + \frac{q}{m} (\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B}) \cdot \frac{\partial F}{\partial \mathbf{v}} = 0 \quad (1.5)$$

où q et m sont respectivement la charge et la masse de la population considérée, \mathbf{E} et \mathbf{B} les champs électriques et magnétiques qui obéissent aux équations de Maxwell (dont les termes sources sont liés aux densité de charge et de courant du plasma).

Pour aller plus loin dans la simplification, on peut considérer l'évolution des valeurs moyennes du système. On définit alors un fluide dont on peut exprimer les grandeurs caractéristiques, moments de la fonction de distribution :

$$\text{La densité : } n(\mathbf{r}, t) = \int F(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t) d\mathbf{v} \quad (1.6)$$

$$\text{La vitesse : } \mathbf{V}(\mathbf{r}, t) = \int v F(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t) d\mathbf{v} / n(\mathbf{r}, t) \quad (1.7)$$

$$\text{La pression : } \mathbf{P}(\mathbf{r}, t) = m \int (v - v(\mathbf{r}, t))^2 F(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t) d\mathbf{v} \quad (1.8)$$

A travers ses termes non linéaires l'équation de Vlasov couple les dynamiques des moments d'ordres différents. L'intégration de l'équation 1.5 sur les vitesses donne :

$$\frac{\partial n}{\partial t} + \nabla \cdot (n\mathbf{V}) = 0 \quad (1.9)$$

qui traduit la conservation du nombre de particules au cours du temps. Le moment d'ordre 1 de l'équation de Vlasov donne l'équation de conservation de l'impulsion :

$$\frac{\partial \mathbf{V}}{\partial t} + (\mathbf{V} \cdot \nabla) \mathbf{V} = -\frac{\nabla \cdot \mathbf{P}}{nm} + \frac{q}{m} (\mathbf{E} + \mathbf{V} \times \mathbf{B}) \quad (1.10)$$

qui ressemble fortement à la deuxième loi de Newton pour une particule fluide. Dans la suite, pour fermer le système d'équations, nous ferons l'hypothèse d'un plasma froid pour lequel $\mathbf{P} = 0$, l'énergie thermique des électrons étant négligeable devant l'énergie gagnée dans le champ laser.

Ondes et plasmas

Une zoologie complète d'ondes et d'instabilités peut naître des couplages électromagnétiques. Dans l'interaction aux temps courts, de nombreuses instabilités n'ont (heureusement) pas le temps de se développer et on se retrouve donc dans une situation assez simple. Les ions, plus lourds, restent en effet fixes sur cette

échelle de temps, ce qui permet de ne considérer que les ondes électrostatiques liées à la dynamique des électrons. Un calcul simple montre que si on décale une tranche d'électron de leurs positions initiales, les ions restant fixes, alors les électrons vont osciller à la fréquence plasma [Tonks 29]

$$\omega_p = \sqrt{\frac{n_e e^2}{m_e \epsilon_0}}$$

où n_e est la densité d'électrons. Pour un plasma de température nulle, la longueur d'onde associée sera

$$\lambda_p = \frac{2\pi}{k_p} = \frac{2\pi c}{\omega_p}$$

Cette fréquence plasma va avoir un rôle central dans l'interaction laser plasma. Elle correspond en effet au temps d'écrantage par les électrons d'une perturbation électromagnétique. Ainsi des ondes de plus basses fréquences que la fréquence plasma ne peuvent se propager dans un plasma. Ce principe se retrouve dans la relation de dispersion d'une onde transverse de fréquence ω dans un plasma :

$$\omega^2 = \omega_p^2 + k^2 c^2 \quad (1.11)$$

Pour $\omega < \omega_p$ les ondes sont en effet évanescentes.

Pour une longueur d'onde laser λ donnée on peut donc distinguer deux régimes plasma très différents, selon que la densité est inférieure ou non à la densité critique $n_c = \frac{\omega^2 \epsilon_0 m_e}{e^2}$:

- Pour $\omega_p < \omega$, ou de manière équivalente $n_e < n_c$, le plasma est dit sous dense, le laser peut s'y propager.
- Pour $\omega_p > \omega$, ou $n_e > n_c$ le plasma est sur dense, l'énergie laser est absorbée.

Cette densité critique peut s'écrire comme $n_e [\text{cm}^{-3}] = 1.1 \times 10^{21} / (\lambda [\mu\text{m}])^2$. Pour une longueur d'onde de $\lambda = 820 \text{ nm}$, qui sera la longueur d'onde du laser que nous utiliserons, la densité critique correspondante vaut $n_e = 1.7 \times 10^{21} \text{ cm}^{-3}$

Le régime sur dense est intensément étudié, notamment dans la physique de la fusion inertielle ou de l'accélération de protons mais il ne sera pas l'objet de notre étude. Pour exciter une onde plasma sur une longue distance nous devons en effet travailler en régime sous dense. De plus, d'après l'équation de dispersion 1.11 on peut écrire la vitesse de groupe v_g du laser et le facteur relativiste associé γ_g comme :

$$v_g = \frac{d\omega}{dk} = c \left(1 + \frac{\omega_p^2}{k^2 c^2} \right)^{-1/2} \simeq c \left(1 - \frac{1}{2} \frac{\omega_p^2}{\omega^2} \right) \quad \text{pour } \omega_p \ll \omega \quad (1.12)$$

$$\gamma_g = \left(1 - \frac{v_g^2}{c^2} \right)^{-1/2} = \frac{\omega}{\omega_p} \quad (1.13)$$

Comme la vitesse finale des électrons accélérés dépend de la vitesse du laser générant l'onde plasma, on comprend que pour atteindre de hautes énergies il faut travailler en régime très sous dense. C'est dans ce régime que nous effectuons nos expériences (des paramètres typiques seront $\gamma_g \simeq 15$ et $n_e = 7 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3} \simeq 0.004 n_c$).

1.3 Excitation d'onde plasma

Dans cette partie nous allons donner les équations régissant l'excitation d'onde plasma par un laser d'amplitude $A(r, z, t)$ ou par un faisceau d'électrons de densité $n_b(r, z, t)$, ce dernier calcul sera utile pour les champs de *beam loading* du chapitre 4.4. On modélise le plasma par un fluide de température nulle. Les ions sont considérés comme constituant un fond immobile neutralisant. On suppose que le paquet exciteur n'évolue pas et pour commencer on se place dans le régime non relativiste, $a \ll 1$. Enfin on se place dans la jauge de Coulomb $\nabla \cdot \mathbf{A} = 0$.

Dans ces conditions, l'équation d'Euler 1.10 peut se réécrire

$$\frac{\partial \mathbf{V}}{\partial t} + (\mathbf{V} \cdot \nabla) \mathbf{V} = -\frac{e}{m_e} (\mathbf{E}_L - \nabla \Phi + \mathbf{V} \times \mathbf{B}) \quad (1.14)$$

où $E_L = -\frac{\partial A}{\partial t}$ est le champ lié au laser et $\nabla \Phi$ le champ associé à l'onde plasma.

1.3.1 Force pondéromotrice

Si on néglige pour l'instant le champ électrostatique la partie linéaire de l'équation 1.14 donne [Kruer 88] :

$$\frac{\partial \mathbf{V}_L}{\partial t} = -\frac{e}{m_e} \mathbf{E}_L \quad \text{ou} \quad \mathbf{V}_L = \frac{e \mathbf{A}}{m_e} = c \mathbf{a}$$

Au premier ordre, les électrons suivent le champ laser en oscillant transversalement. On peut alors calculer les termes non linéaires de l'équation 1.14 en réinjectant cette solution. L'équation de Maxwell-Faraday $\nabla \times \mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t}$ permet de déterminer

$$\mathbf{B} = \frac{m_e}{e} \nabla \times \mathbf{V}_L$$

Ainsi on obtient :

$$\frac{\partial \mathbf{V}_{NL}}{\partial t} = -(\mathbf{V}_L \cdot \nabla) \mathbf{V}_L - \mathbf{V}_L \times (\nabla \times \mathbf{V}_L) = -\frac{\nabla V_L^2}{2} = -c^2 \frac{\nabla a^2}{2} \quad (1.15)$$

Ce terme se traduit par l'expulsion des électrons des zones de champ élevé. La force correspondante est appelé force pondéromotrice. Contrairement au terme en E_L qui s'annule quand on moyenne sur une période laser, ce terme pondéromoteur ne va pas s'annuler sur l'échelle de temps associée à la période plasma. C'est ce terme qui va exciter l'onde plasma.

En moyennant sur une période laser l'équation 1.14 devient :

$$\frac{\partial \langle \mathbf{V} \rangle}{\partial t} = \frac{e}{m} \nabla \Phi - c^2 \frac{\nabla \langle a^2 \rangle}{2} \quad (1.16)$$

Pour une polarisation linéaire : $a^2 = \hat{a}^2(r, z, t) \cos^2(z - ct)^2$ et pour une polarisation circulaire, d'après la notation introduite dans l'équation 1.2, on a $a^2 = \hat{a}^2(r, z, t)/2$. Dans les deux cas la moyenne est donc $\langle a^2 \rangle = \hat{a}^2/2$ et on peut donc écrire :

$$\frac{\partial \langle \mathbf{V} \rangle}{\partial t} = \frac{e}{m} \nabla \Phi - c^2 \frac{\nabla \hat{a}^2}{4} \quad (1.17)$$

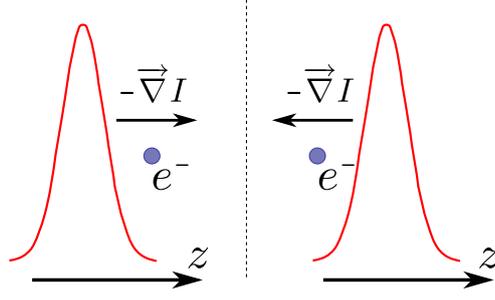


FIG. 1.2 – Force pondéromotrice

1.3.2 Théorie linéaire

Nous allons maintenant voir comment cette force pondéromotrice permet d'exciter une onde plasma. On part de l'équation de Poisson :

$$\nabla \cdot \mathbf{E} = \frac{\rho}{\epsilon_0} \quad (1.18)$$

avec $\rho = -e(n - n_0 + n_b)$ la densité de charge totale, n_0 étant la densité des ions (fixes) et $n = n_0 + \delta n$ la densité des électrons et n_b la densité du faisceau d'électrons excitateur³.

Dans la jauge de Coulomb ($\nabla \cdot \mathbf{a} = 0$), l'équation de Poisson s'écrit :

$$\nabla^2 \Phi = \frac{e}{\epsilon_0}(n - n_0 + n_b) = \frac{en_0}{\epsilon_0} \left(\frac{\delta n + n_b}{n_0} \right) \quad (1.19)$$

Si on suppose que la perturbation de densité est faible $\delta n \ll n_0$ on peut également linéariser et moyenner l'équation de conservation 1.9 :

$$\frac{\partial \delta n}{\partial t} + n_0 \nabla \cdot \langle \mathbf{V} \rangle = 0 \quad (1.20)$$

En dérivant l'équation 1.20 et en utilisant 1.18 et 1.16, on peut écrire :

$$\begin{aligned} 0 &= \frac{\partial^2}{\partial t^2} \left(\frac{\delta n}{n_0} \right) + \nabla \cdot \frac{\partial \langle \mathbf{V} \rangle}{\partial t} \\ &= \frac{\partial^2}{\partial t^2} \left(\frac{\delta n}{n_0} \right) + \frac{e}{m} \nabla^2 \Phi - c^2 \frac{\nabla^2 \hat{a}^2}{4} \\ &= \frac{\partial^2}{\partial t^2} \left(\frac{\delta n}{n_0} \right) + \frac{e^2 n_0}{m \epsilon_0} \left(\frac{\delta n + n_b}{n_0} \right) - c^2 \frac{\nabla^2 \hat{a}^2}{4} \end{aligned}$$

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

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial t^2} + \omega_p^2 \right) \left(\frac{\delta n}{n_0} \right) = c^2 \frac{\nabla^2 \hat{a}^2}{4} - \omega_p^2 \frac{n_b}{n_0} \quad (1.21)$$

³Nous serons amenés à considérer ce dernier terme, même dans le cadre de l'excitation par une impulsion laser, puisque le faisceau d'électrons génère lui-même une onde de sillage. Cet effet dit de *beam loading* sera étudié dans le détail dans la section 4.4.

Cette équation est celle d'un oscillateur de fréquence propre ω_p excité par la force pondéromotrice $c^2 \nabla^2 \hat{a}^2 / 4$ et par la répulsion coulombienne du faisceau d'électrons $-\omega_p^2 n_b / n_0$. On sait que cette excitation va être efficace si elle est résonante c'est-à-dire si la transformée de Fourier du terme de droite a des composantes à ω_p . Pour exciter efficacement une onde plasma par un laser, il faut donc avoir une modulation de l'enveloppe du champ électrique à cette fréquence. Plusieurs méthodes sont possibles pour créer cette modulation :

- Elle peut être due au battement de deux lasers de fréquence ω_0 et ω_1 tels que $\omega_0 - \omega_1 = \omega_p$. C'est la méthode d'excitation par battement, ou *Plasma Beat Wave Accelerator* (PBWA) [Rosenbluth 72, Tajima 79, Clayton 85, Kitagawa 92].
- Cette modulation peut être due à l'auto-modulation du laser dans le plasma. Le laser, de durée supérieure à ω_p^{-1} excite une petite onde plasma qui va moduler l'enveloppe du laser et permettre la croissance de l'onde plasma. C'est la méthode d'excitation par auto-modulation, ou *Self Modulated Laser Wake Field Acceleration* (SMLWFA) [Antonsen 92, Andreev 96].
- Avant les années 90 et l'avènement des lasers ultra courts, ces deux méthodes étaient les seules disponibles. Il a ensuite été possible d'utiliser des impulsions lasers de durée $\tau \simeq \omega_p^{-1}$. Ces lasers ultra courts permettent d'exciter de façon résonante l'onde plasma et d'accélérer les électrons dans le sillage du laser [Gorbunov 87, Sprangle 90]. Cette méthode directe est appelée *Laser Wakefield Acceleration* (LWFA). C'est ce procédé d'excitation que nous considérerons par la suite.

Pour la suite des calculs on va préférer le calcul du potentiel électrostatique normalisé $\phi = e\Phi / (m_e c^2)$. Pour l'excitation par un faisceau laser seul on a alors :

$$\begin{aligned} \nabla^2 \phi &= \frac{\omega_p^2}{c^2} \frac{\delta n}{n_0} \\ \left(\frac{\partial^2}{\partial t^2} + \omega_p^2 \right) \phi &= \omega_p^2 \frac{\hat{a}^2}{4} \end{aligned}$$

On effectue le changement de variable $(z, t) \rightarrow (\xi = z - v_g t, \tau = t)$ pour pouvoir exprimer facilement le membre de droite. Dans ces nouvelles variables on peut écrire :

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial \tau^2} + v_g^2 \frac{\partial^2}{\partial \xi^2} - 2v_g \frac{\partial^2}{\partial \tau \partial \xi} + \omega_p^2 \right) \phi = \omega_p^2 \frac{\hat{a}^2(\xi)}{4}$$

Pour simplifier le terme de gauche, on peut se placer dans le cadre de l'approximation quasi statique :

$$\frac{\partial}{\partial \tau} = \frac{1}{\tau_E} \simeq \frac{c}{z_R} \ll \frac{1}{\tau_0} \simeq v_g \frac{\partial}{\partial \xi}$$

Cela suppose que $\tau_E \gg \tau_0$ et $\tau_E \gg \omega_p^{-1}$, hypothèses généralement vérifiées pour des impulsions courtes focalisées modérément. L'équation décrivant l'excitation

d'onde plasma par une impulsion laser s'écrit alors :

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial \xi^2} + k_p^2\right) \phi = k_p^2 \frac{\hat{a}^2(\xi)}{4} \quad (1.22)$$

La solution de cette équation s'annulant en $\xi = +\infty$ (pas de perturbation avant l'impulsion laser) est :

$$\phi(r, \xi) = -\frac{k_p}{4} \int_{\xi}^{+\infty} \hat{a}^2(\xi') \sin(k_p(\xi - \xi')) d\xi' \quad (1.23)$$

Loin de l'impulsion laser, pour $\xi \rightarrow -\infty$ on a $\hat{a}^2 = 0$, ainsi :

$$\begin{aligned} \phi(r, \xi) &= -\frac{k_p}{4} \left(\sin(k_p \xi) \int_{-\infty}^{+\infty} \hat{a}^2(\xi') \cos(k_p \xi') d\xi' + \cos k_p \xi \int_{-\infty}^{+\infty} \hat{a}^2(\xi') \sin(k_p \xi') \right) \\ &= -\frac{k_p}{4} (\sin(k_p \xi) \quad \text{TF}(\hat{a}^2) + 0) \quad \text{pour une fonction paire} \end{aligned}$$

Pour une enveloppe gaussienne telle que définie dans 1.2 le potentiel électrostatique est alors :

$$\phi = -\sqrt{\pi} a_0^2 \frac{k_p L_0}{4} e^{-k_p^2 L_0^2 / 4} e^{-2r^2 / w_0^2} \sin(k_p \xi) \quad \text{avec} \quad L_0 = \frac{c \tau_0}{2\sqrt{\log(2)}}$$

On peut alors exprimer le champ électrique

$$E_z = -\frac{\partial \Phi}{\partial \xi} = \underbrace{\frac{m_e c \omega_p}{e}}_{E_p} \sqrt{\pi} a_0^2 \frac{k_p L_0}{4} e^{-k_p^2 L_0^2 / 4} e^{-2r^2 / w_0^2} \cos(k_p \xi) \quad (1.24)$$

$$E_r = -\frac{\partial \Phi}{\partial r} = -E_p \sqrt{\pi} a_0^2 \frac{L_0 r}{w_0^2} e^{-k_p^2 L_0^2 / 4} e^{-2r^2 / w_0^2} \sin(k_p \xi) \quad (1.25)$$

Ces champs sont maximaux pour une excitation résonante :

$$k_p L_0 = \sqrt{2} \quad \text{en unités usuelles} \quad \tau_0 [fs] \simeq \frac{42}{\sqrt{n_e [10^{18} \text{ cm}^{-3}]}}$$

Limites de validité et champ de déferlement linéaire

Pour comprendre la signification de E_p on reprend l'équation de Poisson :

$$\Delta \Phi = -k_p^2 \Phi = k_p^2 \frac{m c^2}{e} \phi = \frac{e}{\epsilon_0} \delta n \Rightarrow \phi = \frac{v_g^2}{c^2} \frac{\delta n}{n_0} \Rightarrow \phi \approx \frac{\delta n}{n_0}$$

Par conséquent, en amplitude :

$$\frac{E_z}{E_p} = \frac{\delta n}{n_0}$$

E_p est donc le champ maximal atteignable dans la théorie linéaire, quand la perturbation de densité électronique est totale. Ce champ de déferlement ou champ critique peut s'exprimer comme $E_p [\text{GV.m}^{-1}] = 96 \sqrt{n_e [10^{18} \text{ cm}^{-3}]}$.

1.3.3 Théorie non linéaire

Modèle unidimensionnel

La théorie non linéaire relativiste de l'excitation d'onde plasma est soluble analytiquement [Akhiezer 56, Dawson 59, Berezhiani 90] et peut servir de point de départ à la compréhension des phénomènes non linéaires multi-dimensionnels.

En tenant compte des effets relativistes l'équation 1.16 devient :

$$\frac{\partial}{\partial t} (\mathbf{p} - e\mathbf{A}) = e\nabla\Phi - mc^2\nabla\gamma \quad (1.26)$$

On voit apparaître dans cette équation d'une part le terme classique électrostatique, et un terme en $\nabla\gamma$ qui représente le terme pondérateur généralisé au cas relativiste [Mora 96, Mora 97, Quesnel 98].

On considère un cas où les quantités ne dépendent que d'une direction z et du temps. Dans ce cas, on déduit que $\mathbf{p}_\perp/m_e c = \mathbf{a}$. Cette simplification nous permet après quelques manipulations et en utilisant l'approximation quasi statique d'obtenir l'équation d'excitation d'une onde plasma non linéaire.

$$\frac{\partial^2 \phi}{\partial \xi^2} = k_p^2 \left\{ \gamma_p^2 \left[\beta_p \left(1 - \frac{(1 + \hat{a}^2/2)}{\gamma_p^2 (1 + \phi)^2} \right)^{-1/2} - 1 \right] \right\} \simeq \frac{k_p^2}{2} \left[\frac{1 + \hat{a}^2/2}{(1 + \phi)^2} - 1 \right] \quad \text{pour } \beta_p \sim 1 \quad (1.27)$$

où $v_p = v_g$ est la vitesse de phase de l'onde plasma et $\beta_p = v_p/c$, $\gamma_p = (1 - \beta_p^2)^{-1/2}$ les facteurs relativistes associés.

Dans la limite linéaire ($\phi \ll 1$) et dans un plasma très sous dense ($\gamma_p \gg 1$) on retrouve l'expression (1.22).

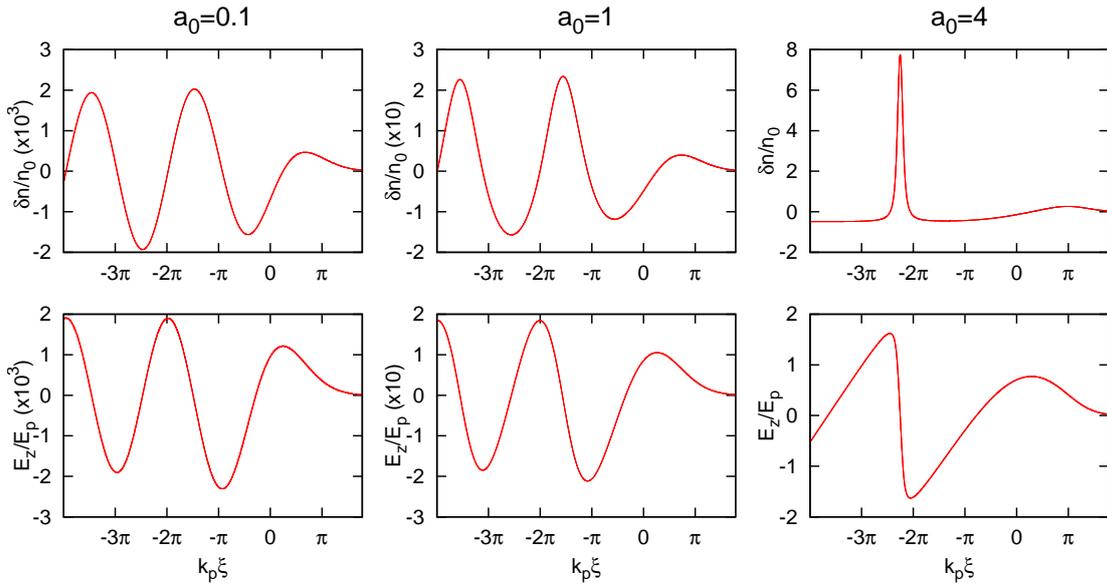


FIG. 1.3 – Champ plasma pour différentes valeurs de a_0 . Paramètres : $\tau_0 = 30$ fs et $n_e = 7 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ (soit $k_p L_0 \simeq 2.7$)

La figure 1.3 montre le résultat de l'intégration de l'équation 1.27 pour différentes valeurs de a_0 . Pour $a_0 > 1$ l'onde plasma devient plus raide et la période plasma s'allonge. Par ailleurs le champ peut excéder E_p , la limite de déferlement devenant pour un plasma froid⁴ : $E_{\text{def}} = E_p \sqrt{2(\gamma_p - 1)}$.

Le modèle unidimensionnel est analytique ce qui en fait un outil de choix pour comprendre la physique. Cependant, pour retrouver des résultats proches de l'expérience il faut pouvoir modéliser la structure accélératrice tri-dimensionnelle. Le modèle linéaire est limité à $a_0 < 1$ et ne permet pas de rendre compte des effets non linéaires importants ayant lieu lors des expériences. Seuls des outils numériques complexes [Mora 96, Lefebvre 03] permettent de calculer les champs dans le régime non linéaire. Dans ces modèles, pour des intensités suffisamment importantes ($a_0 > 2$) on constate que la quasi totalité des électrons sont éjectés du sillage de l'impulsion laser, formant ainsi une cavité ionique [Sun 87, Rosenzweig 91, Pukhov 02].

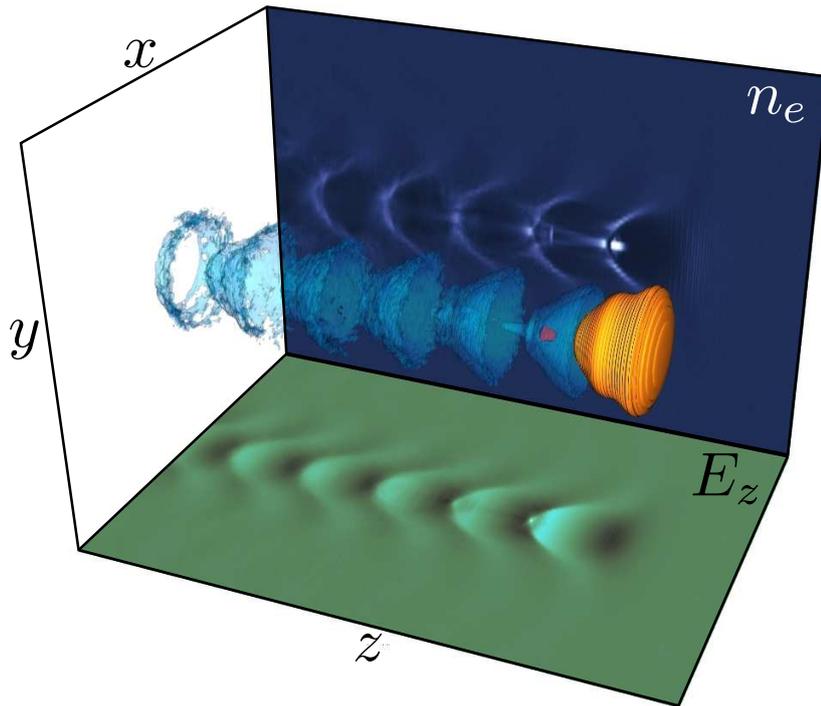


FIG. 1.4 – Simulations PIC (*Particle In Cell*) 3D avec nos paramètres expérimentaux : $a_0 = 1.3$ (dans le vide), $n_e = 7.5 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$, $\tau_0 = 30 \text{ fs}$. Une cavité ionique est formée derrière l'impulsion laser.

⁴Cette limite est modifiée par les effets thermiques dans le plasma [Rosenzweig 88, Katsouleas 88].

Ce régime de bulle, ou cavitation, visible sur la figure 1.4, est particulièrement intéressant pour l'accélération d'électrons : dans une cavité ionique, le champ longitudinal est indépendant du rayon, ce qui permet de conserver une bonne dispersion en énergie. De plus les champs radiaux sont linéairement focalisants pour les électrons ($E_r \propto r$) ce qui préserve l'émittance transverse. Enfin, une partie importante de l'impulsion laser se trouve dans une zone vide d'électrons et se propage comme si elle était dans le vide, c'est-à-dire qu'elle n'est pas soumise aux effets non linéaires liés à l'interaction laser plasma.

Nous allons maintenant introduire un modèle phénoménologique, développé par Lu *et al.* [Lu 06a, Lu 06b] qui permet de calculer les champs dans ce régime.

Modèle de la bulle

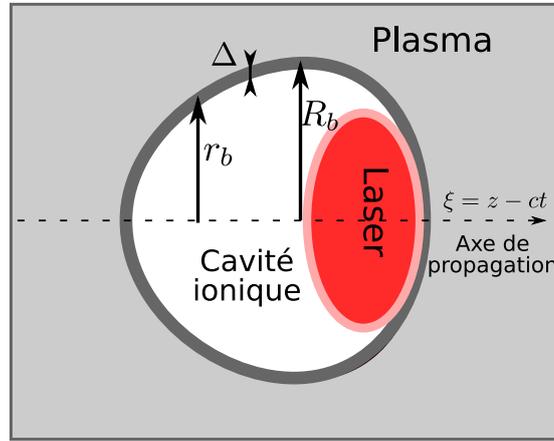


FIG. 1.5 – Schéma de la bulle.

Ce modèle est basé sur le fait que dans ce régime de cavitation, pour des faisceaux excitateurs suffisamment étroits, seule une fine couche d'électrons, d'épaisseur Δ , circule autour de la bulle. On peut alors calculer le pseudo potentiel $\psi = \phi - a_z$ qui ne dépend que du rayon de la bulle $r_b(\xi)$, de valeur maximale R_b . À l'intérieur de la bulle, pour $r \leq r_b$:

$$\psi(\xi) = \frac{r_b(\xi)^2}{4}(1 + \beta(\xi))$$

où $\beta(\xi) \simeq \Delta/r_b$ pour $\Delta/r_b \rightarrow 0$. Si on suppose de plus que l'épaisseur de la couche est constante, on obtient alors une équation différentielle décrivant la trajectoire des électrons circulant autour de la bulle. Dans la limite $\beta \ll 1$, cette équation s'écrit :

$$\frac{r_b^2}{4} \frac{d^2 r_b}{d\xi^2} + \frac{r_b}{2} \left(\frac{dr_b}{d\xi} \right)^2 + \frac{r_b}{4} \left(1 + \frac{1 + \hat{a}^2/2}{(1 + \beta r_b^2/4)^2} \right) = -\frac{d\hat{a}^2/dr}{4 + \beta r_b^2} \quad (1.28)$$

Une fois cette équation différentielle résolue, on peut, à partir du rayon de la bulle, remonter aux champs électriques. Par exemple dans l'hypothèse $R_b \gg 1$ on

peut déduire le champ électrique longitudinal :

$$\frac{E_z(\xi)}{E_p} \approx \frac{1}{2} k_p r_b \frac{dr_b}{d\xi}$$

Pour un faisceau laser, l'hypothèse de couche étroite est vérifiée si la taille du faisceau est adaptée au rayon de la cavité : $w_0 \simeq R_b$. Les électrons circulant autour de la bulle sont expulsés par la force pondéromotrice et rappelés par la force électrostatique de la cavité. L'équilibre de ces deux forces définit la valeur du rayon de la bulle.

$$k_p R_b \sim \sqrt{a_0} \simeq 2\sqrt{a_0} \quad \text{d'après les simulations PIC}$$

Le champ moyenné sur la phase accélératrice vaut alors $E_{zm} \approx E_p \frac{k_p R_b}{4} \approx E_p \sqrt{a_0}/2$

Ce modèle permet d'obtenir des lois d'échelle qui, pour une puissance laser fixée, donnent l'énergie finale des électrons. Il a donc pris une importance particulière pour la conception des futurs accélérateurs [Lu 07]. Il est également particulièrement utile pour déterminer de façon réaliste les champs de *beam loading* [Tzoufras 08] et, par là, de déterminer la charge et la forme optimale du faisceau d'électrons à accélérer. Ceci sera examiné plus avant dans la section 4.4 qui traitera spécifiquement du *beam loading*.

1.4 Guidage et évolution non linéaire du laser

Nous avons pour l'instant négligé l'évolution du faisceau laser au cours de sa propagation dans le plasma. Cette évolution est pourtant particulièrement importante dans les expériences d'accélération d'électrons : les effets de focalisation et de compression de l'impulsion laser vont en effet augmenter l'intensité laser dans le plasma et permettre de rentrer dans un régime proche de celui de la bulle décrite précédemment. Les effets non linéaires peuvent également guider l'impulsion laser sur des distances supérieures à la longueur de Rayleigh et permettre ainsi d'accélérer des électrons sur des distances plus longues.

Dans l'approximation linéaire, l'indice de réfraction du plasma peut s'écrire [Esarey 00, Mori 97] :

$$\eta = ck/\omega \simeq 1 - \frac{1}{2} \frac{\omega_p^2}{\omega_0^2} \left(1 + \frac{\delta n}{n_0} - \frac{\hat{a}^2}{4} \right) \quad (1.29)$$

Pour pouvoir guider une impulsion laser, il faut que l'indice présente un gradient d'indice radial négatif. Analytiquement, la divergence naturelle du faisceau focalisé à w_0 , $\frac{\partial^2 w}{\partial t^2} = c^2 w_0 / z_R^2 = 4c^4 / \omega_0^2 w_0^3$ doit être compensée par la courbure du front d'onde $c^2 \frac{\partial \eta}{\partial t} |_{w_0}$, liée à une vitesse de phase plus faible au centre.

Cette condition peut être remplie en utilisant un canal de densité dont la densité est plus basse au centre. Pour un profil de densité parabolique $n_c = n_0 + \Delta n_c r^2 / w_0^2$,

le guidage d'un faisceau laser de waist w_0 est possible pour $\Delta n_c = 1/(\pi r_e w_0^2)$, où $r_e = e^2/m_e c$ est le rayon classique de l'électron. La réalisation et la caractérisation d'un tel guide d'onde a fait partie du travail effectué pendant ma thèse et sera l'objet de l'annexe A. La technique la plus répandue est de créer un plasma d'hydrogène dans un capillaire. Le chauffage résistif et le refroidissement par les parois du capillaire permettent d'avoir un profil de densité permettant le guidage de faisceaux de diamètre supérieur à 20 μm [Butler 02]. Ce guidage externe a été récemment utilisé avec succès pour guider le faisceau laser et accélérer des électrons sur des distances de 30 mm soit 15 longueurs de Rayleigh [Leemans 06, Karsch 07, Rowlands-Rees 08].

Aux intensités auxquelles nous travaillons, pour lesquelles $a_0 \geq 1$, le terme relativiste $\hat{a}^2/4$ permet également de guider le faisceau laser, le champ étant plus intense au centre de l'impulsion. Ce phénomène d'auto-focalisation relativiste permet de guider une impulsion pour $P > P_c = 17n_c/n_e[\text{GW}]$ [Sprangle 87, Sun 87, Borisov 92].

Pour des impulsions laser ultra courtes, la surdensité liée aux électrons poussés par la force pondéromotrice compense l'auto-focalisation relativiste [Ting 90, Sprangle 90] et rend le guidage impossible. Cette observation est également en accord avec les expériences [Faure 02]. Cependant, pour des intensités plus élevées, la partie avant de l'impulsion laser, diffractée par la surdensité, peut coïncider avec la partie de l'impulsion transférant de l'énergie aux électrons [Decker 96a]. L'arrière du faisceau est lui guidé dans la cavité ionique. Si la vitesse d'érosion de l'avant de l'impulsion laser [Ting 90, Bulanov 92, Decker 94] $v_{\text{er}} = c\omega_p^2/\omega_0^2$ est plus rapide que la diffraction, l'énergie ne sera pas perdue mais transmise à l'onde plasma, permettant un guide effectif de l'impulsion laser.

Le terme en δn peut également comprimer l'impulsion en créant une modulation de vitesse de groupe dans l'impulsion : l'arrière de l'impulsion située dans un gradient longitudinal descendant de densité va plus vite que l'avant et l'impulsion est comprimée [Esarey 00, Ren 01, Tsung 02, Gordon 03, Shorokhov 03]. C'est ce qui est représenté sur la figure 1.6.

Cette auto-compression a également été mesurée expérimentalement, des impulsions de durée initiale 38 fs ont ainsi été comprimées à 10 – 14 fs [Faure 05]. Ce phénomène est important car les impulsions de 30 fs ne sont pas résonantes pour la génération d'ondes plasmas aux densités utilisées, et pourraient également interagir avec le faisceau d'électrons situé dans la phase accélératrice et ainsi dégrader la dispersion en énergie de ce dernier.

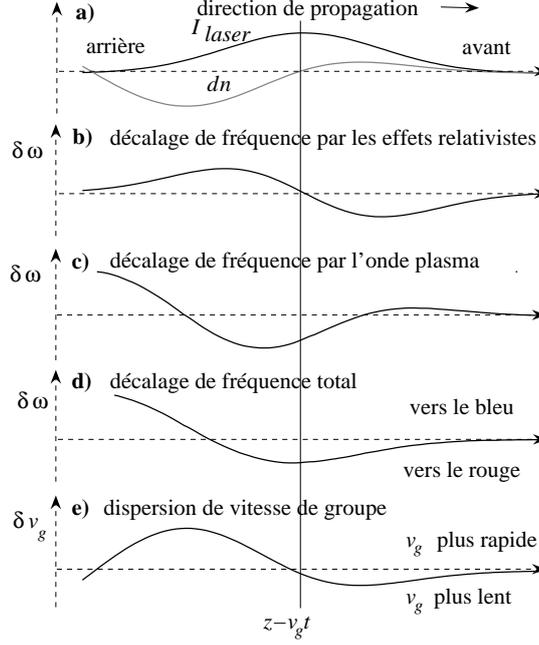


FIG. 1.6 – Principe de compression de faisceau

1.5 Accélération

A partir de l'équation 1.26, on peut décrire la dynamique longitudinale par le système suivant (en unités normalisées $c = 1$, $m_e = 1$) :

$$\frac{d\xi}{dt} = \frac{d(z - v_p t)}{dt} = \frac{u_z}{\gamma} - \beta_p$$

$$\frac{du_z}{dt} = \frac{\partial\phi}{\partial\xi} - \frac{\partial\gamma}{\partial\xi}$$

avec $\gamma = (1 + u_x^2 + u_y^2 + u_z^2)^{1/2} = (1 + \hat{a}^2/2 + u_z^2)^{1/2}$.

Ce système peut s'écrire sous la forme :

$$\frac{d\xi}{dt} = \frac{\partial\mathcal{H}}{\partial u_z} \quad (1.30)$$

$$\frac{du_z}{dt} = -\frac{\partial\mathcal{H}}{\partial\xi} \quad (1.31)$$

si on prend l'hamiltonien \mathcal{H} usuel d'une particule chargée dans le régime relativiste :

$$\mathcal{H}(u_z, \xi) = \sqrt{\gamma_{\perp}^2 + u_z^2} - \beta_p u_z - \phi(\xi) \quad (1.32)$$

avec $\gamma_{\perp} = \sqrt{1 + \hat{a}^2/2}$. Si on suppose que la structure accélératrice est constante au cours du temps, c'est-à-dire si la longueur d'accélération est faible devant la longueur de Rayleigh ou si le faisceau laser est guidé, cette expression ne dépend pas

explicitement du temps. L'hamiltonien est donc une quantité conservée pendant l'accélération de la particule.

On peut en déduire l'impulsion d'un électron d'hamiltonien $\mathcal{H} = H_c$ en fonction de ξ sa phase relative dans l'onde plasma.

$$u_z(\xi) = \beta_p \gamma_p^2 (H_c + \phi) \pm \gamma_p \sqrt{\gamma_p^2 (H_c + \phi)^2 - \gamma_\perp^2} \quad (1.33)$$

Ces trajectoires dans l'espace des phases, ou orbites, sont représentées sur la figure 1.7 pour $a_0 = 2$, $\tau_0 = 30$ fs et $n_e = 7 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$.

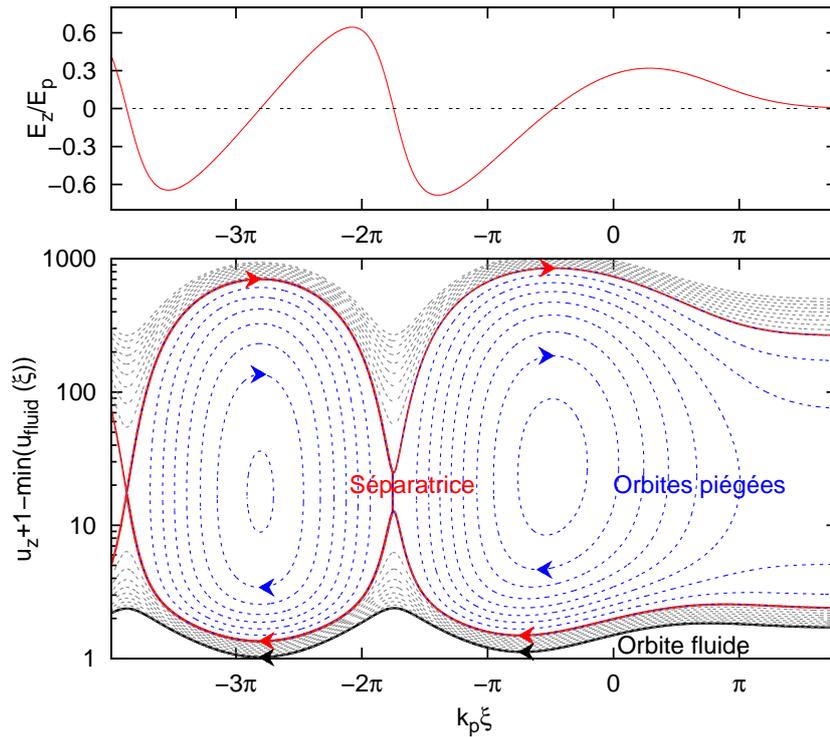


FIG. 1.7 – Haut : champ plasma. Bas : orbites des électrons. $a_0 = 2$, $\tau_0 = 30$ fs et $n_e = 7 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ (soit $k_p L_0 \simeq 2.7$)

On peut distinguer plusieurs orbites remarquables : la première est l'orbite fluide correspondant à des électrons initialement au repos, c'est-à-dire pour lesquels $H_f = \mathcal{H}(0, +\infty) = 1$. Cette trajectoire, suivie par les électrons du plasma, est notée $u_{\text{fluid}}(\xi)$:

$$u_{\text{fluid}}(\xi) = \beta_p \gamma_p^2 (1 + \phi) \pm \gamma_p \sqrt{\gamma_p^2 (1 + \phi)^2 - \gamma_\perp^2}$$

On peut ensuite repérer les points d'équilibre du système pour $E_z = 0$ c'est-à-dire pour ϕ extrémal et $u_z = \beta_p \gamma_p$. L'équilibre est stable pour $\phi = \phi_{\text{max}}$ et instable pour $\phi = \phi_{\text{min}}$. Cette dernière orbite, d'hamiltonien $H_{\text{sep}} = \mathcal{H}(\beta_p \gamma_p, \phi^{-1}(\phi_{\text{min}})) = 1/\gamma_p - \phi_{\text{min}}$, sépare deux types d'orbites. Elle marque la frontière entre les particules qui vont gagner suffisamment d'énergie dans la phase accélératrice de l'onde plasma pour être piégées dans une période, les particules piégées, et les particules

circulant dans les périodes successives de l'onde plasma. Cette orbite est appelée la séparatrice. C'est aussi sur cette orbite que le gain maximal d'énergie peut être obtenu :

$$u_{\text{sep max}} = \beta_p \gamma_p^2 (H_{\text{sep}} + \phi_{\text{max}}) + \gamma_p \sqrt{\gamma_p^2 (H_{\text{sep}} + \phi_{\text{max}})^2 - \gamma_{\perp}^2} \quad (1.34)$$

$$\simeq 2\gamma_p^2 \Delta\phi \quad \text{pour } \gamma_p \gg 1 \quad (1.35)$$

où $\Delta\phi = \phi_{\text{max}} - \phi_{\text{min}}$

Cette figure permet également de visualiser la longueur de déphasage, c'est-à-dire la longueur à partir de laquelle les électrons se retrouvent dans une phase décélétratrice de l'onde et commencent à perdre de l'énergie. On peut estimer cette longueur en considérant la distance nécessaire pour qu'un électron à la vitesse c se déphase de $\lambda_p/2$ dans l'onde plasma :

$$L_{\text{deph}} \simeq \frac{\lambda_p}{2(1 - \beta_p)} \simeq \gamma_p^2 \lambda_p$$

Pour une densité plasma de $7 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$, la longueur de déphasage dans le régime linéaire 1D vaut à peu près $L_{\text{deph}} = 3 \text{ mm}$. Dans le régime non linéaire, l'allongement de la longueur plasma fait croître la longueur de déphasage. Cependant si on prend également en compte l'érosion de l'impulsion laser, la vitesse de phase de l'onde plasma est réduite : dans le régime non linéaire [Decker 94, Lu 07] $v_{\phi} \simeq v_g - v_{\text{er}} \simeq (1 - 3/2\omega_p^2/\omega_0^2)$ et la longueur de déphasage est réduite d'un facteur 3.

Ainsi dans le régime de la bulle, la longueur de déphasage finale s'écrit $L_{\text{deph3D}} \simeq \frac{R}{1 - \beta_{p3D}} \simeq \frac{4}{3}\gamma_p^2 k_p^{-1} \sqrt{a_0}$ soit $L_{\text{deph3D}} \simeq 1 \text{ mm}$ pour $a_0 = 2$ et la même densité $n_e = 7 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$, ce qui est proche des valeurs obtenues par les simulations. En réutilisant l'expression du champ accélérateur moyen dans la bulle $E_{zm} \simeq \sqrt{a_0}/2$, on peut estimer le gain d'énergie maximal à $\Delta E \simeq \frac{2}{3}\gamma_p^2 a_0 m_e c^2$ soit $\Delta E \simeq 150 \text{ MeV}$ dans les mêmes conditions.

Les autres longueurs limitant l'accélération ont déjà été introduites : la longueur de Rayleigh en l'absence de guidage (externe ou auto-focalisation) et la longueur d'épuisement du laser, correspondant à l'érosion complète de l'impulsion laser. Dans le régime non linéaire de la bulle $L_{\text{ep}} = c\tau\gamma_p^2$.

Pour obtenir des énergies finales importantes et, dans certains cas, limiter la dispersion en énergie finale, il est préférable d'accélérer les électrons jusqu'à la longueur de déphasage ce qui impose $L_{\text{ep}} > L_{\text{deph}}$. Il ne faut donc pas avoir une impulsion laser trop courte : cette condition supplémentaire s'écrit dans le régime de la bulle $c\tau > 2/3R_b$.

1.6 Problématique de l'injection & état de l'art

Un point pour l'instant resté sous silence est l'injection des électrons. D'après la théorie exposée précédemment, un électron sans vitesse initiale ne peut en

effet se retrouver piégé dans l'onde plasma : il suit l'orbite fluide et se retrouve successivement dans des phases accélératrices et décélératrices de l'onde plasma. Pour être piégé dans la phase accélératrice de l'onde il faut qu'il ait une certaine vitesse initiale. Ce problème de l'injection est universel et peut être retrouvé tant dans l'effet Landau [Landau 46] (qui régit de façon générale le transfert d'énergie entre onde et particules dans un plasma) que dans les accélérateurs classiques. L'injecteur est un composant crucial d'un accélérateur : c'est en effet lui qui détermine non seulement la charge du faisceau mais aussi ses propriétés de durée, de dispersion en énergie et d'émittance.

Le défi est encore plus important pour l'accélération laser plasma étant donné les dimensions réduites de la structure accélératrice. Dans la courte histoire de l'accélération laser plasma, chaque changement de méthode d'injection a révolutionné les possibilités expérimentales.

1.6.1 Injection externe

C'est avec l'injection externe, c'est-à-dire en injectant un faisceau d'électrons accéléré par des méthodes conventionnelles, qu'ont été réalisées les premières démonstrations de l'accélération laser-plasma. A UCLA pour des ondes plasmas excitées par battement [Clayton 93], au Japon pour des ondes plasmas excitées par auto-modulation [Nakajima 95] et à l'Ecole Polytechnique [Amiranoff 98] pour des ondes excitées dans le sillage d'un laser. Dans ces expériences un faisceau d'électrons de quelques MeV et de longue durée (20 ps pour [Clayton 93], 200 ps pour [Nakajima 95] et continu dans [Amiranoff 98]) est injecté dans un plasma. Si le gain d'énergie constaté valide le principe d'accélération, la qualité des faisceaux accélérés, en particulier leur dispersion en énergie n'était pas satisfaisante ($\Delta E/E = 100\%$). Cela était dû à la différence d'échelle entre la taille longitudinale de faisceau (reliée à leur durée) et la taille de la structure accélératrice ($\lambda_p \approx 100 \mu\text{m}$ dans les expériences citées). Les électrons injectés vont se trouver indifféremment dans des phases accélératrices ou décélératrices de l'onde plasma : la dispersion en énergie sera maximale.

Pour obtenir de faibles dispersions en énergie, il faut pouvoir produire de façon externe des faisceaux d'électrons de bonne qualité de durée inférieure à $\lambda_p/c \simeq 100fs$. De tels faisceaux sont actuellement difficiles à obtenir de manière conventionnelle, principalement à cause des problèmes de charge d'espace prépondérants à faible énergie. Des équipes travaillent de façon intensive sur ce schéma et quand les défis technologiques seront résolus, cette technique sera à n'en pas douter largement utilisée. En utilisant un faisceau injecté devant l'impulsion laser [Khachatryan 02, Lifschitz 05] ou la croisant [Luttikhof 09], des faibles durées et dispersions en énergie peuvent être atteintes. La synchronisation entre les deux faisceaux restera cependant un véritable défi.

1.6.2 Déferlement

Pour s'affranchir des problèmes de synchronisation, il est à priori plus simple d'utiliser des électrons du plasma en leur transmettant l'impulsion initiale nécessaire pour être injectés. On parle alors de schéma d'injection interne ou d'auto-injection.

L'injection peut avoir lieu quand, dans une onde plasma très non linéaire, des électrons sans vitesse initiale gagnent une vitesse supérieure à la vitesse de phase de l'onde. On parle alors de déferlement de l'onde plasma [Katsouleas 88, Bulanov 97]. En utilisant la représentation d'orbites utilisée précédemment, ce déferlement a lieu quand la séparatrice et l'orbite fluide se confondent⁵. Mathématiquement, cette définition correspond (dans le cas unidimensionnel et de manière approchée dans le cas tri-dimensionnel) à $\phi_{\min} = 1/\gamma_p - 1$. Ce régime nécessite des ondes plasma très non linéaires et n'a pu être exploré qu'après l'avènement des lasers ultra intenses. Les premières expériences [Modena 95, Gordon 98] opéraient avec des impulsions lasers de l'ordre de quelques centaines de femtosecondes et des densités assez élevées ($> 10^{19} \text{ cm}^{-3}$), c'est à dire avec des durées d'impulsion bien plus longues que la période plasma ($\omega_p \tau \gg 1$). Les ondes plasmas étant excitées par auto-modulation, le déferlement n'était pas localisé. De plus les électrons injectés interagissaient avec le laser ce qui contribuait à augmenter leur dispersion en énergie [Pukhov 99, Gahn 99]. Les spectres obtenus étaient alors maxwelliens.

L'avènement des lasers Ti : Sa a permis de réduire la durée des impulsions lasers à 30 – 40 fs avec des taux de répétition plus élevés. L'idée initiale étant toujours d'exciter les ondes plasmas les plus non linéaires possibles, ces lasers étaient focalisés fortement à des tailles de quelques microns. Comme dans le régime d'interaction courte, l'auto-focalisation ne permettait pas de guider le laser, les distances d'interaction étaient très courtes et ne permettaient pas de faire déferler l'onde plasma dans le régime de sillage ($\lambda_p \simeq c\tau$). Pour faire déferler l'onde plasma, il fallait donc toujours être dans le régime d'auto-modulation avec des densités importantes $> 2 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ [Malka 01]. Les électrons se déphasaient alors rapidement et les spectres obtenus étaient alors toujours maxwelliens tels que représentés figure 1.8.

De manière similaire, comme les électrons n'étaient pas tous dans une phase focalisante de l'onde plasma, le faisceau d'électrons avait une divergence importante de l'ordre de 10 degrés.

En augmentant la taille du faisceau laser ($\simeq 18 \mu\text{m}$), on se retrouve dans un régime où les impulsions courtes peuvent être guidées. Dans ce régime, seule une période de l'onde plasma déferle. La température électronique augmente alors ($T = 20 \text{ MeV}$) et le spectre passe de maxwellien à une forme de plateau à haute énergie [Malka 02]. Même si la durée du faisceau d'électrons devient intéressante pour de nombreuses applications, sa qualité spectrale est toujours limitée.

⁵Cette dernière définition est paradoxale car le déferlement sonne le glas de l'hypothèse fluide et ne permet donc pas, au sens strict, de représenter des orbites.

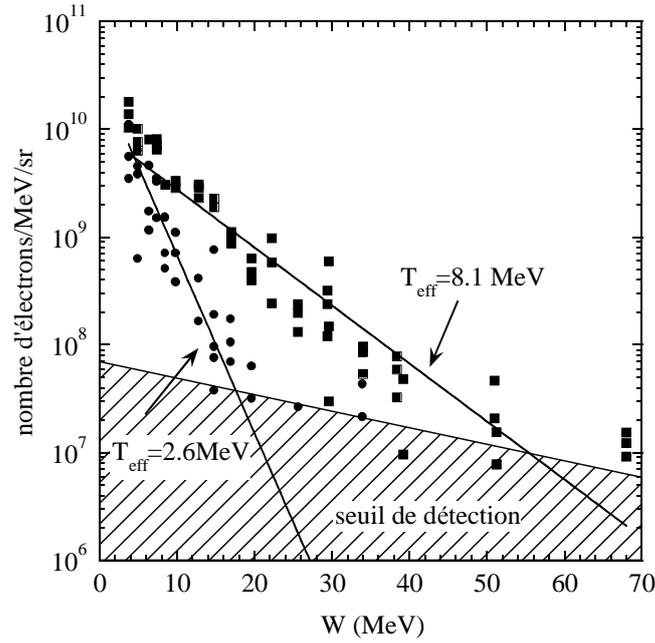


FIG. 1.8 – Spectres maxwelliens obtenus dans le régime de déferlement d'ondes excitées par auto-modulation pour $n_e = 1.5 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ (cercles) et $n_e = 5 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ (carrés). Figure tirée de [Malka 01]

Ce n'est qu'en diminuant la densité plasma qu'il a été possible d'obtenir des faisceaux d'électrons auto-injectés de très bonne qualité. En effet dans ce cas, la taille du faisceau laser est plus adaptée à l'onde plasma et de plus, l'auto-focalisation, bien que moins violente, permet d'atteindre les intensités nécessaires à la formation d'une bulle et à l'auto-injection. Cette transition est bien visible sur la figure 1.9 tirée de la thèse de Yannick Glinec, doctorant m'ayant précédé au LOA.

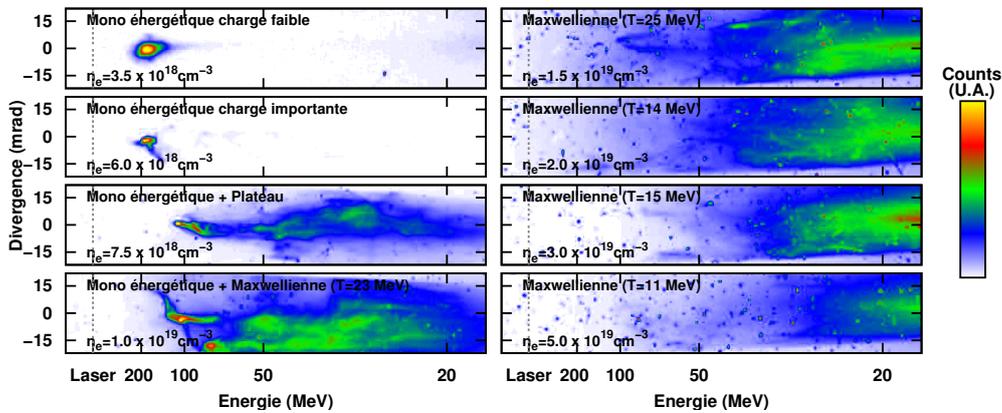


FIG. 1.9 – Evolution du spectre et de la divergence des électrons en fonction de la densité plasma. Figure publiée dans [Malka 05].

Seule la première période plasma peut déferler et cette injection est auto régulée car le champ induit par les électrons injectés stoppe le déferlement. Les électrons voient donc le même champ électrique et sont accélérés à la même énergie finale. Les premiers spectres quasi monoénergétiques par interaction laser plasma ont été obtenus dans ce régime en 2004, simultanément par des groupes anglais, américain et français [Mangles 04, Geddes 04, Faure 04].

Ce résultat, en couverture de Nature, a été un énorme progrès de l'accélération laser plasma et le point de départ du développement de nombreuses autres équipes dans le domaine. Ce régime, s'il prouve le principe d'accélération d'un véritable faisceau d'électrons dans l'interaction laser plasma, n'est cependant pas une réponse parfaite à la problématique de l'injection. Le déferlement est en effet basé sur des phénomènes hautement non linéaires et est donc intrinsèquement sensible aux variations initiales des paramètres. Ce point pourrait probablement être amélioré avec des lasers de plus haute puissance, permettant de rentrer directement dans le régime de cavitation, sans auto-focalisation ni compression longitudinale préalables. De plus, ce régime d'auto-injection régulée n'est atteint que pour une gamme précise de paramètres [Malka 05, Mangles 07, Lindau 08] : à une énergie laser donnée correspond une taille de tache focale donnée et une densité électronique de travail. L'injecteur est alors fortement couplé à la structure accélératrice ce qui n'est pas souhaitable.

On peut découpler l'injection en utilisant des gradients de densité. En effet, une diminution de la densité entraîne une diminution de la vitesse de phase de l'onde plasma ce qui rend le piégeage plus facile [Bulanov 98, Suk 01, Geddes 08]. Cependant, même dans ce cas, on ne peut pas facilement contrôler les paramètres du faisceau injecté.

1.6.3 Injection optique

C'est pourquoi un nouveau régime d'injection est souhaitable : il doit être découplé de l'accélération pour avoir plus de flexibilité, se baser encore sur les électrons du plasma pour éviter des dispositifs complexes et notamment des synchronisations femtosecondes avec des dispositifs externes et permettre de contrôler les paramètres du faisceau d'électrons.

Une solution proposée par Umstadter en 1996 dans [Umstadter 96] est d'utiliser une deuxième impulsion laser (dite d'injection)⁶ pour transmettre aux électrons une énergie initiale. Dans la proposition initiale, les deux faisceaux se croisent perpendiculairement et c'est la force pondéromotrice transverse du faisceau d'injection qui fait gagner aux électrons l'énergie nécessaire. Cette injection est localisée car la zone de collision des deux lasers est réduite et permet donc d'obtenir une faible dispersion en énergie et une durée courte. Ce régime d'injection a par la suite été discuté [Hemker 98] et d'autres mécanismes physiques, comme la collision d'ondes plasma, ont été invoqués pour expliquer l'injection. Ce n'est pas ce mécanisme qui

⁶L'impulsion d'injection provient du même système laser ce qui permet une synchronisation précise.

va être étudié en détail dans cette thèse mais un mécanisme encore plus élégant proposé par Esarey [Esarey 97a, Schroeder 99]. Ce mécanisme, dit de battement, est basé sur la collision de deux impulsions lasers contre-propagatives. Le battement d'onde né de cette superposition a une vitesse de phase nulle et permet donc de piéger et d'accélérer efficacement des particules. Cette injection reste localisée car les deux impulsions utilisées sont ultra courtes. De plus, le chauffage dans le battement est efficace et ne nécessite pas des intensités lasers très élevées (comparées aux expériences d'auto-injection). Le principe initial utilisait trois impulsions laser, l'une excitant l'onde plasma et les deux autres se rencontrant à une phase réglable de l'onde plasma. Une simplification a été proposée par Fubiani dans [Fubiani 04] ainsi que par Kotaki [Kotaki 04]. Deux lasers seulement sont utilisés : une impulsion laser dite de pompe qui génère l'onde plasma et une impulsion laser d'injection qui rencontre le premier. D'un point de vue expérimental, ce mécanisme a été testé à Berkeley mais sans résultats significatifs [Nakamura 04] : les tailles réduites des faisceaux ($6 \mu\text{m}$), en plus des limites sur l'accélération déjà exposées, représentaient un défi supplémentaire lors de la superposition. De plus l'angle utilisé entre les deux faisceaux de 30° diminuait l'extension spatiale de la collision et imposait en outre une contrainte forte sur la synchronisation des deux lasers.

Les expériences à deux faisceaux de plus grandes tailles et avec un angle de collision plus faible constituent le cœur de cette thèse.

Chapitre 2

Injection par faisceaux contre-propagatifs : théorie

Ce chapitre s'intéresse à la théorie de l'injection d'électrons dans une onde plasma par la collision de deux faisceaux lasers. L'injection optique utilisant plusieurs faisceaux a originellement été proposée par Umstadter dans [Umstadter 96] : dans son schéma, un deuxième faisceau laser se propageant perpendiculairement au faisceau principal donne l'impulsion initiale nécessaire pour piéger les électrons dans l'onde plasma. Un mécanisme plus efficace de chauffage a été proposé par Esarey dans [Esarey 97a] : il utilise le battement de deux faisceaux lasers contre-propagatifs de même polarisation pour préaccélérer les électrons. C'est ce mécanisme, simplifié par Fubiani [Fubiani 04] qui fait l'objet de l'étude de la présente partie. Alors que le schéma d'Esarey utilisait 3 faisceaux lasers (un faisceau excitant l'onde plasma et deux faisceaux pour injecter) le schéma de Fubiani n'utilise que deux faisceaux : un faisceau « pompe » qui excite l'onde plasma et un faisceau d'injection dont le rôle est strictement dédié à l'injection des électrons.

Dans un premier temps je vais suivre l'approche suivie par Esarey et Fubiani qui, bien que simplificatrice, permet de se familiariser avec les concepts de l'injection et prédit des seuils d'injection. Cette approche ne prend malheureusement pas en compte des phénomènes physiques importants tels que la transition du système ondes-électrons vers le chaos hamiltonien et l'effet d'inhibition d'onde de sillage qui seront discutés dans ce chapitre théorique. Ayant tous les phénomènes physiques en main, nous pourrons alors expliquer le résultat de simulations qui nous permettront d'interpréter les résultats expérimentaux présentés dans les chapitres suivants.

Cette étude se restreint volontairement au cas unidimensionnel pour plusieurs raisons. Ce choix découle premièrement d'une raison physique : pour une géométrie colinéaire le battement est principalement 1D et, comme nous le verrons par la suite, restreint le mouvement dans les autres directions. De plus, comme en 1D le calcul des champs est analytique (cf. équation 1.27), on peut comparer des modèles fluides (analytiques) et PIC (auto-cohérents) dont la situation à un seul faisceau est identique : cette comparaison se révélera très fructueuse pour comprendre

des mécanismes non décrits par les simulations fluides. Enfin le moindre coût des simulations 1D permet de réaliser des études paramétriques complètes ce qui rend possible une compréhension fine des phénomènes physiques. Cependant, je présenterai en fin de chapitre des simulations multidimensionnelles pour confirmer la validité des résultats obtenus.

2.1 Concept de l'injection optique

Nous suivons ici la description théorique d'Esarey et Fubiani. Cette description ne rend pas compte des effets cinétiques et ne peut servir de théorie prédictive pour la charge piégée mais elle donne une vision heuristique des mécanismes et permet de plus de déterminer des seuils d'injection.

2.1.1 Notations

Définissons les notations utilisées par la suite. On considère la collision de deux ondes colinéaires contre propagatives, d'amplitudes normalisées a_0 et a_1 et de même fréquence ω_0 . Dans la suite, on normalisera les temps à ω_0^{-1} et les distances à $c\omega_0^{-1}$. Ces ondes se propagent selon la direction \mathbf{e}_z , l'onde notée avec les indices 0 se propageant vers les z croissants. On fera l'hypothèse d'un plasma très sous dense de sorte qu'on prendra une vitesse de phase des ondes $\simeq c$. Nous étudierons plusieurs cas de polarisations. Dans le cas de polarisations linéaires, le laser pompe d'amplitude a_0 sera polarisé selon la direction \mathbf{e}_x .

$$\mathbf{a}_0 = a_0 \cos(z - t)\mathbf{e}_x$$

Dans le cas de polarisations circulaires on utilisera la même convention que précédemment (cf. eq. 1.2) :

$$\mathbf{a}_0 = \frac{a_0}{\sqrt{2}}(\cos(z - t)\mathbf{e}_x + \sin(z - t)\mathbf{e}_y)$$

Cette convention diffère de celle usuellement utilisée (sans $\sqrt{2}$), mais permet de relier une énergie à une amplitude indépendamment de la polarisation et ainsi, de pouvoir comparer directement, à amplitudes égales, les résultats pour différentes polarisations.

Enfin, pour des ondes à support fini (c'est à dire des impulsions), la collision des maxima des enveloppes aura lieu à $z = 0$ au temps $t = 0$.

2.1.2 Battement et gain d'impulsion

On se place tout d'abord dans le cas d'ondes planes infinies et de polarisations circulaires d'hélicités opposées. Les champs s'écrivent :

$$\begin{aligned}\mathbf{a}_0 &= \frac{a_0}{\sqrt{2}}(\cos(z - t)\mathbf{e}_x + \sin(z - t)\mathbf{e}_y) \\ \mathbf{a}_1 &= \frac{a_1}{\sqrt{2}}(\cos(z + t)\mathbf{e}_x - \sin(z + t)\mathbf{e}_y)\end{aligned}$$

De cette manière, en un point z donné, les deux polarisations tournent dans la même direction et peuvent, pour $z = 0[\pi]$, pointer dans une direction commune. Il y a donc un battement possible entre les deux ondes.

$$(\mathbf{a}_0 + \mathbf{a}_1)^2 = \frac{a_0^2 + a_1^2}{2} + a_0 a_1 \cos(2z)$$

Ce battement crée une modulation rapide d'intensité, d'échelle typique $\lambda_0/2$. La force pondéromotrice liée au battement ($\propto 2k_0 a_0 a_1$) est alors extrêmement élevée et domine la dynamique des électrons pendant la collision, comme nous allons le voir par la suite. Elle va notamment entraîner la formation d'une modulation de densité de longueur d'onde $\lambda_0/2$, les électrons étant expulsés des zones de champ fort. Regardons le potentiel électrostatique ϕ_b créé de cette modulation de densité. L'équation de Poisson s'écrit : $\nabla^2 \phi_b = (2k_0)^2 \phi_b = k_p^2 \delta n/n_0$. On a donc $\phi_b = k_p^2 / (2k_0)^2 \delta n/n_0$. Dans un plasma sous dense $k_p^2/k_0^2 = n/n_c \ll 1$. Ainsi, même si la modulation de densité du plasma liée au battement peut être importante ($n_e/n_0 \simeq 10$ d'après les simulations PIC et [Zhang 03]), les champs plasma induits par le plasma restent négligeables face à la force pondéromotrice [Esarey 97a, Fubiani 04]. On peut donc négliger les effets collectifs et étudier le mouvement d'un électron dans le battement comme s'il était dans le vide.

Ce mouvement, comme nous l'avons déjà démontré pour obtenir l'équation 1.32, peut être décrit par l'hamiltonien, constant :

$$\mathcal{H}_b(u_z, \psi_b) = H_b = \sqrt{\gamma_{\perp b}^2 + u_z^2} - \beta_b u_z = \sqrt{\gamma_{\perp b}^2 + u_z^2}$$

avec $\gamma_{\perp b}^2 = 1 + \frac{a_0^2 + a_1^2}{2} + a_0 a_1 \cos(\psi_b)$, ψ_b la phase du battement ($\psi_b = 2z$ pour des fréquences égales) et β_b la vitesse de phase du battement (nulle ici pour des fréquences égales)

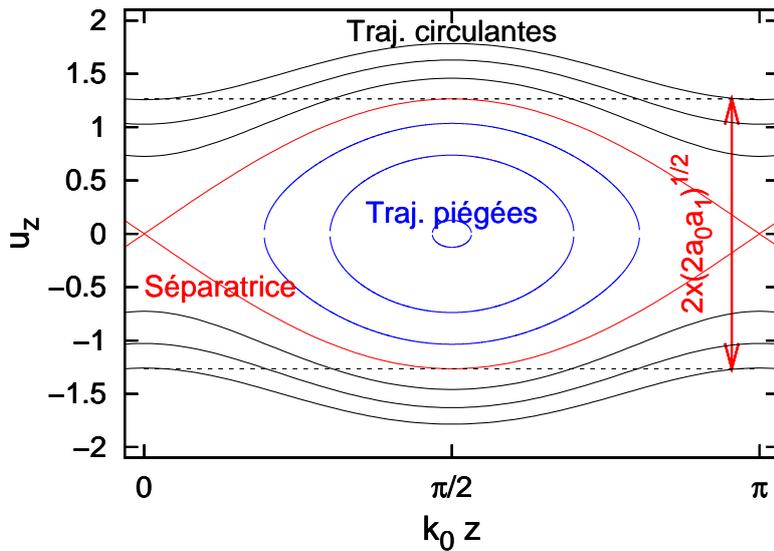


FIG. 2.1 – Portrait de phase du battement pour $a_0 = 2$, $a_1 = 0.4$.

Comme précédemment, on obtient des trajectoires circulantes et des trajectoires piégées dans le battement. Ces trajectoires sont représentées sur la figure 2.1. La différence fondamentale avec le cas précédent (section 1.5) est que la vitesse de phase du battement est nulle. Ainsi des électrons sans vitesse initiale vont être directement piégés, ils n'ont pas besoin d'être injectés pour pouvoir gagner de l'énergie dans le battement.

Si on inverse cette relation, on peut obtenir l'expression de l'impulsion dans le battement :

$$u_z = \pm \sqrt{H_b^2 - \gamma_{\perp b}^2}$$

Le point d'équilibre instable du système pour lequel $\frac{du_z}{dt} = \frac{\partial H_b}{\partial \psi_b} = 0$ et pour une vitesse égale à la vitesse de phase du battement $u_z = u_b = 0$ est donc $(\psi_b, u_z) = (0[2\pi], u_b)$. On en déduit la valeur de l'hamiltonien sur la séparatrice : $H_{b \text{ sep}} = \gamma_{\perp b}(0)$. L'impulsion sur la séparatrice s'écrit donc :

$$\begin{aligned} u_{b \text{ sep}}(\psi_b) &= \pm \sqrt{\gamma_{\perp b}(0)^2 - \gamma_{\perp b}(\psi_b)^2} \\ &= \pm \sqrt{a_0 a_1 (1 - \cos(2z))} \end{aligned}$$

L'impulsion minimale et maximale d'un électron piégé dans un battement stationnaire s'exprime alors facilement comme :

$$u_{b\pm} = \pm \sqrt{2a_0 a_1}$$

La situation est quasiment inchangée quand on considère des impulsions laser gaussiennes :

$$a_{0,1}(z, t) = a_0 e^{\left(\frac{z \mp t}{c\tau_{0,1}}\right)^2}$$

En effet la force pondéromotrices liée au battement $2\nabla \mathbf{a}_0 \cdot \mathbf{a}_1 = a_0 a_1 \nabla \cos(2z)$ est bien supérieure aux forces pondéromotrices des lasers pris séparément $\nabla a_{0,1}(z, t)^2$ du fait de la différence d'échelle spatiale sur laquelle varient les amplitudes. Pour le battement, cette échelle est de l'ordre de $1/k_0$, alors que pour un seul laser, l'intensité décroît sur une échelle τc . Le rapport des forces s'écrit donc $F_{batt}/F_{pond} = 2k_0 \tau c a_1 / a_0$. De plus pour satisfaire la condition d'excitation résonante le l'onde plasma, il faut vérifier $\tau c \simeq 1/k_p$ et dans ce cas $k_0 \tau c \simeq \gamma_p$. Dans les plasmas sous denses dans lesquels nous effectuons les expériences $\gamma_p \simeq 15$ et le rapport des forces pondéromotrices devient très supérieur à 1. Pendant la collision, la dynamique est régie par le battement et on peut considérer que les effets pondéromoteurs liés aux lasers sont négligeables. De plus la nette séparation d'échelle permet de considérer que sur une période de battement, le laser a une amplitude constante. Un électron situé à une phase $\xi = z - t$ de l'impulsion pompe, verra une amplitude maximale de battement lorsque le maximum de l'impulsion d'injection passera en ξ (pour $t = -\xi/2$). Le gain d'impulsion maximal à cette phase sera alors ¹ : $u_{b\max, \min}(\xi) = \pm \sqrt{2a_0(\xi)a_1}$.

¹On pourra également s'en convaincre en regardant la figure 2.12.

2.1.3 Piégeage

Si on considère également l'onde plasma excitée par le laser pompe, on se retrouve avec deux résonances, c'est à dire deux couplages rendant possibles des transferts d'énergie : pour u_z proche de 0, la phase dans le battement est presque constante, les électrons sont piégés dans le battement ; pour u_z proche de $\beta_p \gamma_p$ les électrons sont piégés dans l'onde plasma. Nous avons vu que ces résonances occupent un volume dans l'espace des phases, défini par la séparatrice.

Si ces volumes se recourent (critère de Chirikov), il est possible de passer d'une résonance à l'autre. Un électron sur une orbite fluide peut donc, grâce au battement, passer de l'autre côté de la séparatrice, c'est à dire être piégé dans l'onde plasma.

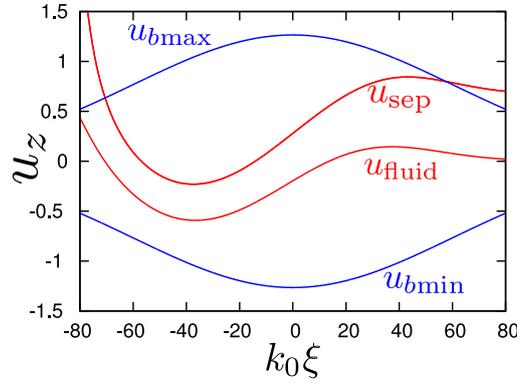


FIG. 2.2 – Principe du critère de recouvrement. Pour $a_0 = 2$, $a_1 = 0.4$, $\tau_0 = 30$ fs et $n_e = 7.5 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$, le critère est largement vérifié.

Des électrons seront piégés si l'orbite du battement remplit l'espace des phases entre l'orbite fluide et la séparatrice, c'est-à-dire si on a

$$u_{b\min}(\xi) < u_{\text{fluid}}(\xi) \quad (2.1)$$

$$u_{b\max}(\xi) > u_{\text{sep}}(\xi) \quad (2.2)$$

Il est numériquement facile de vérifier ces conditions pour divers paramètres laser et d'en déduire ainsi des seuils d'injection.

La figure 2.3 présente ainsi les seuils d'injection 1D pour un laser pompe de durée 30 fs en fonction de son intensité et de la densité pour plusieurs intensités du laser d'injection. Elle permet de déterminer que pour injecter des électrons, il faut avoir $a_0 \simeq 1$.

En poussant le raisonnement, on peut essayer de déterminer la charge piégée en supposant que les électrons sont uniformément chauffés en fonction de leur phase initiale. A une phase ξ donnée, l'impulsion des électrons est donc uniformément répartie entre $u_{b\min}$ et $u_{b\max}$. Seuls les électrons d'impulsion supérieure à u_{sep} seront piégés donc on peut exprimer la charge comme :

$$Q \simeq n_e \int_{u_{b\max} > u_{\text{sep}}} \frac{u_{b\max}(\xi) - u_{\text{sep}}(\xi)}{u_{b\max}(\xi) - u_{b\min}(\xi)} d\xi \quad (2.3)$$

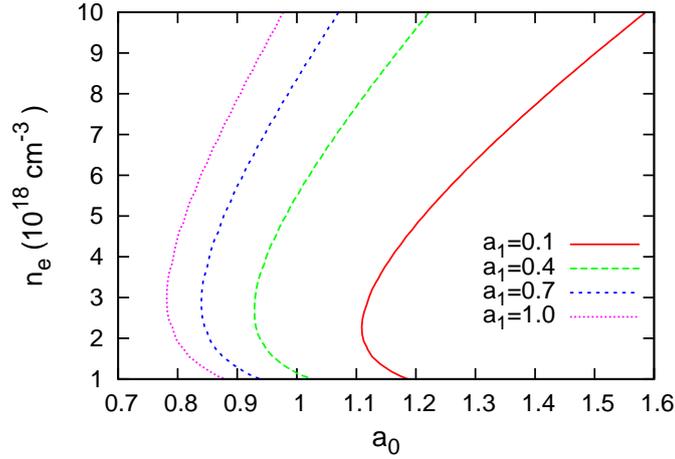


FIG. 2.3 – Seuils d'injection du modèle 1D pour un laser pompe de durée $\tau_0 = 30$ fs.

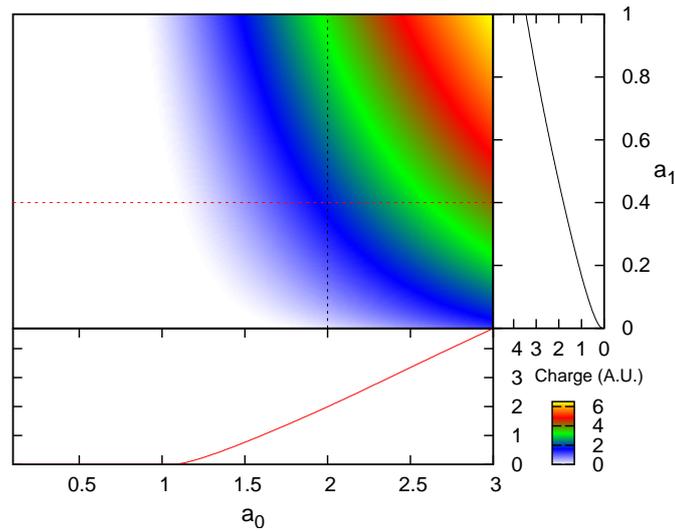


FIG. 2.4 – Charge en fonction de a_0 et a_1 pour $n_e = 7.5 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ et $\tau_0 = 30$ fs. Des coupes correspondant à $a_0 = 2$ et $a_1 = 0.4$ sont également représentées.

La figure 2.4 représente cette quantité en fonction de a_0 et a_1 pour une densité fixée de $n_e = 7.5 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ et $\tau_0 = 30$ fs. Des coupes correspondant au cas $a_0 = 2$ (resp. $a_1 = 0.4$) sont représentées pour voir plus clairement l'effet de variations de l'amplitude du laser d'injection (resp. du laser pompe) sur l'injection. Alors que la courbe de variation de a_0 est convexe, la courbe de variation de la charge en fonction de a_1 est concave. Ce taux d'accroissement différent peut s'expliquer ainsi : quand on fait varier a_0 on augmente à la fois le chauffage et l'amplitude de l'onde de sillage. Par contre quand on change a_1 seul le chauffage augmente. Or l'intégrande dans l'équation 2.3 est bornée par $1/2$ ce qui va réduire l'accroissement de la charge.

Cette description a cependant de nombreuses limites. Premièrement, elle est indépendante du temps : la description dans les variables (ξ, τ) ne rend pas compte de la dynamique de la collision qui évolue sur des temps courts. Corollairement, cette description n'explique pas du tout le passage d'orbites piégées du battement aux orbites piégées de l'onde plasma (on a supposé pour les figures 2.3 et 2.4 que dès qu'un électron a l'énergie suffisante pour être piégé dans l'onde plasma, il s'échappe du battement) et ne peut servir de modèle fiable pour la charge piégée. De même, elle ne dépend pas du tout de la durée du laser d'injection, ce qui ne paraît pas physiquement correct.

Deuxièmement, cette description suppose que nous avons deux populations d'électrons différentes : l'une est piégée/chauffée par le battement, l'autre soutient l'onde plasma et tout se passe donc pour elle comme si elle ne voyait que le seul laser pompe. Cette discrimination à la base du modèle est complètement injustifiée et nous allons voir qu'elle est la raison principale pour laquelle le modèle présenté n'est pas correct.

Nous allons donc essayer de raffiner les deux parties du modèle : le chauffage, qui est plus complexe que le simple battement (et ce d'autant plus que dans les expériences nous utiliserons des polarisations linéaires), et la dynamique de piégeage différente (qui prend en compte les effets cinétiques dans le plasma).

2.2 Chauffage

Le chauffage peut être vu comme la superposition de plusieurs processus. Un premier mécanisme est le chauffage dans le battement, comme proposé originellement, et c'est le mécanisme dominant pour des polarisations circulaires. Cependant, pour des polarisations linéaires, nous allons voir que les effets de chauffage stochastique sont prépondérants. Enfin, à ces deux mécanismes se superposent des effets pondéromoteurs liés aux durées finies des impulsions laser.

Tous ces processus peuvent être considérés comme indépendants car ils n'apparaissent pas dans la même gamme de $a_1(z, t)$. Pour $a_1(z, t) \geq a_{1b} \simeq a_0/(2k_0\tau c)$ la dynamique de l'électron est régie par le battement. Pour $a_1(z, t) \geq a_{1stoc}$ le régime dominant est celui du chauffage stochastique. Avant ou après la collision, pour $a_1(z, t) < a_{1b}$ l'électron est soumis aux effets pondéromoteurs du laser de pompe. La combinaison de ces effets avec le battement peut également se traduire par un chauffage des particules. Nous allons maintenant étudier dans le détail ces trois mécanismes.

2.2.1 Battement

Le battement a déjà été étudié dans la section précédente. Pour des polarisations circulaires d'hélicités opposées, nous avons vu que des électrons peuvent être piégés dans le battement des deux ondes contre-propagatives et y gagner une impulsion $u_{bmax} = \sqrt{2a_0a_1(\xi)}$. Dans le formalisme hamiltonien, que nous allons utiliser par la suite, le battement peut être vu comme une résonance de demi-largeur u_{bmax} .

2.2.2 Chauffage stochastique

Dans le cas de la polarisation linéaire, un autre effet permet aux électrons de gagner de l'énergie. Ce chauffage, phénomène stochastique, peut être compris dans le cadre de la théorie du chaos hamiltonien, qui explique l'apparition de la stochasticité dans un système perturbé.

Le but de cette section est de déterminer analytiquement les seuils d'apparition du chaos en fonction de a_0 et a_1 . Pour ce faire, nous allons exhiber les différentes résonances du système ondes-particule et déterminer quand ces résonances se recouvrent, condition d'apparition du chaos hamiltonien.

Le superhamiltonien, constant et nul, du système onde-particule s'écrit :

$$H(\mathbf{P}, \gamma, \mathbf{r}, t) = \frac{1}{2}(1 + (\mathbf{P} + \mathbf{a}_0 + \mathbf{a}_1)^2 - \gamma^2) \quad (2.4)$$

Les équation canoniques du mouvement s'écrivent alors :

$$\frac{d\mathbf{P}}{d\tau} = -\frac{\partial H}{\partial \mathbf{r}}, \quad \frac{d\mathbf{r}}{d\tau} = \frac{\partial H}{\partial \mathbf{P}}, \quad \frac{d\gamma}{d\tau} = \frac{\partial H}{\partial t}, \quad \frac{dt}{d\tau} = -\frac{\partial H}{\partial \gamma}$$

où $\mathbf{P} = \mathbf{p} - (\mathbf{a}_0 + \mathbf{a}_1)$ est le moment canoniquement conjugué à la position, \mathbf{p} l'impulsion, $\gamma = (1 - \beta^2)^{-1/2}$ et $d\tau = dt/\gamma$ le temps propre de la particule. On considère par la suite que $\mathbf{a}_0 = a_0 \cos(z - t)\mathbf{e}_x$ est une onde plane polarisée linéairement selon \mathbf{e}_x . L'onde contre-propagative sera également polarisée linéairement selon \mathbf{e}_x (polarisations parallèles) ou selon \mathbf{e}_y (polarisations croisées).

Pour montrer comment le chaos peut apparaître dans ce système nous allons utiliser une approche perturbative, basée sur l'inégalité $a_0 \gg a_1$. On décompose donc l'hamiltonien en un hamiltonien principal :

$$H_0 = \frac{1}{2}(1 + (\mathbf{P} + \mathbf{a}_0)^2 - \gamma^2)$$

une perturbation du premier ordre en a_1 :

$$H_1 = (\mathbf{P} + \mathbf{a}_0) \cdot \mathbf{a}_1$$

et une perturbation du second ordre :

$$H_2 = \frac{\mathbf{a}_1^2}{2}$$

L'hamiltonien H_0 décrit le mouvement d'un électron dans un champ laser transverse, ce qui est un problème bien connu. Il est intégrable au sens de Liouville, c'est-à-dire que l'on peut décomposer l'espace des phases en angles-actions où les actions sont des constantes du mouvement indépendantes. De manière équivalente, si on trouve 4 constantes du mouvement le système est intégrable. $H_0 = 0$ est la première constante. Comme H_0 ne dépend pas explicitement des variables x et y , les moments associés sont aussi constants. Enfin, comme z et $-t$ jouent un rôle

identique dans H_0 , $\gamma - p_z$ est également une constante du mouvement, le système est donc intégrable.

Pour aller plus loin et tirer partie de la puissance de la théorie des perturbations hamiltoniennes, on va exhiber les variables angles-actions (Θ, \mathbf{J}) du système. Ces variables conjuguées sont choisies de telle façon que les actions sont des constantes du mouvement et que les angles varient linéairement avec le temps propre². Nous allons utiliser une fonction génératrice de deuxième espèce $F_2(q, J)$ pour passer des variables canoniques $[(x, y, z, t), (P_x, P_y, P_z, -\gamma)]$ aux variables $[(\theta, \varphi, \phi), (P_{pol}, P_{\perp}, P_{\parallel}, E)]$ en suivant la dérivation de [Rax 93, Bourdier 05, Rax 05]. Cette fonction génératrice doit satisfaire l'égalité $H_0(q, \frac{\partial F_2}{\partial q}) = 0$ et vérifie donc :

$$\left(\frac{\partial F_2}{\partial t}\right)^2 - \left(\frac{\partial F_2}{\partial x} + a_0 \cos(z-t)\right)^2 - \left(\frac{\partial F_2}{\partial z}\right)^2 - 1 = 0$$

En utilisant une transformée de Legendre : $F_2 = \alpha_1 t + \alpha_2 x + \alpha_3 z + F(z-t)$ on obtient en notant $\xi = z-t$:

$$(\alpha_1 - F'(\xi))^2 - (\alpha_2 + a_0 \cos(\xi))^2 - (\alpha_3 + F'(\xi))^2 = 1$$

soit

$$F'(\xi) = \frac{1 + (\alpha_2 + a_0 \cos(\xi))^2 + \alpha_3^2 - \alpha_1^2}{-2(\alpha_1 + \alpha_3)}$$

En intégrant on obtient :

$$F(\xi) = \frac{1 + \alpha_2^2 + \alpha_3^2 - \alpha_1^2}{-2(\alpha_1 + \alpha_3)} \xi + \frac{a_0 \alpha_2 \sin(\xi)}{-(\alpha_1 + \alpha_3)} + \frac{a_0^2}{-2(\alpha_1 + \alpha_3)} \left(\frac{\xi}{2} + \frac{\sin(2\xi)}{4} \right)$$

On peut en déduire

$$F_2(t, x, z, E, P_{pol}, P_{\parallel}) = -Et + P_{pol}x + P_{\parallel}z - \frac{P_{pol}}{P_{\parallel} - E} a_0 \sin(z-t) - \frac{a_0^2}{2(P_{\parallel} - E)} \frac{\sin 2(z-t)}{4}$$

avec

$$\begin{aligned} E &= -\alpha_1 - \frac{1 + \alpha_2^2 + \alpha_3^2 - \alpha_1^2 + a_0^2/2}{2(\alpha_1 + \alpha_3)} \\ P_{pol} &= \alpha_2 \\ P_{\parallel} &= \alpha_3 - \frac{1 - \alpha_1^2 + \alpha_2^2 + \alpha_3^2 + a_0^2/2}{2(\alpha_1 + \alpha_3)} \end{aligned}$$

des actions constantes.

²On peut noter que le couple (y, p_y) dans la direction perpendiculaire à la polarisation est un couple de variable angle-action.

On en déduit les angles : $\theta = \frac{\partial F_2}{\partial \mathbf{J}}$

$$\theta = \frac{\partial F_2}{\partial P_{pol}} = x - \frac{a_0}{P_{\parallel} - E} \sin(z - t) \quad (2.5)$$

$$\varphi = \frac{\partial F_2}{\partial P_{\parallel}} = z + \frac{1}{(P_{\parallel} - E)^2} \left(a_0 P_{pol} \sin(z - t) + \frac{a_0^2}{8} \sin(2(z - t)) \right) \quad (2.6)$$

$$\phi = \frac{\partial F_2}{\partial E} = -t - \frac{1}{(P_{\parallel} - E)^2} \left(a_0 P_{pol} \sin(z - t) + \frac{a_0^2}{8} \sin(2(z - t)) \right) \quad (2.7)$$

$$(2.8)$$

On peut aussi écrire les coordonnées en fonction des angles en remarquant $z - t = \phi + \varphi$

$$x = \theta + \frac{a_0}{P_{\parallel} - E} \sin(\varphi + \phi) \quad (2.9)$$

$$z = \varphi - \frac{1}{(P_{\parallel} - E)^2} \left(a_0 P_{pol} \sin(\varphi + \phi) + \frac{a_0^2}{8} \sin(2(\varphi + \phi)) \right) \quad (2.10)$$

$$t = -\phi - \frac{1}{(P_{\parallel} - E)^2} \left(a_0 P_{pol} \sin(\varphi + \phi) + \frac{a_0^2}{8} \sin(2(\varphi + \phi)) \right) \quad (2.11)$$

$$(2.12)$$

et les impulsions

$$P_x = p_x - a_0 \cos(\varphi + \phi) = P_{pol} \quad (2.13)$$

$$P_z = p_z = P_{\parallel} - \frac{1}{(P_{\parallel} - E)^2} \left(a_0 P_{pol} \cos(\varphi + \phi) + \frac{a_0^2}{4} \cos(2(\varphi + \phi)) \right) \quad (2.14)$$

$$\gamma = E - \frac{1}{(P_{\parallel} - E)^2} \left(a_0 P_{pol} \cos(\varphi + \phi) + \frac{a_0^2}{4} \cos(2(\varphi + \phi)) \right) \quad (2.15)$$

Enfin, on peut écrire l'hamiltonien comme :

$$H_0 = \frac{1}{2} \left(1 + \frac{a_0^2}{2} + P_{\parallel}^2 + P_{pol}^2 + P_{\perp}^2 - E^2 \right) \quad (2.16)$$

On voit que P_{pol} (resp. P_{\parallel}) est la valeur moyenne de l'impulsion p_x (resp. p_z). Si on les prend nulles ³, on retrouve alors le mouvement bien connu en forme de « 8 » d'un électron sans impulsion initiale dans un champ laser intense comme représenté sur la figure 2.5. Comme l'excursion longitudinale croît en a_0^2 alors que l'excursion transverse croît en a_0 , le « 8 » devient de plus en plus aplati quand a_0 augmente.

Ce mouvement dans la direction longitudinale est absent dans le cas de la polarisation circulaire : un traitement similaire à celui effectué jusqu'à présent donne un mouvement dans le plan de polarisation quel que soit a_0 . On peut s'en

³Pour des actions non nulles, il faut superposer des translations selon x et z .

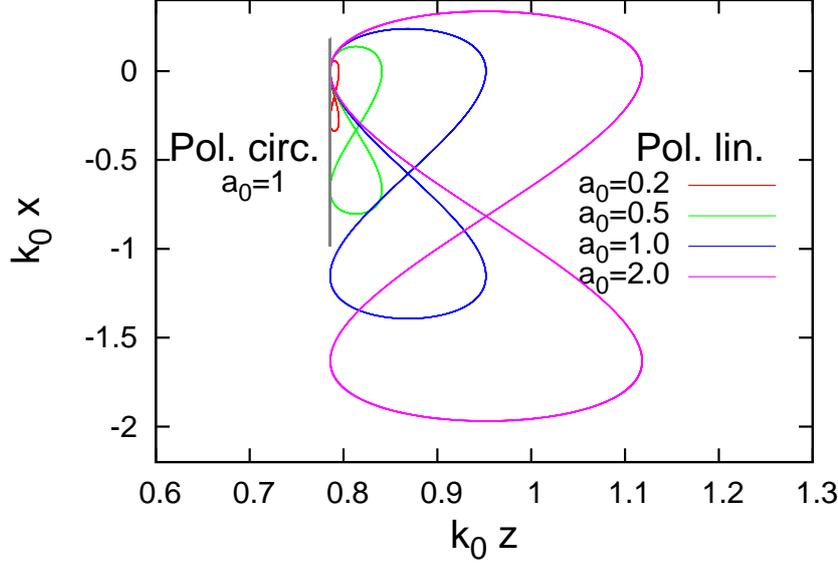


FIG. 2.5 – Trajectoire d'un électron dans le plan de propagation d'une onde plane polarisée linéairement avec $P_{pol} = P_{\parallel} = 0$ pour différentes amplitudes a_0 . Une trajectoire d'électron dans une onde plane polarisée circulairement avec $a_0 = 1$ est également représentée.

convaincre en regardant la trajectoire dans le plan de propagation, représentée sur la figure 2.5 avec $a_0 = 1$.

Nous allons maintenant voir comment ce couplage entre le temps et la direction longitudinale, dans le cas de polarisations linéaires, peut être à l'origine de la stochasticité du système onde particule.

On peut écrire explicitement le couplage entre le temps t et la direction longitudinale z en fonction des angles ϕ et φ :

$$(z + t) = \varphi - \phi - \frac{2}{(P_{\parallel} - E)^2} \left(a_0 P_{pol} \sin(\varphi + \phi) + \frac{a_0^2}{8} \sin(2(\varphi + \phi)) \right) \quad (2.17)$$

$$= \kappa - A \sin \xi - B \sin(2\xi) \quad (2.18)$$

avec $\kappa = \varphi - \phi$, $\xi = \varphi + \phi$, $A = 2a_0 P_{pol} / (P_{\parallel} - E)^2$ et $B = 2a_0^2 / [8(P_{\parallel} - E)^2]$.

Ainsi le champ de l'onde contre-propagative peut donc être décomposé selon :

$$\begin{aligned} \cos(z + t) &= \cos(\kappa) \cos(A \sin \xi + B \sin(2\xi)) + \sin(\kappa) \sin(A \sin \xi + B \sin(2\xi)) \\ &= \cos(\kappa) [\cos(A \sin \xi) \cos(B \sin(2\xi)) - \sin(A \sin \xi) \sin(B \sin(2\xi))] \\ &\quad + \sin(\kappa) [\sin(A \sin \xi) \cos(B \sin(2\xi)) + \cos(A \sin \xi) \sin(B \sin(2\xi))] \\ &= \sum_{n,m} J_n(A) J_m(B) \cos(\kappa - (n + 2m)\xi) \\ &= \sum_{\substack{N_1, n, m \\ n+2m=N_1}} J_n(A) J_m(B) \cos(\kappa - N_1 \xi) \end{aligned} \quad (2.19)$$

$$= \sum_{N_1} V_{N_1}(A, B) \cos(\kappa - N_1 \xi) \quad (2.20)$$

où les J_n sont les fonctions de Bessel du premier ordre et

$$V_N(A, B) = \sum_{\substack{n,m \\ n+2m=N}} J_n(A)J_m(B)$$

Pour certaines valeurs des actions, on peut avoir $\kappa - N_1\xi$ constant. Dans ce cas la particule peut échanger de l'énergie avec une composante de l'onde contre-propagative : ce sont les résonances du système dynamique. L'étude de ces résonances permet de décrire la transition du système vers le chaos hamiltonien. Dans un traitement perturbatif, on considère toujours des actions constantes, comme dans le cas à une onde et on peut toujours écrire $\varphi = P_{\parallel}\tau$, $\phi = -E\tau$.

Polarisations parallèles

La perturbation du premier ordre s'écrit :

$$H_1 = (\mathbf{p} + \mathbf{a}_0 \cos(z - t)) \cdot \mathbf{a}_1 \cos(z + t)$$

Dans le cas de polarisations parallèles, le terme perturbatif principal s'écrit donc :

$$H_1 = (P_{pol} + a_0 \cos(z - t))a_1 \cos(z + t)$$

En utilisant l'équation 2.19 on peut réécrire H_1 comme une somme de potentiels assimilables à des pendules non linéaires :

$$\begin{aligned} H_1 &= a_1 \sum_{N_1} V_{N_1}(A, B) \cos(\kappa - N_1\xi) (P_{pol} + a_0 \cos(\xi)) \\ &= a_1 \sum_{N_1} V_{N_1}(A, B) [P_{pol} \cos(\kappa - N_1\xi) \\ &\quad + a_0/2(\cos(\kappa - (N_1 + 1)\xi) + \cos(\kappa - (N_1 - 1)\xi))] \\ &= a_1 \sum_{N_1} [P_{pol} V_{N_1}(A, B) + a_0/2(V_{N_1-1}(A, B)) + V_{N_1+1}(A, B)] \cos(\kappa - N_1\xi) \end{aligned}$$

Un potentiel peut être non oscillant et permettre un transfert d'énergie si

$$\kappa - N_1\xi = \varphi - \phi - N_1(\phi + \varphi) = cste$$

En utilisant $\varphi = P_{\parallel}\tau$ et $\phi = -E\tau$ cette condition s'écrit

$$P_{\parallel}(1 - N_1) + E(N_1 + 1) = 0$$

soit

$$P_{\parallel} = E \frac{N_1 + 1}{N_1 - 1}$$

Comme $E = \sqrt{1 + a_0^2/2 + P_{pol}^2 + P_{\perp}^2 + P_{\parallel}^2}$, on a nécessairement $N_1 \leq -1$.

La figure 2.6 permet de visualiser les résonances comme des courbes dans l'espace P_{\parallel} , P_{pol} . Pour avoir du chaos, il faut que ces résonances se recoupent et

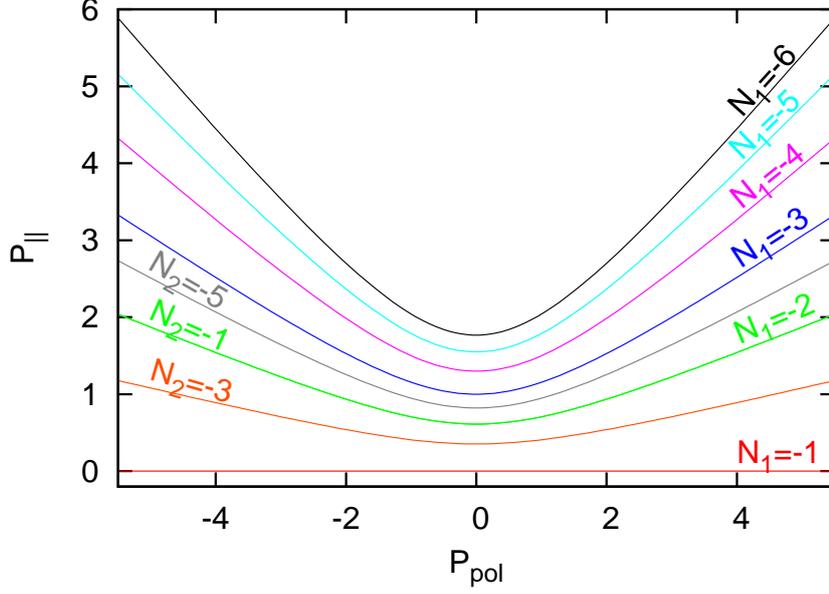


FIG. 2.6 – Diagramme de résonance dans P_{pol} , $P_{||}$ en prenant $a_0 = 2$ et $P_{\perp} = 0$.

il faut donc maintenant déterminer l'excursion d'un électron dans l'espace des phases autour de ces résonances.

L'hamiltonien total peut être approché, au voisinage d'une résonance définie par N_1 , par :

$$H = H_0 + X_{N_1}(\mathbf{J}_0) \cos(\mathbf{N}_1 \cdot \Theta)$$

avec \mathbf{J}_0 les actions, Θ les angles, $\mathbf{N}_1 = (0, 0, 1 - N_1, -N_1 - 1)$ et

$$X_N(\mathbf{J}_0) = a_1 [P_{pol} V_N(A(\mathbf{J}_0), B(\mathbf{J}_0)) + a_0/2(V_{N-1}(A(\mathbf{J}_0), B(\mathbf{J}_0)) + V_{N+1}(A(\mathbf{J}_0), B(\mathbf{J}_0)))]$$

(rappelons que $A(\mathbf{J}_0) = 2a_0 P_{pol}/(P_{||} - E)^2$ et $B(\mathbf{J}_0) = 2a_0^2/[8(P_{||} - E)^2]$)

La demi-largeur de la résonance vaut alors [Rax 93, Rax 05] :

$$\Delta J_{N_1||} = 2|1 - N_1| \sqrt{\frac{X_N(\mathbf{J}_0)}{|\mathbf{N}_1 \cdot M \cdot \mathbf{N}_1|}}$$

où $M = \frac{\partial^2 H_0}{\partial \mathbf{J} \partial \mathbf{J}}$ (le dénominateur vaut dans ce cas $(1 - N_1)^2 - (N_1 + 1)^2 = -4N_1$).

On peut appliquer le même traitement à la perturbation hamiltonienne du deuxième ordre, liée à \mathbf{a}_1^2 :

$$H_2 = \frac{a_1^2}{4} (\cos(2(z + t)) + 1)$$

On peut, comme précédemment, réécrire ce terme comme une somme de pendules non linéaires :

$$\cos(2(t+z)) = \sum_{\substack{N_2, n, m \\ n+2m=N_2}} J_n(2A)J_m(2B) \cos(2\kappa - N_2\xi)$$

Chacun de ces termes peut être résonant si

$$P_{\parallel} = E \frac{N_2 + 2}{N_2 - 2}$$

Au voisinage des résonances définies par N_2 la perturbation s'écrit :

$$H_2 = \frac{a_1^2}{4} + W_{N_2}(\mathbf{J}_0) \cos(\mathbf{N}_2 \cdot \Theta)$$

avec $\mathbf{N}_2 = (0, 0, 2 - N_2, -N_2 - 2)$ et $W_{N_2} = a_1^2/4 \sum_{n+2m=N_2} J_n(2A)J_m(2B)$. Notons que les résonances paires $N_2 = 2N$ coïncident avec les résonances définies plus haut avec $N_1 = N$. Seules les résonances impaires sont représentées pour $N_2 > -6$ sur la figure 2.6. La demi-largeur de ces résonances vaut :

$$\Delta J_{N_2\parallel} = 2(2 - N_2) \sqrt{\frac{W_{N_2}(\mathbf{J}_0)}{|\mathbf{N}_2 \cdot M \cdot \mathbf{N}_2|}} = 2(2 - N_2) \sqrt{\frac{W_{N_2}(\mathbf{J}_0)}{-8N_2}}$$

Nous allons maintenant essayer de déterminer les seuils d'apparition du chaos dans l'hypothèse $P_{\perp} = P_{pol} = 0$, c'est à dire sans dérive selon les directions transverses.

On a dans ce cas $A = 0$, et les expressions précédentes sont grandement simplifiées :

Résonances liées à $\mathbf{a}_0 \cdot \mathbf{a}_1$

$$V_{N_1}(A, B) = \begin{cases} 0 & \text{si } N_1 \text{ est impair} \\ J_{N_1/2}(B) & \text{si } N_1 \text{ est pair} \end{cases}$$

de sorte que

$$X_{N_1} = \begin{cases} a_1 a_0 / 2 [J_{(N_1-1)/2}(B) + J_{(N_1+1)/2}(B)] & \text{si } N_1 \text{ est impair} \\ 0 & \text{si } N_1 \text{ est pair} \end{cases}$$

Seules les résonances impaires $N_1 = 2n_1 - 1$ sont à prendre en compte. La résonance définie par $n_1 = 0$ ($N_1 = -1$) correspond à $P_{\parallel} = 0$, elle a pour demi-largeur

$$\Delta J_{-1\parallel} = 4 \sqrt{\frac{a_1 a_0}{8} |J_0(B) + J_{-1}(B)|} \quad (2.21)$$

$$= \sqrt{2a_1 a_0} \sqrt{|J_0(B) + J_{-1}(B)|} \quad (2.22)$$

avec $B = a_0^2 / (4(1 + a_0^2/2))$.

Le terme $\sqrt{|J_0(B) + J_{-1}(B)|}$ est toujours compris entre 1, pour $a_0 = 0$, et $\sqrt{J_0(0.5) + J_{-1}(0.5)} \simeq 0.83$, dans la limite ultra-relativiste $a_0 \gg 1$. On retrouve donc une résonance similaire au battement calculé pour des polarisations circulaires : centrée en $P_{\parallel} = 0$ et de demi-largeur proche de $\sqrt{2a_1a_0}$.

Les résonances d'ordre supérieur correspondent à d'autres couplages entre la dynamique de l'électron et des variations plus rapides du champ. A ces résonances vont se superposer les résonances de l'hamiltonien H_2 .

Résonances liées à a_1^2

$$W_{N_2} = \begin{cases} 0 & \text{si } N_2 \text{ est impair} \\ \frac{a_1^2}{4} J_{N_2/2} \left(\frac{4a_0^2}{8(P_{\parallel} - E)^2} \right) & \text{si } N_2 \text{ est pair} \end{cases}$$

Il suffit donc de considérer les résonances paires $N_2 = 2n_2$. L'impulsion longitudinale moyenne correspondante est

$$P_{\parallel}(n_2) = \sqrt{1 + a_0^2/2} \frac{-1 - n_2}{\sqrt{-4n_2}}$$

et l'énergie

$$E(n_2) = \sqrt{1 + a_0^2/2} \frac{1 - n_2}{\sqrt{-4n_2}}$$

Munis de ces expressions il est maintenant facile de calculer la distance entre deux résonances successives (indépendante de a_1) et leur largeur.

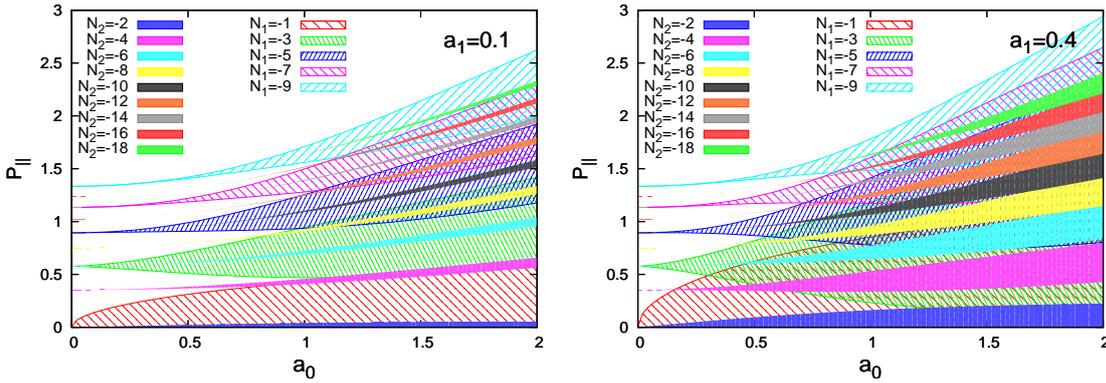


FIG. 2.7 – Position et largeur des résonances en fonction de a_0 pour $P_{\perp} = 0$, $P_{pol} = 0$ pour des polarisations parallèles. A gauche $a_1 = 0.1$, à droite $a_1 = 0.4$.

Le résultat de ce calcul est présenté sur la figure 2.7 : les résonances de H_1 et H_2 et leur largeur sont représentées en fonction de a_0 .

Dans le cas $a_1 = 0.1$, on voit que les résonances se recouvrent pour des valeurs de a_0 supérieures à 1, les résonances d'ordre supérieur se recouvrant plus facilement

que les résonances à faible P_{\parallel} . Ainsi, même pour $a_0 = 2$ le recouvrement entre les résonances $N_1 = -1$ et $N_1 = -3$ reste limité.

Il suffit par contre d'augmenter a_1 , par exemple à $a_1 = 0.4$ (paramètre expérimental typique) pour que toutes les résonances, même d'ordre faible, se recouvrent pour $a_0 \simeq 1$.

Polarisations croisées

Si les résonances associées à \mathbf{a}_1^2 ne jouent qu'un rôle marginal dans le cas de polarisation parallèles, ce n'est plus le cas des polarisations croisées. En effet si $a_0.a_1 = 0$ le seul terme perturbatif est l'hamiltonien H_2 lié à a_1^2 . Ses résonances et leur largeur sont identiques à ce qui a été calculé dans le cas des polarisations parallèles. La figure 2.8 les représente en fonction de l'amplitude laser, pour $a_1 = 0.1$ et $a_1 = 0.4$.

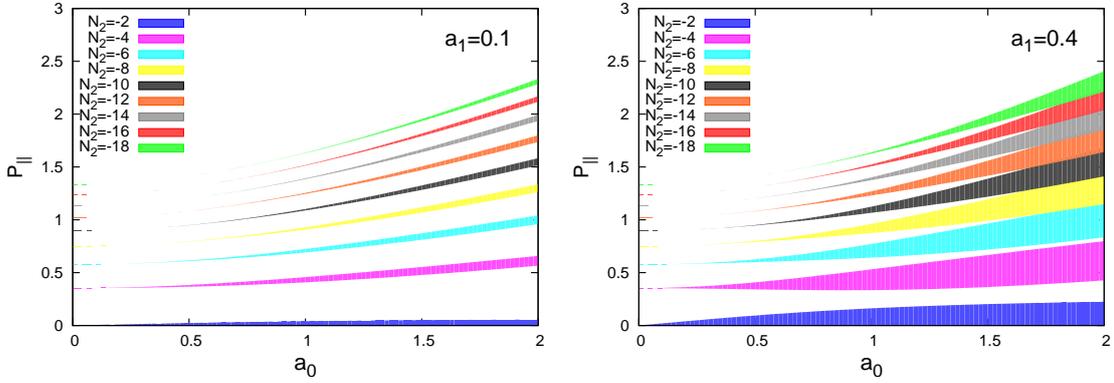


FIG. 2.8 – Position et largeur des résonances en fonction de a_0 pour $P_{\perp} = 0$, $P_{pol} = 0$ pour des polarisations croisées. A gauche $a_1 = 0.1$, à droite $a_1 = 0.4$.

En l'absence des résonances liées au terme $a_0.a_1$, le recouvrement des résonances est plus difficile à obtenir. On voit cependant que pour des valeurs élevées de a_0 et a_1 (par exemple pour $a_0 = 2$ et $a_1 = 0.4$), les résonances d'ordre élevé se recouvrent et permettent d'atteindre un régime de chaos hamiltonien⁴.

Sections de Poincaré

Pour confirmer les effets de chauffage stochastiques décrits pour l'instant de manière analytique, on peut effectuer des simulations numériques. On peut ainsi suivre les trajectoires d'électrons dans la superposition de deux ondes planes contre-propagatives dans le vide. Pour préserver la périodicité et avoir un diagramme intelligible, on représente, à chaque passage de l'électron par la phase $k_0(z + t) =$

⁴Notons que ce résultat, déduit de la théorie des perturbations est en contradiction avec [Mendonça 83] qui affirme qu'un système de deux ondes contre-propagatives de polarisations croisées est intégrable. Il semblerait que cela soit dû à un mauvais usage du formalisme covariant dans l'équation (2. 13) de [Mendonça 83] qui fausse la dérivation subséquente des invariants du mouvement.

$0[2\pi]$, sa phase $k_0(z-t)[2\pi]$ et son impulsion normalisée u_z . Ces diagrammes s'appellent sections de Poincaré.

Commençons, pour valider le code numérique, par regarder les sections de Poincaré pour des polarisations circulaires. En effet, en l'absence d'erreurs numériques, on s'attend à une absence de chauffage stochastique car il n'y a pas de couplage entre les angles, et donc, pas de résonances possibles. C'est ce qu'on constate sur la figure 2.9 qui représentent ces sections de Poincaré pour les deux types de polarisations circulaires, avec hélicités opposées (-), permettant de créer le battement, ou de même signe (+), et pour deux cas : un cas peu non linéaire avec $a_0 = a_1 = 0.1$ et un cas non linéaire avec $a_0 = a_1 = 2$.

Pour des polarisations circulaires de même hélicité, il ne se passe rien dans la direction longitudinale, l'impulsion longitudinale est conservée. Pour des polarisations d'hélicités opposées, on voit clairement apparaître le battement, c'est à dire une résonance pour $p_z = 0$ dont on peut vérifier que la demi-largeur vaut $\sqrt{2a_0a_1}$. Cependant même dans le cas non-linéaire, les orbites sont fermées et il n'y a pas de stochasticité.

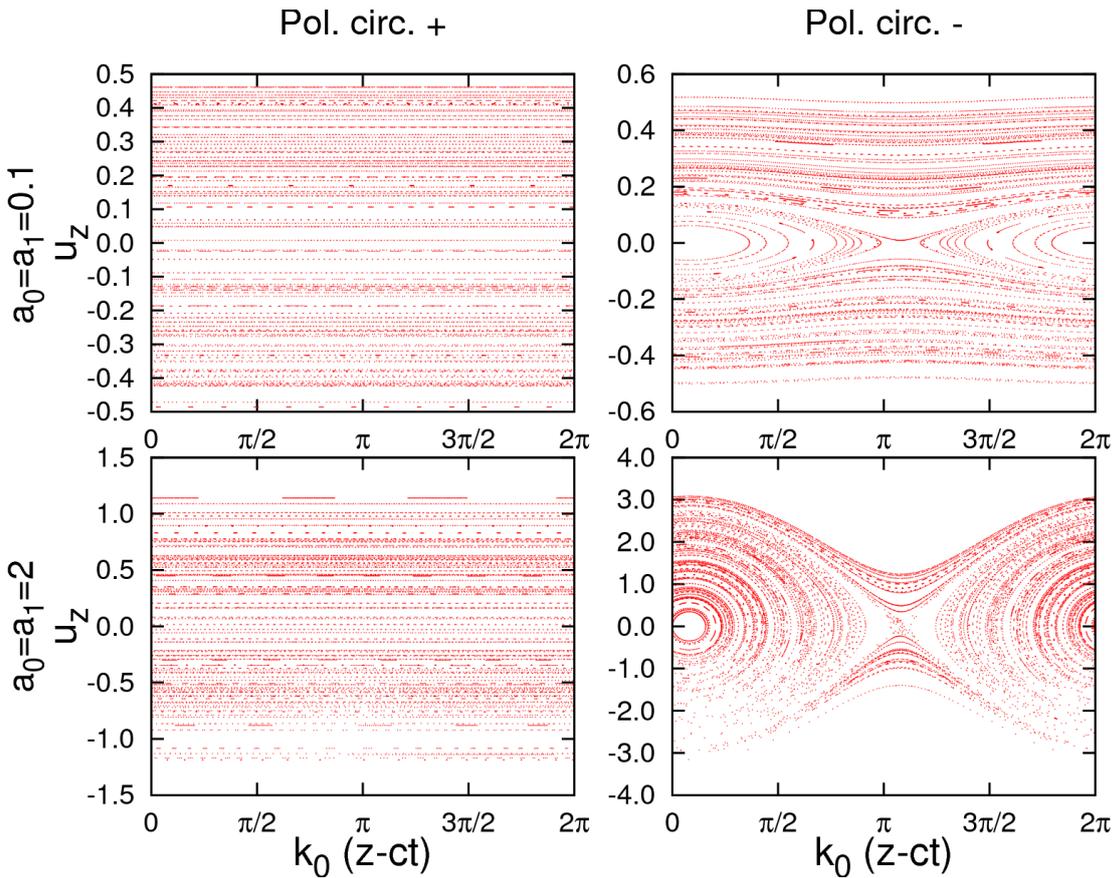


FIG. 2.9 – Sections de Poincaré obtenues pour des électrons dans la superposition de deux ondes planes de même amplitude pour des polarisations circulaires avec $a_0 = a_1 = 0.1$ et $a_0 = a_1 = 2$.

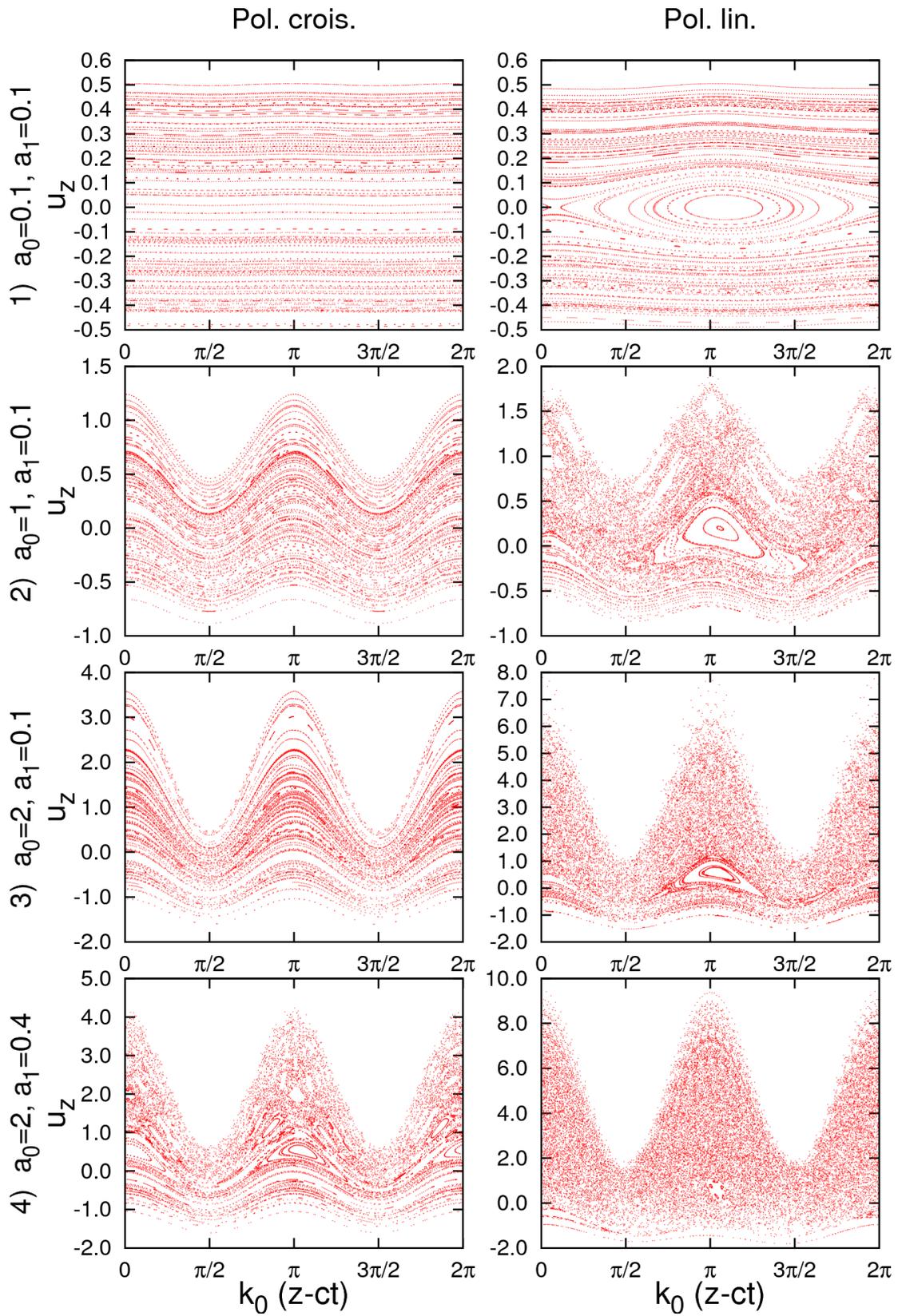


FIG. 2.10 – Sections de Poincaré obtenues pour des électrons dans la superposition de deux ondes planes polarisées linéairement pour différentes amplitudes.

Après cette validation préliminaire, on peut regarder l'apparition du chaos hamiltonien avec des lasers polarisés linéairement. La figure 2.10 montre les sections de Poincaré obtenues pour des polarisations parallèles et croisées pour différentes intensités laser : 1) $a_0 = a_1 = 0.1$ 2) $a_0 = 1, a_1 = 0.1$ 3) $a_0 = 2, a_1 = 0.1$, 4) $a_0 = 2, a_1 = 0.4$.

Pour le cas (1) : $a_0 = 0.1, a_1 = 0.1$, le couplage non linéaire avec la direction longitudinale est très faible, la situation est très semblable à celle des polarisations circulaires : pour des polarisations croisées, p_z est presque constant et pour des polarisations parallèles le battement est présent.

Quand on augmente a_0 (cas 2), on fait croître le terme $\frac{a_0^2}{4(P_{\parallel} - E)^2}(\cos(2(z - t)))$ (dans l'équation 2.14) qui traduit le mouvement longitudinal de l'électron dans l'onde plasma. Dans le cas des polarisations croisées, les résonances restent très étroites et la majorité des électrons suivent des trajectoires non piégées. La situation est différente pour des polarisations parallèles. En effet, les résonances liées au terme $\mathbf{a}_0 \cdot \mathbf{a}_1$ permettent des gains d'énergie. Cependant, les résonances restent visibles (orbites fermées dans les sections de Poincaré) et distinctes : le chaos n'est pas étendu. Ceci est conforme à la figure 2.7 qui montre le début du recouvrement des résonances pour ces paramètres laser.

Le chaos devient étendu pour $a_0 = 2$ (cas 3) : conformément à la figure 2.7, les résonances d'ordre élevé se recouvrent complètement. Par ailleurs l'îlot lié à la résonance $N_1 = -1$ reste visible, ce qui est expliqué par son faible recouvrement avec les autres résonances. Cet îlot disparaît presque totalement quand le recouvrement augmente, pour $a_1 = 0.4$.

La situation pour des polarisations croisées est bien conforme à la figure 2.8 : pour les trois cas précédents considérés, il n'y a pas de chaos. Il apparaît seulement dans le cas 4, pour $a_1 = 0.4$ et on remarque que conformément à la figure 2.8, seules les résonances d'ordre élevé sont mélangées, l'orbite $P_{\parallel} = 0$ (orbite dont l'impulsion longitudinale moyenne est nulle) restant stable. Pour avoir un réel chaos étendu avec des ondes planes et des polarisations croisées, il faudrait encore augmenter a_1 , le régime ne serait alors plus perturbatif. On peut cependant supposer qu'avec des impulsions laser (i.e. a_0 et a_1 ne sont pas constants et dépendent du temps), les effets pondérateurs perturberaient le système, i.e. permettraient une variation de P_{\parallel} , et rendraient possible un chauffage stochastique même pour des électrons sans impulsion longitudinale initiale, pour des paramètres similaires au cas (4).

Pour finir sur ces effets stochastiques, nous pouvons nous intéresser au temps caractéristique de croissance de l'énergie, ou de manière équivalente à l'évolution du chauffage en fonction de la durée d'interaction des deux lasers. Pour cela on regarde l'évolution de l'impulsion longitudinale moyenne d'une population d'électrons, distribuée uniformément selon ξ , de P_{\parallel} nul initialement. La figure 2.11 montre que le gain initial d'impulsion est rapide : il ne faut que quelques périodes laser pour gagner une énergie comparable à la largeur du battement, ou résonance $N_1 = -1 : \sqrt{2a_0a_1}$. L'impulsion croît ensuite plus lentement à mesure que l'électron explore des résonances d'ordres plus élevés. Cette figure nous apprend aussi que du point de vue du chauffage, il peut être plus efficace, à

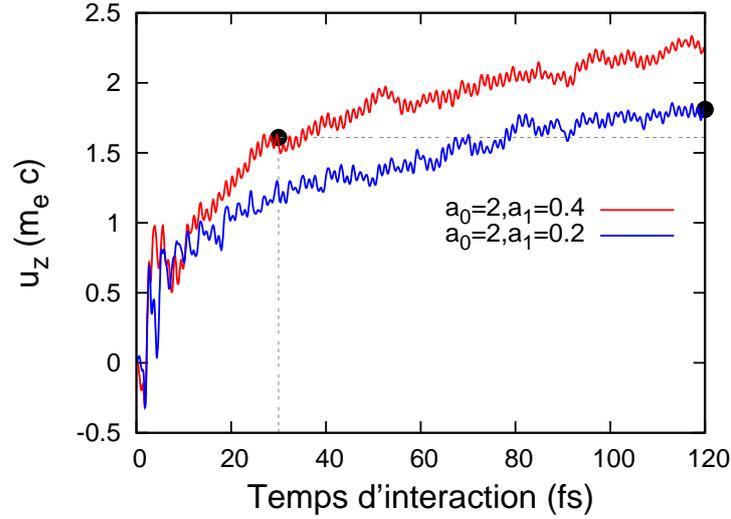


FIG. 2.11 – Evolution de l’impulsion longitudinale moyenne de 1000 électrons ayant initialement $P_{\parallel} = 0$ dans la collision de deux ondes planes de mêmes polarisations pour $a_0 = 2$ et deux valeurs de a_1 : 0.2 et 0.4. Les points en gras correspondent à des énergies égales du faisceau d’injection.

énergie d’injection égale, d’avoir une interaction plus longue et un a_1 plus faible. Ceci est visible si on compare le chauffage obtenu pour deux cas de même énergie, marqués par des points sur la figure 2.11 : $\tau_1 = 30$ fs avec $a_1 = 0.4$ et $\tau_1 = 120$ fs avec $a_1 = 0.2$.

2.2.3 Effets pondéromoteurs couplés au battement

Nous avons pour l’instant supposé avoir des ondes planes, de façon à pouvoir extraire des informations théoriques. Ceci est justifié puisque l’échelle spatiale de variation de l’enveloppe (en λ_p) est beaucoup plus grande que la longueur d’onde de battement (en $\lambda_0/2$). Ainsi sur une période de battement les amplitudes a_0 et a_1 peuvent être considérées constantes et la description du chauffage par battement reste correcte.

C’est ce que montre la figure 2.12 qui représente la trajectoire dans l’espace des phases d’un électron dans le battement de deux impulsions polarisées circulairement (d’hélicités opposées) et de durée 30 fs. Le cas est très similaire à la même figure obtenue pour des ondes planes, on constate juste une modulation de l’oscillation de u_z correspondant à la variation de l’enveloppe. De plus, dans le cas des impulsions gaussienne, l’électron est proche de la séparatrice du battement et peut s’échapper avec de l’énergie.

Le chauffage stochastique, par contre, puisqu’il est basé sur des perturbations sommées sur plusieurs périodes, va être impacté. On peut ainsi imaginer qu’un électron se trouvant dans un gradient négatif de l’enveloppe $a_0 a_1$ va pouvoir se retrouver, une fois son énergie gagnée, dans une résonance à nouveau isolée et traverser le reste de la collision en conservant son impulsion. Cet effet, certai-

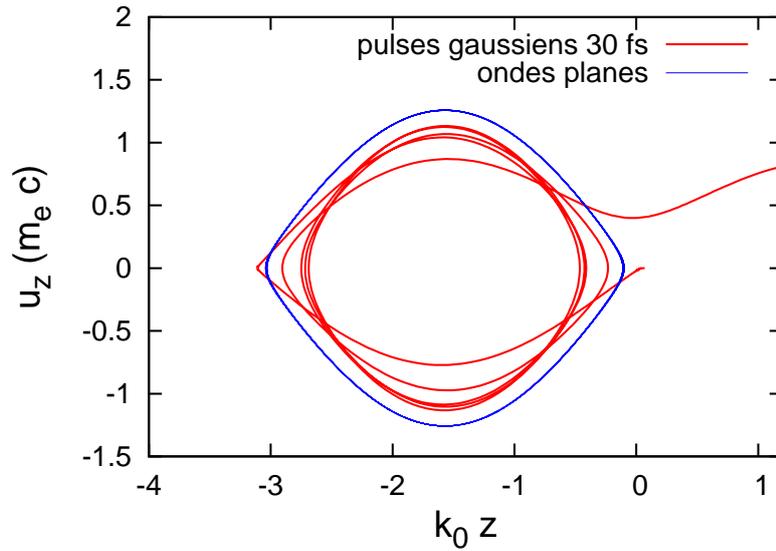


FIG. 2.12 – Trajectoire dans l’espace des phases (z, u_z) d’un électron soumis au battement de deux ondes de polarisations circulaires d’hélicités opposées pour : 1) des ondes planes 2) des impulsions gaussiennes de durée 30 fs. $a_0 = 2$, $a_1 = 0.4$

nement difficile à formaliser, reste cependant mineur face aux effets purement pondéromoteurs que je vais décrire maintenant et qui influencent de manière très importante les spectres de chauffage.

Pour bien comprendre ces effets, il faut tout d’abord décrire le cas simple de l’interaction d’un électron avec un seul laser d’enveloppe non constante. Dans la description 1D, l’électron gagne une impulsion dans la direction du laser quand il est dans le front montant de l’impulsion laser, mais il la reperd intégralement dans le front descendant. Ainsi après le passage complet d’une impulsion laser, si on néglige les effets collectifs⁵, les électrons sont uniquement poussés.

C’est ce que représente la figure 2.13 de deux manières différentes. A gauche, on représente la trajectoire dans l’espace des phases d’un électron soumis à une impulsion laser gaussienne : on voit qu’après le passage de l’impulsion laser, un électron initialement au repos est juste déplacé et a rendu toute son énergie cinétique. A droite on introduit un diagramme représentant des trajectoires (courbes noires) d’électrons, de positions initiales différentes, dans l’espace (z, t) . On normalise le temps (les distances) à la durée τ_0 (et longueur $c\tau_0$) de l’impulsion laser, unités plus pertinentes pour l’étude des effets pondéromoteurs. Cette représentation s’avérera utile pour les cas plus complexes et mérite d’être bien comprise. Le laser, dont le champ est représenté en couleur, se propage selon la droite $z - ct = 0$. L’électron initialement au repos décrit une droite verticale $z = cste$ puis est accéléré dans la direction du laser avant d’être freiné par la force pondéromotrice dans le gradient descendant.

⁵On considère toujours pour l’instant le cas d’électrons dans le vide.

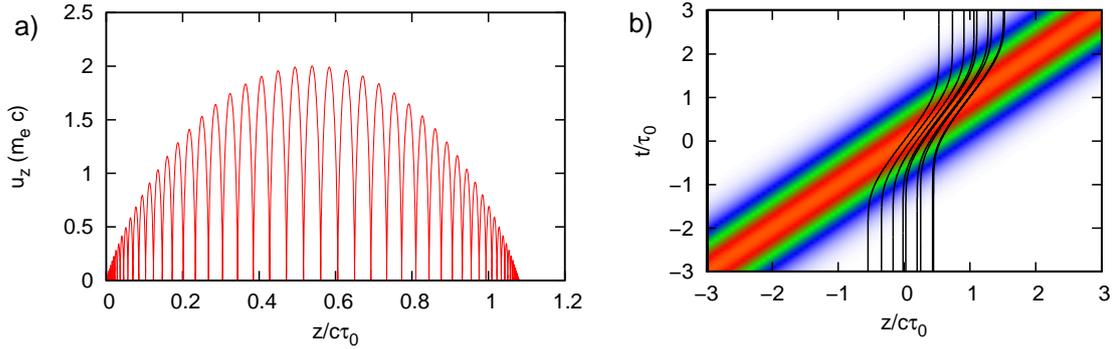


FIG. 2.13 – Trajectoire d'électrons soumis au champ d'une impulsion laser d'amplitude $a_0 = 2$ et $\tau_0 = 30$ fs. a) Espace des phases. b) Diagramme espace temps. La carte de couleur représente le champ laser, les courbes noires des trajectoires d'électrons.

Dans le cas de deux impulsions lasers, certains électrons ne vont pas voir les forces pondéromotrices des enveloppes laser car elles seront « écrantées » par le battement. Ainsi, les électrons situés exactement à la position de collision⁶ ne seront quasiment pas accélérés de façon pondéromotrice. S'ils sont excentrés par rapport à cette position, ils pourront cependant, avant d'être soumis à la superposition des deux champs, ne voir qu'un laser et en subir donc la force pondéromotrice. Des gains nets d'énergie sont donc possibles sans qu'il y ait de chauffage lié au battement ou au chauffage stochastique.

Pour bien comprendre comment ces effets vont amener à des gains d'énergie, nous allons étudier le chauffage lié à la collision de impulsions gaussiennes dans le vide en fonction de la position initiale des électrons. On s'attend à priori à deux composantes : une composante stochastique, pour laquelle énergie finale et position initiale ne sont pas corrélées, et une composante pondéromotrice qui va être fortement dépendante de l'ordre dans lequel les électrons vont interagir avec les deux lasers.

La partie gauche de la figure 2.14 montre exactement ce double comportement. Pour des électrons initialement situés à une position proche de la collision des deux lasers ($z = 0$) on voit que le gain d'impulsion n'est pas du tout corrélé avec la position initiale et est distribué assez uniformément. Par contre, pour les électrons situés plus loin de cette position et qui vont clairement être soumis plus longtemps au champ d'un laser seul, la situation est différente et le gain d'énergie semble très corrélé à la position initiale. On peut séparer l'étude en deux cas : 1) les électrons voient d'abord le champ du laser d'injection 2) les électrons voient d'abord le champ du laser de pompe. Pour illustrer ces différents cas on représente, dans la partie droite de la figure 2.14, les trajectoires des électrons concernés dans un diagramme (z,t) . Le laser pompe se propage selon la droite $z - ct = 0$ et le laser d'injection selon la droite $z + ct = 0$. On matérialise la zone de collision par un

⁶Rappelons que les maxima des impulsions se rencontrent en $z = 0$ à $t = 0$.

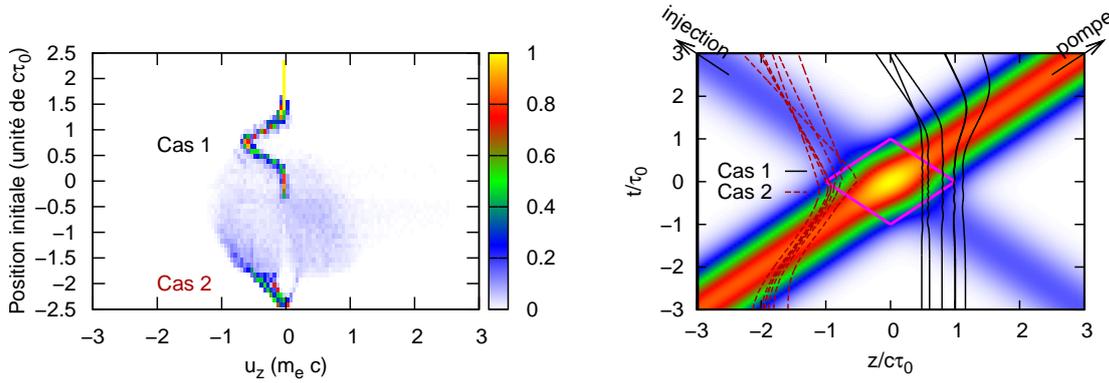


FIG. 2.14 – Gauche : spectre en fonction de la position initiale. Droite : trajectoires illustrant les effets pondéromoteurs dans ce cas de figure. Les simulations sont effectuées dans le vide pour $a_0 = 2$, $a_1 = 0.4$, $\tau_0 = 30$ fs et $\tau_1 = 30$ fs.

losange violet qui correspond à la satisfaction des deux conditions $a_0(z, t) > a_0/4$ et $a_1(z, t) > a_1/4$.

Les électrons correspondant au cas 1) sont représentés par une ligne pleine noire : situés initialement du côté du laser d'injection, ils ne voient pas le front montant du laser pompe. Comme ils sortent du champ du laser d'injection, ils voient le front descendant du laser de pompe seul. Ils sont donc accélérés dans la direction de propagation du laser d'injection. L'énergie maximale est atteinte quand le front montant est complètement écranté par la collision, et que le front descendant est visible par l'électron.

Les trajectoires des électrons correspondant au cas 2) sont représentées en pointillés. Ils sont tout d'abord accélérés dans la direction de propagation du laser de pompe avant d'arriver dans la zone de battement. Ils se retrouvent piégés dans le battement de sorte que leur impulsion peut rapidement changer de signe. Cependant une brisure de symétrie entre les impulsions positives et négatives apparaît. Un électron avec une impulsion négative va vers une zone de battement plus faible et ne verra donc plus son impulsion changer. Au contraire, un électron avec une impulsion positive restera plus longtemps dans la collision. Les électrons ont donc plus de chance de gagner une impulsion négative.

Notons que les deux mécanisme pondéromoteurs présentés ici accélèrent les électrons dans le « mauvais sens » puisque seuls les électrons accélérés dans le sens de propagation du laser pompe peuvent être injectés.

Ces effets pondéromoteurs disparaissent quand le chauffage stochastique devient plus important. C'est ce qui est représenté sur la figure 2.15 (l'échelle de couleur est ici logarithmique) : quand a_1 augmente, le battement devient plus intense même sur les bords de la zone de collision et mélange très rapidement les impulsions. On remarque également que les spectres de chauffage deviennent de plus en plus symétriques. Le comportement à a_1 faible est également intéressant : la situation des électrons du cas 2) est changée. Le battement étant plus faible, des électrons qui arrivent dans la collision au maximum de leur impulsion peuvent se retrouver

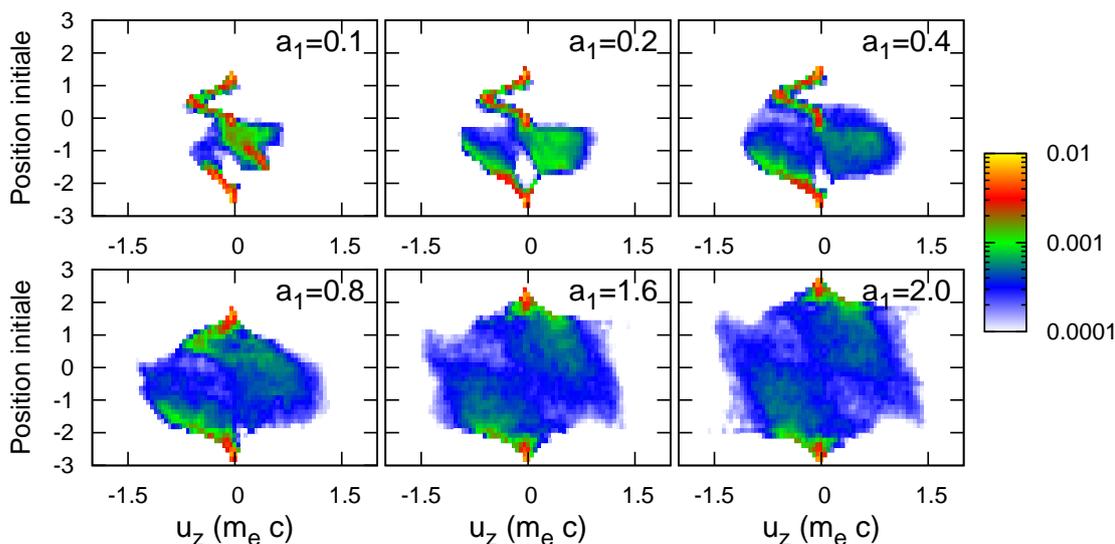


FIG. 2.15 – Spectres en fonction de la position initiale pour différentes valeurs de l'intensité du laser d'injection. Les échelles de couleur sont logarithmiques. Les paramètres sont $a_0 = 2$, $\tau_0 = 30$ fs, $\tau_1 = 30$ fs.

sur des trajectoires circulantes. Ils vont donc conserver leur impulsion (positive) tout au long de la collision. Cet effet est très visible dans le cas $a_1 = 0.1$: pour des électrons très excentrés on retrouve la même composante que précédemment, les électrons déjà décélérés dans le gradient descendant d'intensité du pompe peuvent être piégés dans le battement. Par contre les électrons qui ont une énergie supérieure (non freinés par le front descendant) ne sont pas piégés dans le battement et gardent leur impulsion positive : ceci explique le changement de signe de l'impulsion constaté pour des positions initiales autour de $z_0 = -1.5c\tau_0$.

Ce mécanisme est particulièrement intéressant car il permet d'accélérer tous les électrons situés dans une zone de quelques μm dans la direction de propagation du laser. De plus, contrairement au chauffage stochastique qui produit une dispersion en énergie maximale, les électrons chauffés de cette manière ont une énergie bien définie. Ce mécanisme pourrait servir à injecter des électrons avec une dispersion en énergie initiale faible et améliorer ainsi la qualité spectrale des faisceaux d'électrons.

Cet effet se manifeste également, pour les mêmes raisons, quand on augmente la durée du faisceau d'injection. Les électrons peuvent en effet passer dans des zones où le battement est plus faible. Si on regarde l'évolution du spectre des électrons après la collision en fonction de la durée du laser d'injection, figure 2.16, on voit clairement apparaître pour $\tau_1 > \tau_0$ une composante quasi-monoénergétique vers $0.6m_e c$. Si on résout ce spectre en fonction de la position initiale, pour $\tau_1 = 60$ fs, comme sur la figure 2.17 (partie droite) on peut constater que ces électrons sont très localisés. Les trajectoires correspondant à cette caractéristique spectrale piquée sont représentées par des courbes noires dans la partie gauche de la figure 2.17. Elles confirment que ces électrons, qui gagnent leur énergie dans le

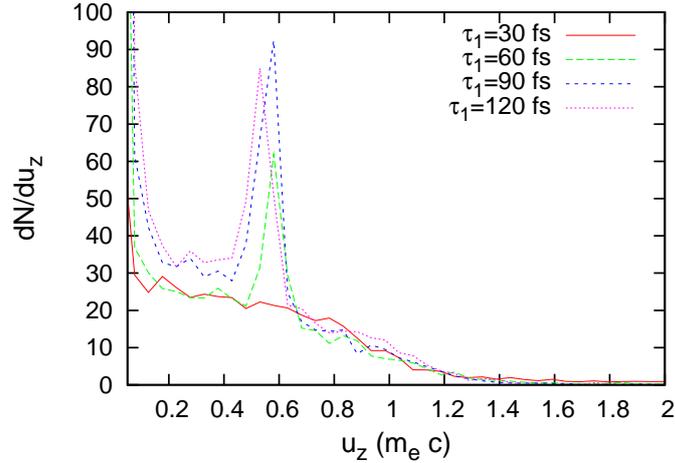


FIG. 2.16 – Spectre de chauffage des électrons pour différentes durées de laser d'injection τ_1 pour $a_0 = 2$, $a_1 = 0.4$ et $\tau_0 = 30$ fs.

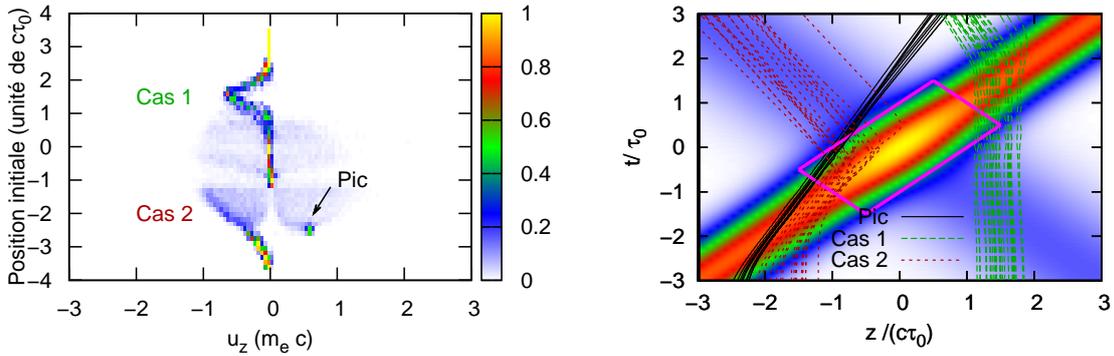


FIG. 2.17 – Gauche : spectre en fonction de la position initiale. Droite : trajectoires dans l'espace (z,t) illustrant les caractéristiques spectrales. Paramètres : $a_0 = 2$, $a_1 = 0.4$, $\tau_0 = 30$ fs, $\tau_1 = 60$ fs.

front montant du laser, passent dans des zones de battement faible où ils ne sont pas piégés et peuvent ainsi garder leur impulsion. La dynamique étant toujours régie par le battement, ils ne voient pas le front descendant du laser de pompe et ne sont donc pas décélérés.

Ces mécanismes, jamais mis en évidence auparavant, montrent la richesse des phénomènes physiques pouvant avoir lieu lors de la collision d'impulsions laser, même dans un cas unidimensionnel et dans le vide. De plus, ils ouvrent la voie à des schémas novateurs d'injection, qui permettent de réduire la dispersion en énergie initiale. Si ce mécanisme ne permet pas d'injecter efficacement électrons dans un plasma en 1D, pour des raisons que nous exposerons dans la section 2.3, le principe est transposable en 3D. Ce travail a été remarquablement effectué par Xavier Davoine [Davoine 09]. Dans le schéma d'injection froide (*Cold Injection*), les électrons sont gelés dans le battement. Ils se retrouvent alors à l'intérieur

de la bulle au lieu de circuler autour, et peuvent être piégés. Nous présenterons brièvement ces résultats à la fin de ce chapitre.

Résumé : chauffage d'électrons dans le vide

Nous avons vu dans les sous-sections précédentes divers mécanismes de chauffage des électrons dans la superposition de deux ondes lasers : le battement, le chauffage stochastique et les effets pondéromoteurs.

On peut essayer de résumer ces mécanismes en présentant, sur la figure 2.18 des spectres obtenus après la collision d'impulsions correspondant aux paramètres expérimentaux, $a_0 = 2$, $a_1 = 0.4$, $\tau_0 = \tau_1 = 30$ fs, pour différentes polarisations.

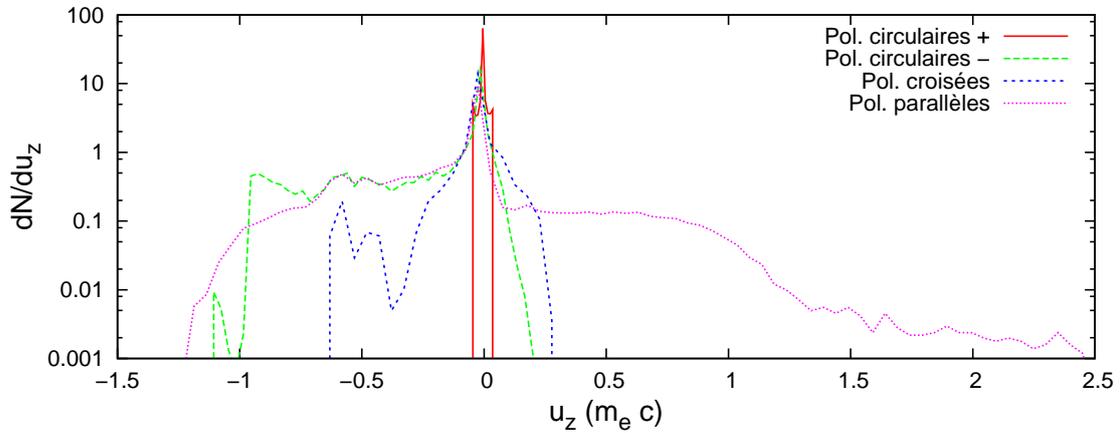


FIG. 2.18 – Spectres obtenus pour différentes polarisations pour $a_0 = 2$, $a_1 = 0.4$, $\tau_0 = \tau_1 = 30$ fs.

Le cas des polarisations circulaires de même hélicité ('+') correspond à un cas où il n'y a pas de chauffage lié au battement ou de chauffage stochastique. Les électrons sont effectivement très peu chauffés. Pour des polarisations circulaires d'hélicité opposées ('-'), le battement ne permet pas un gain d'énergie très important. La majorité des électrons restent piégés dans le battement jusqu'à la fin de la collision. Ils ne sortent du battement qu'avec une impulsion très inférieure à $\sqrt{2a_0a_1} \simeq 1.25$ (pour les paramètres utilisés). Les effets pondéromoteurs étudiés ci dessus permettent cependant à des électrons d'être accélérés dans la direction de propagation du laser d'injection. Ces électrons ne seront pas injectés dans l'onde plasma. Le spectre obtenu pour des polarisations croisées est assez similaire : les effets stochastiques sont aussi efficaces pour chauffer les électrons que le battement avec des polarisations circulaires. Nous verrons dans la section 4.3 comment ce chauffage rend possible l'injection en polarisations croisées. Cependant, du point de vue du chauffage, il est bien plus efficace d'utiliser des polarisations parallèles. Le gain d'énergie est bien de l'ordre de $\sqrt{2a_0a_1}$, certains électrons gagnant même plus d'énergie avec les effets stochastiques.

Ces considérations nous apprennent qu'il est donc bien préférable d'utiliser des polarisations linéaires parallèles pour chauffer les électrons, tout du moins dans le vide.

2.2.4 Chauffage par collision d'ondes de sillages

Nous avons pour l'instant étudié des mécanismes de chauffage ayant lieu indépendamment de la présence de plasma. Pour être complet, il faut maintenant décrire une dernière source possible de chauffage de nos électrons, basée sur la collision des ondes de sillage. En effet, dans une géométrie colinéaire ou approchée, si les électrons ne voient la collision des lasers que sur un temps court, ils vont également subir pendant un temps long la collision des deux ondes plasmas. Ce battement d'ondes plasmas peut amener à l'extraction d'électrons de l'orbite fluide. Nous pouvons étudier cet effet en suivant des électrons tests, non affectés par le champ du laser d'injection, dans la collision des ondes de sillage calculées analytiquement selon l'équation 1.27. La figure 2.19 représente le résultat d'une simulation effectuée pour $a_0 = 2$ et $a_1 = 0.6$. Les électrons, sans vitesse initiale, sont distribués sur une longueur plasma autour de la position de collision des lasers et évoluent pendant 0.9 ps. Les électrons ne sont pas chauffés dans les toutes premières périodes de l'onde plasma : en effet les électrons, dans le référentiel du laboratoire, ont besoin de voir plusieurs battements d'ondes plasma pour être injectés. Ce mécanisme peut cependant injecter des électrons dans des périodes

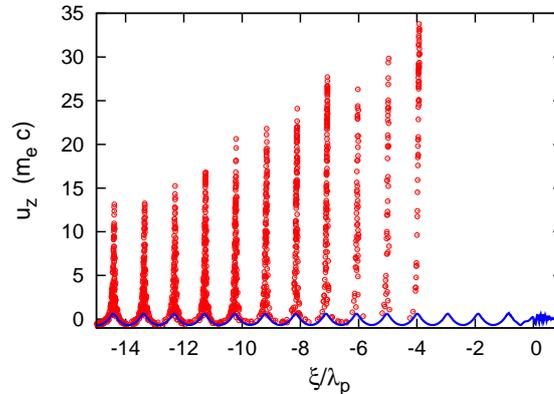


FIG. 2.19 – Espace des phases d'électrons chauffés dans la collision d'ondes de sillage (transparentes au champ laser d'injection), pour $a_0 = 2$, $a_1 = 0.6$, $n_e = 7 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$, $\tau_0 = \tau_1 = 30 \text{ fs}$. L'orbite fluide (cas une seule onde de sillage) est également représentée.

plasmas plus éloignées du laser. Dans le cas représenté, les électrons quittent rapidement l'orbite fluide et sont piégés à partir de la troisième période plasma. Ce modèle est très limité (la superposition des ondes de sillage est simplement faite en additionnant les champs, les effets de *beam loading*, qui vont amortir les ondes plasmas, ne sont pas pris en compte) mais il illustre néanmoins un mécanisme qui pourra être responsable de l'injection d'électrons à basse énergie. Il pourra

notamment aider des électrons, déjà chauffés dans la collision des deux lasers, à être piégés. Contrairement au mécanisme de battement ou au chauffage stochastique, ce mécanisme de chauffage n'est pas localisé et peut avoir lieu dans toute la zone de recouvrement spatial des lasers. Dans une géométrie colinéaire, ce mécanisme de chauffage pourra donc avoir lieu sur toute la longueur de propagation du laser. Il produira donc des spectres d'électrons larges.

2.3 Inhibition de l'onde de sillage

Nous avons vu que le modèle développé dans la section 2.1.3 était très simplificateur dans la description du chauffage des électrons. Nous allons maintenant essayer de comprendre la dynamique du plasma et notamment comment le mécanisme de chauffage peut influencer l'excitation de l'onde plasma.

Dans les premiers travaux théoriques [Esarey 97a, Fubiani 04, Kotaki 04], l'excitation de l'onde plasma est supposée être la même que dans un cas sans battement, l'hypothèse sous-jacente est donc la suivante : une population d'électrons est effectivement chauffée par la collision des lasers, une autre, plus importante, ne voit pas cette collision et sa dynamique est régie uniquement par la force pondéromotrice du laser. Cette vision s'avère fautive du fait de la différence importante entre les forces pondéromotrices du battement et celles du laser pompe seul : $F_{beat} > F_{pond}$. Durant la collision, la dynamique des électrons est complètement régie par le battement.

Pour s'en convaincre, nous pouvons comparer la figure 2.20.a, représentant les trajectoires dans l'espace des phases (z , u_z) des électrons dans le champ d'un laser $a_0 = 2$, $\tau_0 = 30$ fs pour une polarisation linéaire et circulaire, à la figure 2.20.b, représentant les trajectoires d'électrons voyant la collision de deux lasers avec $a_1 = 0.4$, $\tau_1 = 30$ fs. Les électrons sont initialement au repos et placés très proches de la position de collision des deux maxima des impulsions, de telle sorte qu'ils voient les deux lasers simultanément.

Dans la collision des deux lasers, les électrons sont piégés dans le battement et leur excursion longitudinale n'est plus que de $\lambda_0/2$. Une conséquence directe de cette dynamique modifiée est que la séparation de charge sur des distances de l'ordre de l'onde plasma, à l'origine de l'excitation de l'onde plasma, n'a pas lieu. L'onde plasma ne va donc pas être excitée pendant le battement des deux lasers. Cette inhibition de l'onde plasma est bien visible dans les simulations unidimensionnelles Particle In Cell (PIC). Ces simulations auto cohérentes résolvent les équations de Maxwell à chaque pas de temps en fonction des positions et des courants liés à des macro-particules représentant des électrons et des ions.

La figure 2.21 représente le champ longitudinal calculé dans ces simulations (courbe pleine) pour différents instants, $t = 0$ correspondant à la collision des maxima des enveloppes des lasers. Si on compare aux champs calculés dans une simulation fluide, c'est à dire d'après l'équation 1.27, qui sont représentés en pointillés, on voit clairement cette inhibition de l'onde de sillage à la position de la

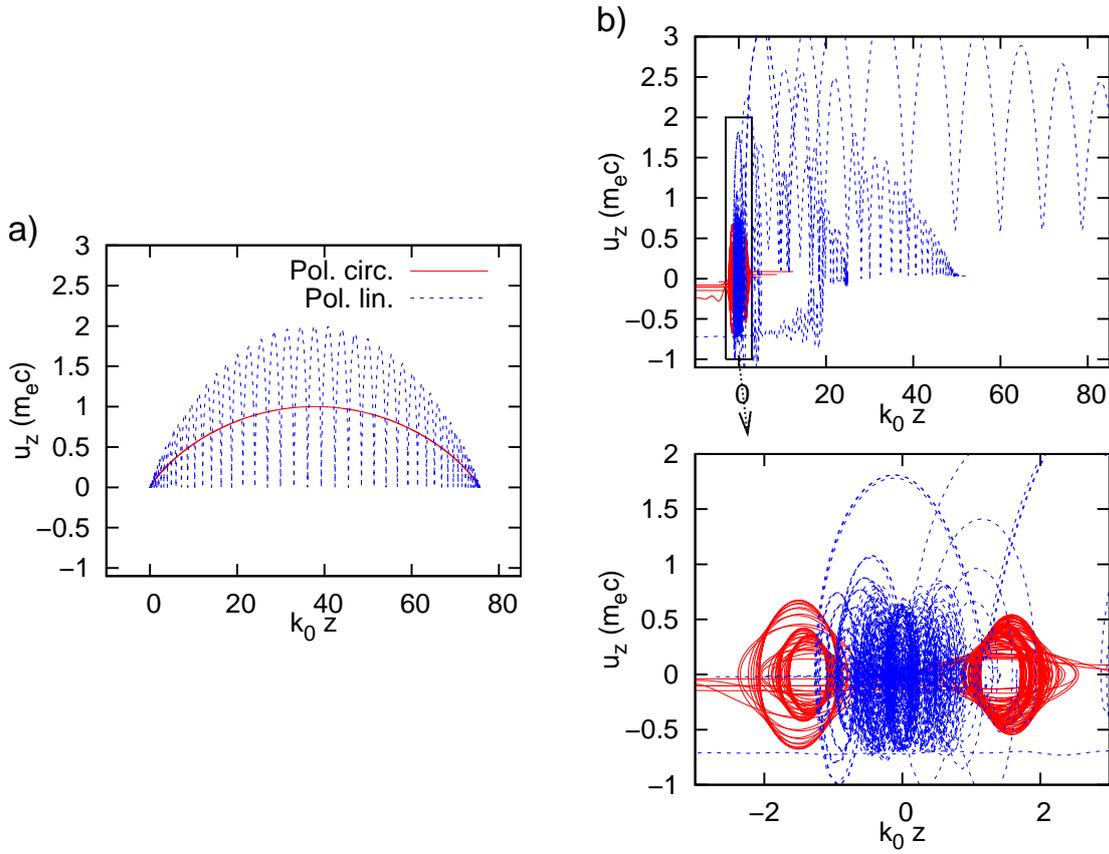


FIG. 2.20 – Trajectoires d'électrons dans (z, u_z) . a) Pour un seul laser : $a_0 = 2$, $\tau_0 = 30$ fs, la courbe pleine correspond à une polarisation circulaire, la courbe en pointillés à une polarisation linéaire. b) Pour deux lasers $a_0 = 2$, $\tau_0 = 30$ fs, $a_1 = 0.4$, $\tau_1 = 30$ fs, la courbe pleine correspond à des polarisations circulaires, la courbe en pointillés à des polarisation parallèles.

collision. Dans cette zone de l'espace, les électrons n'oscillent pas et la perturbation de l'onde plasma subsiste pendant un temps long.

Nous allons voir que ce phénomène, non pris en compte dans les modèles existants, va avoir une influence majeure sur la quantité d'électrons piégés par injection optique.

La figure 2.22 montre la différence de dynamique des électrons piégés dans la première période de l'onde plasma dans un code fluide et un code PIC. Dans le code fluide, les électrons chauffés dans la collision des lasers se retrouvent dans la phase accélératrice de l'onde plasma où ils peuvent directement gagner l'impulsion nécessaire pour aller aussi vite que l'onde. Dans le code PIC, les électrons chauffés de manière équivalente se retrouvent dans une zone où le champ électrique est nul. Pour être piégés, ils doivent donc sortir de cette zone, où ils sont en mouvement libre et ne commencent à être accélérés par l'onde plasma qu'après $\simeq 60$ fs. A la condition de gain d'impulsion nécessaire pour passer au dessus de la séparatrice se superpose donc une condition géométrique : les électrons doivent être suffisamment

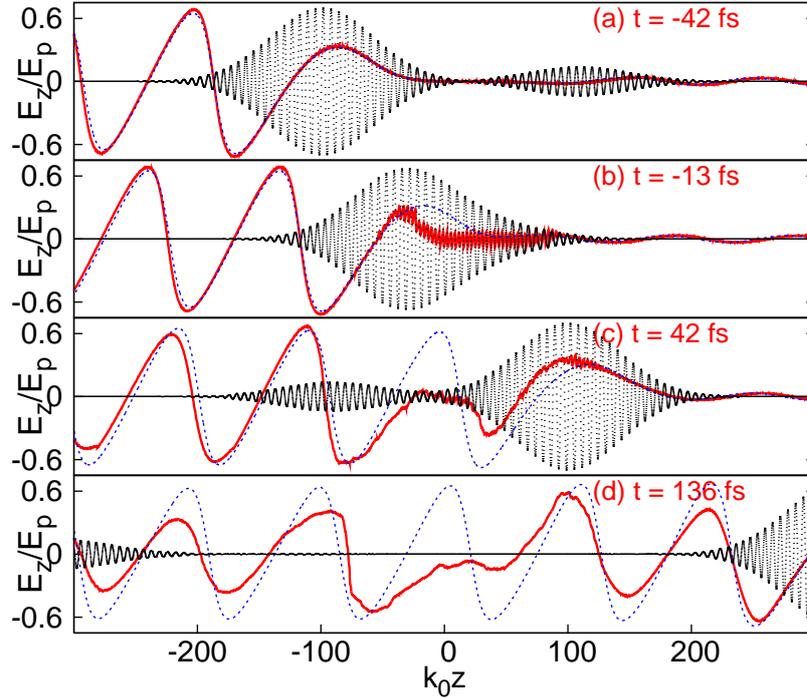


FIG. 2.21 – Instantanés du champ électrique longitudinal, à plusieurs instants. La courbe pleine représente le champ électrique calculé dans la simulation PIC 1D, la courbe en pointillés correspond au calcul fluide. Le champ laser est également représenté. Paramètres $a_0 = 2$, $a_1 = 0.4$, $\tau_0 = 30$ fs, $\tau_1 = 30$ fs, $n_e = 7 \times 10^{18}$ cm $^{-3}$.

proches de la frontière de la zone où l'onde plasma est inhibée pour pouvoir en sortir et se retrouver dans la phase accélératrice de l'onde plasma.

Ceci apparaît encore plus clairement en regardant des trajectoires d'électrons piégés représentatives comme le montre la figure 2.23. La zone correspondant à la collision où $a_{0,1}(z, t) > a_{0,1}/4$ est encore matérialisée par un losange. La carte de couleur représente le champ électrique longitudinal. Dans la simulation fluide, la majorité des électrons piégés est peu chauffée par la collision mais arrive dans une zone accélératrice (représentée en rouge sur la figure). Même si leur impulsion longitudinale est presque nulle, ces électrons peuvent être piégés car l'onde plasma est suffisamment intense. Dans le cas avec inhibition d'onde plasma, l'onde plasma ne permet pas à ces électrons d'être piégés. Les électrons piégés dans la simulation PIC doivent être réellement chauffés dans la collision et sortir rapidement de la zone de battement.

Cette différence de dynamique des électrons piégés va complètement changer le nombre final d'électrons piégés. C'est ce qu'on peut voir sur la figure 2.24 représentant l'espace des phases et les spectres des électrons piégés et accélérés après 300 μ m dans une simulation fluide (a) et dans une simulation PIC (b) pour les mêmes conditions initiales ($a_0 = 2$, $a_1 = 0.4$, $n_e = 7 \times 10^{18}$ cm $^{-3}$). Dans les deux cas, le spectre est similaire avec une composante mono-énergétique à 50 MeV. Par contre, comme on peut le voir avec l'amplitude des spectres, la charge est

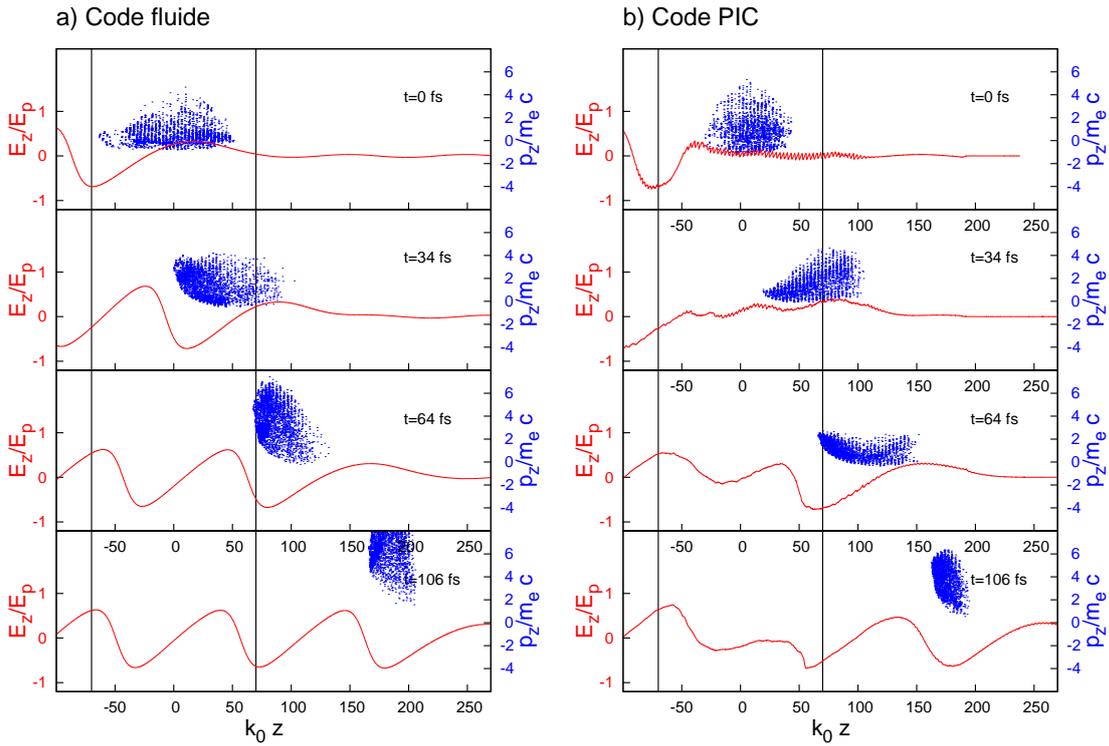


FIG. 2.22 – Dynamique des électrons piégés dans la première période plasma. a) Dans une simulation fluide b) Dans une simulation PIC. Le champ électrique est également représenté et la zone où a lieu la collision est matérialisée par deux traits verticaux. Les paramètres sont identiques à ceux de la figure 2.21.

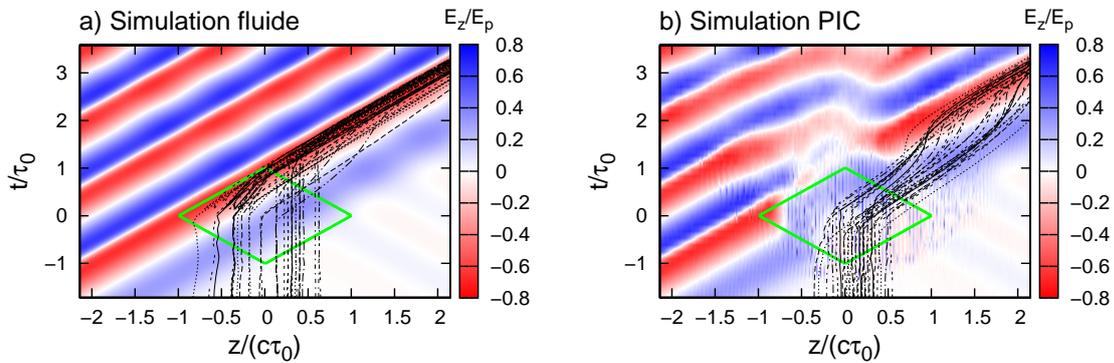


FIG. 2.23 – Trajectoires des électrons piégés dans la première période plasma. a) Dans une simulation fluide b) Dans une simulation PIC. Le champ électrique est également représenté en couleur et la zone où a lieu la collision est matérialisé par un losange. Les paramètres sont identiques à ceux de la figure 2.21.

réduite d'un ordre de grandeur dans le cas des simulations PIC. Cet ordre de grandeur de différence se retrouve dans toutes les simulations effectuées.

D'une manière plus anecdotique, l'inhibition d'onde de sillage rend le piégeage dynamique : il ne peut pas être décrit par une représentation d'orbites ne dépendant

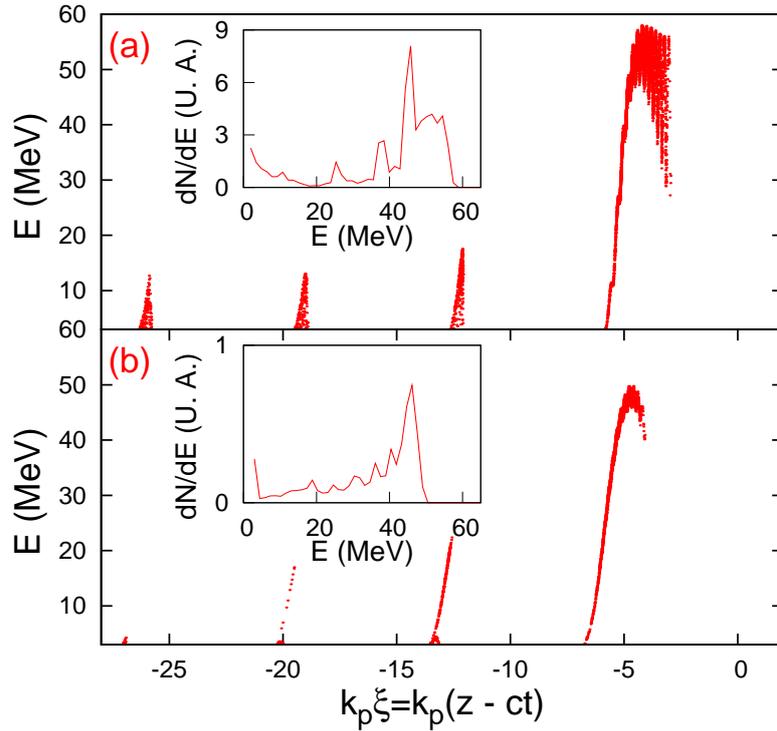


FIG. 2.24 – Espace des phases et spectres des électrons piégés (après $300 \mu\text{m}$) dans a) une simulation fluide, b) une simulation PIC pour $a_0 = 2$, $a_1 = 0.4$, $n_e = 7 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$.

par définition que de la phase $\xi = z - ct$. Dans le modèle fluide/orbite, l'énergie acquise pendant le battement permet de déterminer sans ambiguïté si l'électron va être piégé ou non et si l'énergie est suffisante, il sera piégé dans la première période de l'onde plasma. Le modèle dynamique permet de piéger des électrons dans les périodes suivantes de l'onde plasma. On peut en effet imaginer le scénario suivant : l'électron gagne suffisamment d'énergie mais est situé en plein cœur de la zone d'inhibition, de telle sorte qu'il n'en sortira qu'après une période plasma pour se retrouver dans la seconde phase accélératrice de l'onde de sillage. Ce mécanisme, avec le chauffage par collision d'onde de sillages, permettra d'expliquer le piégeage d'électrons dans les périodes suivantes de l'onde plasma et la présence d'électrons à plus faible énergie.

2.4 Simulations et études paramétriques 1D

Résumons ce qui a été vu précédemment pour affiner le modèle initial :

- Dans le modèle unidimensionnel, le battement proposé d'ondes polarisées circulairement chauffe peu les électrons, seuls les effets stochastiques, apparaissant pour des polarisations parallèles (et dans une moindre mesure croisées), permettent aux électrons de gagner des impulsions conséquentes.

- Dans un modèle fluide, pour des intensités relativistes, cette différence n'est pas drastique car de toutes façons la majorité des électrons piégés ne sont que peu chauffés.
- Cette différence devient par contre bien plus importante si on considère le phénomène d'inhibition d'onde de sillage qui interdit à des électrons de faible énergie d'être piégés. Elle conduit à une réduction d'un facteur dix de la charge piégée.

Maintenant que nous avons identifié les processus physiques, on peut utiliser des simulations PIC pour faire des études paramétriques et notamment estimer les seuils d'injection et de la variation de la charge injectée avec les paramètres lasers, qu'on pourra comparer par la suite avec les résultats expérimentaux. On se restreint, pour des raisons de ressources limitées en temps de calcul, à des simulations uni dimensionnelles. Les simulations présentées par la suite sont effectuées avec le code CALDER [Lefebvre 03] avec les paramètres numériques suivants : on utilise des mailles de taille $0.1/k_0$ (soit $1.3 \cdot 10^{-2} \mu\text{m}$) et des pas de temps de $0.051/\omega_0$ (soit 0.4 fs). Pour limiter la taille des domaines à simuler, on utilise une fenêtre glissante de taille 6800 mailles se déplaçant à la vitesse de la lumière. Cette fenêtre est arrêtée pour permettre l'introduction des champs lasers. Il faut noter que cette taille de fenêtre limite le nombre de périodes plasma liées aussi bien au laser pompe qu'au laser d'injection mais cela n'a d'influence que sur les électrons de basses énergie, piégés loin du laser. Les paramètres lasers typiques sont $a_0 = 2$, $a_1 = 0.4$, de durées $70\omega_0^{-1} \simeq 30$ fs et de polarisations parallèles. Le plasma, de densité $n_e = 0.004n_c \simeq 7 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ est modélisé par 30 macro-particules électroniques et 1 macro-particule ionique, fixe, par maille.

2.4.1 Variation de a_0

Le premier test est relatif au seuil d'injection et à l'évolution de la charge injectée en fonction de l'amplitude du laser pompe a_0 pour des polarisations parallèles. On se limite à des valeurs de $a_0 < 2$ pour ne pas avoir d'auto-injection dans les simulations à ces densités. La charge piégée dans la première période plasma est représentée sur la figure 2.25 par une courbe pleine. On représente également, à titre de comparaison, la charge piégée dans les simulations fluides utilisant les mêmes paramètres.

Comme nous l'avons déjà dit précédemment, la charge injectée dans les simulations fluides est huit fois plus importante que dans les simulations PIC, ce qui montre l'importance de l'inhibition de l'onde de sillage dans la dynamique du piégeage. Mis à part cette différence quantitative, les deux courbes montrent un comportement similaire.

Pour les deux types de simulation, le seuil d'injection se situe en effet vers $a_0 = 0.9$ pour $a_1 = 0.4$, ce qui est très proche de l'estimation grossière des figures 2.3 et 2.4. La croissance rapide de la charge avec a_0 s'explique encore une fois par la croissance rapide du chauffage qui permet de préaccélérer plus d'électrons et l'excitation d'une onde plasma de plus forte amplitude qui permet de piéger plus

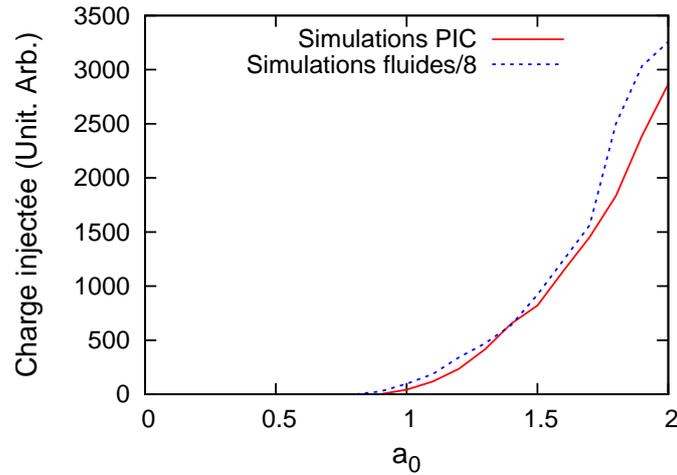


FIG. 2.25 – Evolution du nombre d’électrons piégés en fonction de l’amplitude du laser pompe. La courbe pleine représente le résultat de simulations PIC, la courbe en pointillés le résultat de simulations fluides (la valeur de la charge pour les simulations fluides est divisée par un facteur 8). Paramètres : $a_1 = 0.4$, $\tau_0 = \tau_1 = 30$ fs, $n_e = 7 \times 10^{18}$ cm $^{-3}$ et des polarisations linéaires parallèles.

facilement les électrons. Nous verrons dans la partie 4.1.3 comment des variations semblables d’intensité laser dues à l’évolution non linéaire du laser permettent effectivement d’augmenter sensiblement la charge piégée.

Pour ne voir que l’effet de l’accroissement du chauffage on peut maintenant ne faire varier que les paramètres du laser d’injection. Ces changements de paramètres sont plus conformes à la philosophie d’un injecteur : ils permettent de changer les paramètres du faisceau d’électrons sans changer la structure accélératrice.

2.4.2 Variation de a_1

Le chauffage a en effet une dépendance marquée avec l’amplitude du laser d’injection. La largeur du battement est en $\sqrt{2a_0a_1}$ et l’augmentation de a_1 permet d’atteindre des régimes de chaos étendu.

La figure 2.26 montre le résultat de simulations pour lesquelles on ne fait varier que a_1 pour une amplitude du laser de pompe $a_0 = 2$ et des polarisations parallèles. Pour les simulations fluides, la charge croît très rapidement pour des valeurs modestes de a_1 grâce au chauffage stochastique et aux effets pondéromoteurs. Ensuite, l’augmentation de la charge est moins rapide, pour les raisons déjà exposées dans la section 2.1.3 : seule une fraction bornée de particules est accélérée dans la direction du laser de pompe de sorte que l’augmentation de la charge n’est due qu’à la croissance, lente, du domaine du battement.

La situation est légèrement différente dans les simulations PIC, prenant en compte l’inhibition de l’onde de sillage. La croissance de la charge est moins rapide avec a_1 , l’augmentation du chauffage étant compensée par l’inhibition de plus en plus importante de l’onde de sillage. De même, la saturation très nette

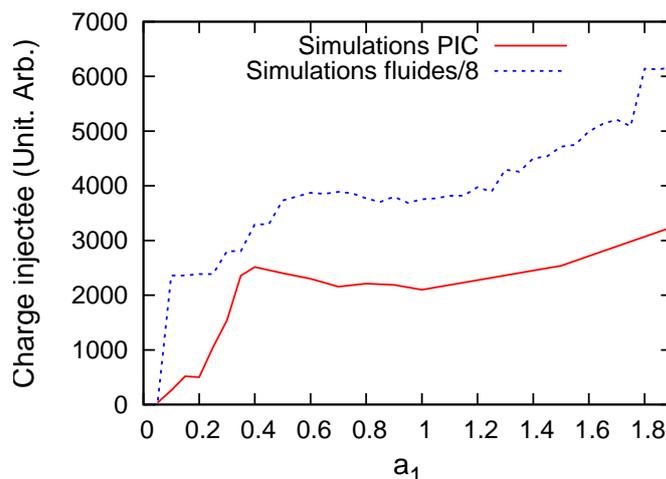


FIG. 2.26 – Evolution du nombre d’électrons piégés en fonction de l’amplitude du laser d’injection. La courbe pleine représente le résultat de simulations PIC, la courbe en pointillés le résultat de simulations fluides (la valeur de la charge pour les simulations fluides est divisée par un facteur 8). Paramètres : $a_0 = 2$, $\tau_0 = \tau_1 = 30$ fs, $n_e = 7 \times 10^{18}$ cm $^{-3}$ et des polarisations linéaires parallèles.

de la charge, pour $a_1 > 0.4$, semble être accentuée par l’inhibition de l’onde de sillage qui rajoute une contrainte spatiale sur la provenance des particules pouvant être piégées. Notons que pour des amplitudes d’injection a_1 élevées, d’autres phénomènes peuvent rentrer en jeu et modifier le piégeage : ainsi, l’onde de sillage du laser d’injection ne peut plus être négligée.

On voit en tout cas, que d’un point de vue énergétique il ne sert à rien d’avoir $a_1 > 1$, et que l’optimum se situe plutôt vers $a_1 = 0.4$.

2.4.3 Variation de polarisation

Une variation de polarisation du laser d’injection permet de diminuer l’amplitude du battement et de contrôler ainsi le chauffage.

La figure 2.27 montre le résultat de simulations pour lesquelles on a fait varier la polarisation du laser d’injection entre les polarisations parallèle (0°) et croisée (90°) à celle du laser pompe. La courbe est strictement décroissante comme prévu par la théorie fluide. L’amplitude de la variation est cependant moins importante que celle prévue dans [Fubiani 04] (un croisement des polarisations rend impossible toute injection). Ceci est lié au fait que pour des polarisations croisées, les électrons ne sont plus piégés dans le battement et l’onde de plasma est moins inhibée. Des électrons pré-accélérés par chauffage stochastique sont alors plus facilement piégés. Cette injection possible en polarisation croisée sera plus longuement discutée dans 4.3.

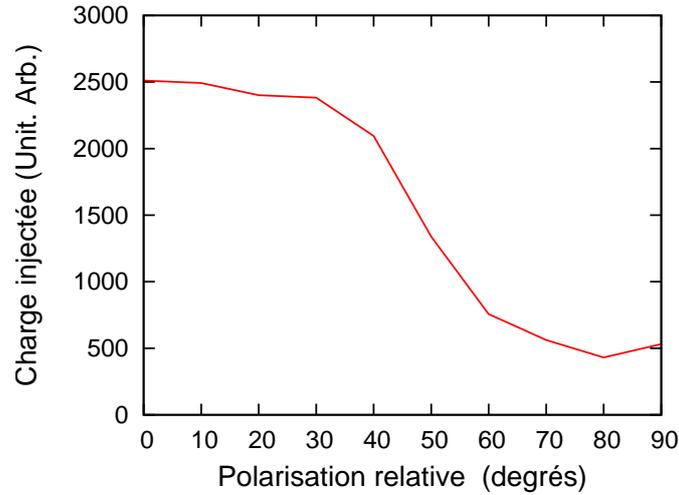


FIG. 2.27 – Variation de la charge injectée avec la polarisation relative des deux lasers. Paramètres : $a_0 = 2$, $a_1 = 0.4$, $\tau_0 = \tau_1 = 30$ fs, $n_e = 7 \times 10^{18}$ cm $^{-3}$.

2.4.4 Variation de la compression

Un autre test expérimental réalisable consiste à faire varier la compression du laser d'injection : à énergie laser constante, l'impulsion est plus longue et moins intense. L'effet d'une telle variation n'est pas évident à priori car on a constaté dans la figure 2.11 qu'un chauffage avec une impulsion moins intense mais plus longue pouvait pré accélérer les électrons plus efficacement.

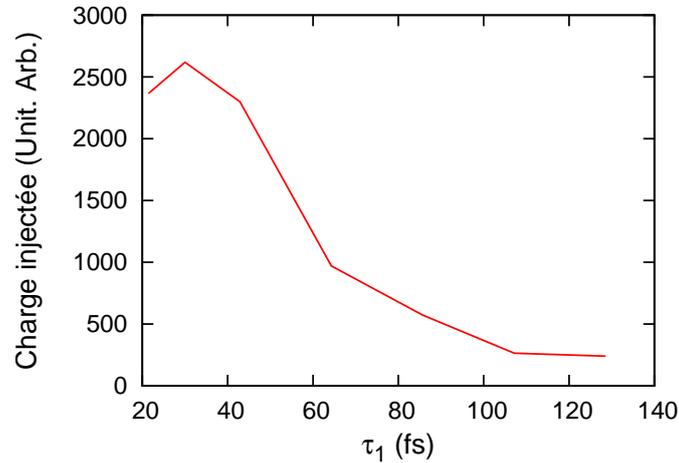


FIG. 2.28 – Variation de la charge injectée avec la compression du laser d'injection. Paramètres : $a_0 = 2$, $\tau_0 = 30$ fs, $n_e = 7 \times 10^{18}$ cm $^{-3}$. L'amplitude du laser d'injection, comprimé à 30 fs, est $a_1 = 0.4$.

La figure 2.28, représentant l'évolution de la charge avec la compression du laser d'injection (d'amplitude $a_1 = 0.4$ pour une compression à 30 fs), montre que la décroissance de la charge avec la durée du faisceau d'injection est rapide. La charge est divisée par 5 pour un laser de 100 fs. Les résultats expérimentaux

sont en désaccord avec ce dernier point, semblant montrer que la compression du laser d'injection est beaucoup moins cruciale. On peut supposer que les effets pondéromoteurs sont plus importants quand on prend en compte les dimensions transverses et permettent d'injecter plus de charge mais ce point doit être investigué plus en détail.

2.5 Simulations 3D

La modélisation complète de la collision, tenant compte des dimensions transverses à la propagation, est beaucoup plus difficile à mettre en œuvre. En effet en 3D, les calculs analytiques ne sont valides que dans la limite non linéaire $a_0 < 1$. Or, le régime d'interaction que nous cherchons à modéliser correspond plutôt à $1 < a_0 < 2$ et peut évoluer vers le régime très non linéaire de « la bulle » qui est très mal décrit par le calcul linéaire. A l'opposé du spectre des modélisations, les simulations PIC 3D sont extrêmement coûteuses. Pour effectuer un calcul sur 2 mm avec le code CALDER [Lefebvre 03] il faut par exemple 10^5 heures processeur ce qui rend ces simulations réalisables uniquement sur des super calculateurs. Des simulations ont été effectuées par nos collaborateurs du CEA [Davoine 08] mais seulement en nombre réduit.

Pour combler ce déficit de simulation, on peut faire appel à d'autres types de simulation : des simulations 2D qui introduisent certains effets transverses. Ces simulations ne demandent que 400 heures processeur et peuvent encore être utilisées pour réaliser des études paramétriques. Si on s'intéresse uniquement à l'évolution du laser et des champs plasmas, et non au phénomène d'injection, on peut utiliser un modèle quasistatique de type WAKE [Mora 96] qui résout l'équation d'enveloppe du laser. Dans le cas très non linéaire, pour lequel ce type de simulation diverge, on préférera utiliser le modèle semi-analytique déduit de l'étude phénoménologique de la bulle [Lu 06a, Tzoufras 08]. Cet outil de modélisation, par ailleurs très simplifié, peut être utilisé comme « modèle jouet » pour faire des études paramétriques complètes et/ou comprendre des comportements physiques globaux. Nous l'utiliserons particulièrement pour simuler le chargement de l'onde plasma ou *beam loading*.

Enfin Agustin Lifschitz, un ancien post-doctorant du groupe SPL, a développé un code PIC réduit qui utilise la décomposition de Fourier des champs en modes poloïdaux [Lifschitz 08]. L'indépendance de ces modes et la géométrie axi-symétrique du système assure que seuls les premiers modes sont nécessaires pour décrire le problème. Ce type de simulation donne alors des résultats remarquablement proches des simulations 3D mais ne nécessite que l'équivalent de quelques simulations 2D, soit un gain d'un facteur 100 en heures de calcul. Ces simulations peuvent tourner sur des petits clusters en moins d'une journée et promettent des études très intéressantes.

Ces simulations demandent néanmoins une implication forte et peuvent difficilement être couplées à un travail de thèse expérimental. C'est réellement le sujet d'une thèse en simulation numérique. Ce travail a donc été réalisé en étroite

collaboration avec Xavier Davoine au CEA. Je reviendrai plus tard sur les résultats de cette fructueuse collaboration qui nous a permis de comprendre en détail nos résultats expérimentaux. Je vais ici me contenter de faire des parallèles avec les mécanismes physiques exhibés dans les simulations unidimensionnelles.

2.5.1 Inhibition d'onde de sillage

Le résultat principal des simulations menées est la mise en évidence de l'inhibition de l'onde de sillage. Cet effet n'est pas seulement unidimensionnel, comme le prouve la figure 2.29 qui représente le champ longitudinal sur l'axe dans des simulations 2D. Pour des polarisations circulaires de même hélicité, en l'absence de battement, le champ n'est pas perturbé. Par contre, si les hélicités sont opposées ou si les polarisation linéaires sont parallèles le battement empêche l'excitation de l'onde plasma lors de la collision.

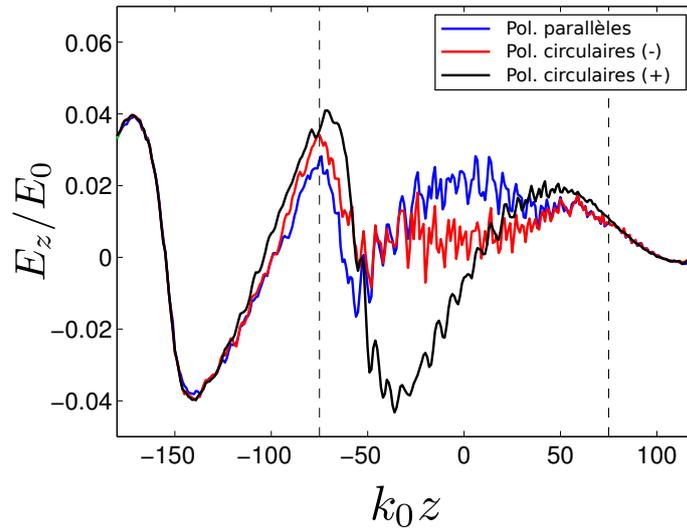


FIG. 2.29 – Champ longitudinal sur l'axe pour des simulations PIC 2D pour différentes polarisations. La zone de collision est délimitée par les barres verticales. Les paramètres sont : $a_0 = 1.9$, $a_1 = 0.4$, $\tau_0 = \tau_1 = 30$ fs, $n_e = 7.5 \times 10^{18}$ cm $^{-3}$. Cette figure est tirée de [Davoine 08].

De même qu'en 1D ce phénomène d'inhibition limite très fortement la charge piégée, les comparaisons fluides/PIC dans le domaine peu non-linéaire (pour lequel la comparaison a encore un sens) donnent également une différence d'un facteur 10.

2.5.2 Injection froide

On a vu que le battement permettait de geler les impulsions gagnées par les effets pondéromoteurs. Un concept similaire, développé par X. Davoine dans

[Davoine 09], permet d'injecter effectivement des électrons dans les simulations. Des électrons qui auraient circulé autour de la bulle, se voient piégés dans le battement et se retrouvent à l'intérieur de la bulle où ils peuvent être accélérés et piégés. Ce mécanisme n'est possible que si l'amplitude de l'onde plasma est importante et exige ainsi une intensité du laser pompe importante. Il faut de plus éviter une inhibition de l'onde plasma trop importante pour ne pas détruire le champ accélérateur dans la bulle. C'est pourquoi il faut choisir une densité plasma assez faible (ainsi la taille de l'onde plasma est plus importante que celle de la zone de collision) et une amplitude du laser d'injection faible. Enfin, pour éviter des effets de chauffage stochastique, on prend des polarisations circulaires.

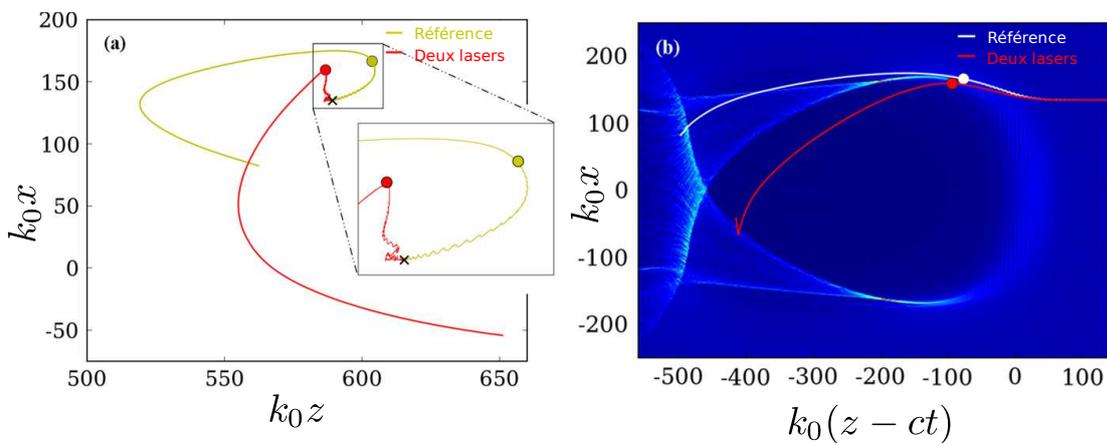


FIG. 2.30 – Principe du schéma d'injection froide. Trajectoires dans a) le référentiel du laboratoire, b) le référentiel de l'onde de sillage d'un électron lors de la collision des deux lasers. Ces trajectoires sont comparées aux trajectoires de référence d'un électron ne voyant que le laser pompe situé initialement à la même position. Cette figure est tirée de [Davoine 09].

La figure 2.30 expose le principe de ce mécanisme d'injection dans une simulation bidimensionnelle pour $a_0 = 4$, $a_1 = 0.1$, $n_e = 4.4 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$. La partie a) de la figure représente la trajectoire d'un électron piégé, dans le référentiel fixe du laboratoire ainsi qu'une trajectoire de référence, correspondant à l'interaction avec un seul laser. La partie b) représente les mêmes trajectoires mais dans le référentiel de l'onde de sillage. Sur cette dernière figure est également représentée la densité électronique dans laquelle on voit nettement la bulle. On voit bien, d'après la courbe représentée en a), que l'électron est gelé longitudinalement durant la collision. Il se retrouve ainsi à l'intérieur de la bulle (cf. b)) où il peut être piégé et accéléré.

L'intérêt de la méthode est d'injecter des électrons avec une très faible dispersion en énergie initiale. La figure 2.31 représente le spectre obtenu après une accélération de $600 \mu\text{m}$. La dispersion en énergie relative du faisceau d'électrons à mi hauteur n'est que de $\Delta E/E = 0.8 \%$.

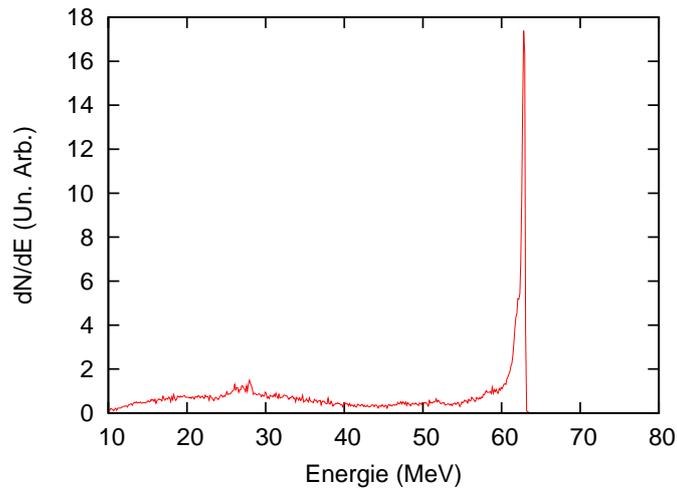


FIG. 2.31 – Spectre obtenu après $600 \mu\text{m}$ d'accélération.

2.6 Conclusion

Cette partie théorique n'a pas pour but d'être exhaustive et elle ne couvre clairement pas tous les cas de figures. Elle permet cependant de tirer quelques conclusions utiles pour les expériences.

- Il faut utiliser une intensité de faisceau pompe a_0 proche ou supérieure à l'unité.
- Les polarisations linéaires sont préférables aux polarisations circulaires car elles permettent de chauffer plus efficacement les électrons.
- L'inhibition de l'onde de sillage est un mécanisme important qui va limiter la charge injectée.
- Il ne sert à rien d'avoir des intensités du laser d'injection trop importantes.

Il est également intéressant de noter que d'autres mécanismes d'injection, dans des régimes proches, permettent d'injecter des électrons avec une dispersion en énergie plus faible.

Chapitre 3

Injection par faisceaux contre-propagatifs : expérience

Avec ce chapitre, nous entrons dans le vif du sujet, à savoir la démonstration expérimentale de l'injection optique. Après la description des expériences effectuées pendant ma thèse, je présenterai les premiers résultats relatifs à l'injection, à savoir l'identification du mécanisme de battement et le domaine de paramètres dans lequel l'injection est possible. Ce domaine, plus étendu que dans le régime d'auto-injection permet d'explorer d'autres régimes d'accélération à plus faible flux laser et plus faible densité plasma. De plus, comme nos conditions expérimentales nous permettent d'être largement au dessus des seuils d'injection, l'injection se produit de manière remarquablement stable, ce qui est un avantage certain par rapport au régime d'auto-injection, instable sur le même système laser.

3.1 Laser

Pour ces expériences nous utilisons le laser Titane Saphir de la Salle Jaune du Laboratoire d'Optique Appliquée [Pittman 02]. Ce laser, dont le schéma est représenté sur la figure 3.1, utilise la technique d'amplification à dérive de fréquence et délivre des impulsions polarisées linéairement de fréquence 820 nm de 2 J avec une répétition de 10 Hz avant compression. La transmission totale du compresseur et des optiques suivantes est de l'ordre de 50 % de sorte que l'énergie sur cible est approximativement 1 J soit une puissance crête de 30 TW pour des impulsions de durée 30 fs.

Au cours de ma thèse le *front end* du laser a été modifié pour améliorer son contraste, c'est-à-dire le rapport entre l'intensité crête et le niveau d'ASE (Emission spontanée amplifiée). Initialement, après l'oscillateur (5 nJ, 8.5 fs, 90 MHz) et l'étireur (l'impulsion est étirée à 300 ps), l'impulsion laser était injectée dans un système de Dazzler (filtre acousto-optique permettant de moduler le spectre de l'impulsion) et passait dans une cellule de Pockels, ce qui permettait d'obtenir un contraste supérieur à 10^6 à l'échelle de la nanoseconde. Ce contraste est suffisant pour travailler dans le régime sous dense dans la mesure où l'intensité de la

pré-impulsion $10^{12} \text{ W.cm}^{-2}$ est inférieure au seuil d'ionisation $\simeq 10^{14} \text{ W.cm}^{-2}$. Dans le cas contraire, l'évolution hydrodynamique du plasma pourrait perturber l'interaction laser-plasma. Le contraste est par contre un facteur beaucoup plus limitant dans l'interaction laser solide pour laquelle, à même énergie, des contrastes de l'ordre de 10^{10} sont souhaitables. Un système de filtre XPW¹ a donc été rajouté après l'étireur. Ce filtre est basé la génération non-linéaire d'une onde polarisée orthogonalement dans des cristaux de BaF₂ et permet d'atteindre des contrastes de 10^9 [Jullien 05]. Ce système n'a pas un grand impact sur notre expérience, mais rajoute de la complexité à la chaîne laser : le bon fonctionnement de ce filtre nécessite en effet un alignement très précis ce qui peut être une source de fluctuations d'intensité laser.

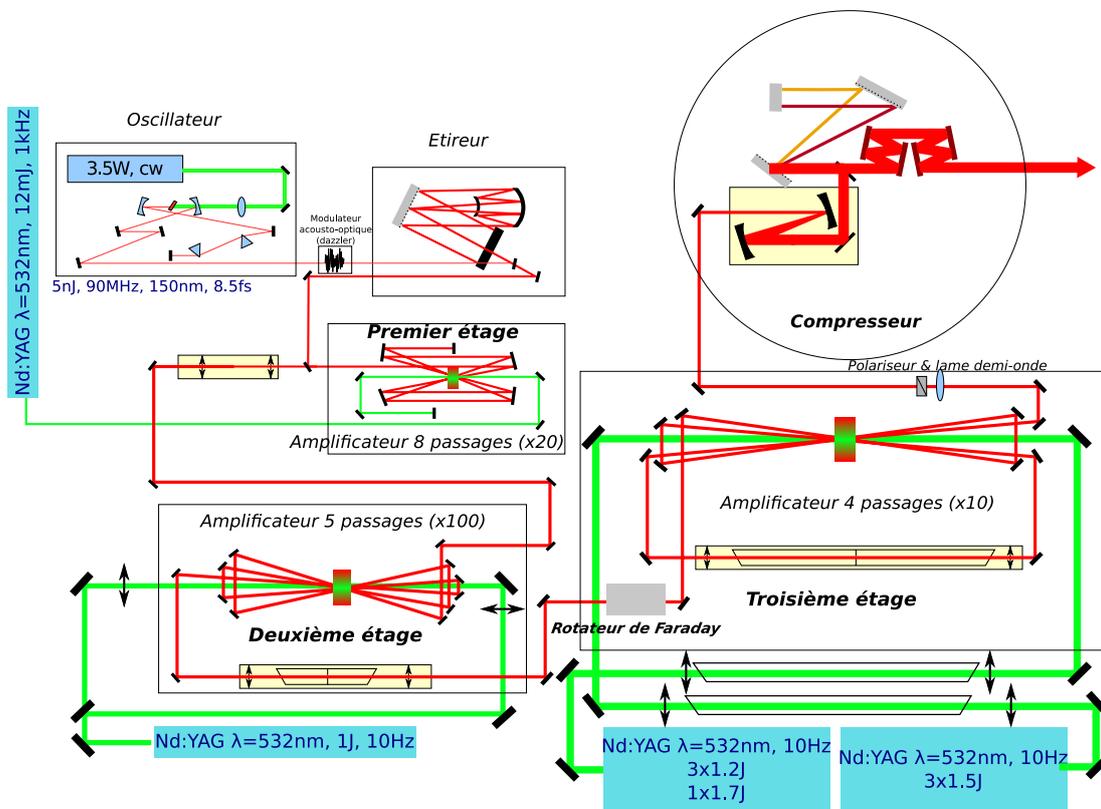


FIG. 3.1 – Schéma du système laser de la « Salle Jaune », sans XPW.

L'impulsion laser est ensuite amplifiée dans deux étages d'amplification jusqu'à 200 mJ. Un rotateur de Faraday protège ces deux premiers étages d'amplification des retours lasers. Enfin, le troisième étage d'amplification, non protégé, permet d'atteindre l'énergie finale de 2 joules avant compression.

Cette énergie peut être divisée en deux faisceaux laser avant compression et il est donc possible de faire des expériences avec deux lasers dont la durée est réglée indépendamment, la compression optimale correspondant à des durées de 30 fs.

¹Pour *Cross Polarized Wave*.

Une ligne à retard permet également de régler facilement la synchronisation des deux faisceaux.

Le front d'onde de l'impulsion contenant la majorité de l'énergie (appelée dans la suite pompe) est corrigé par un miroir déformable en sortie de compresseur ce qui permet d'obtenir des taches focales de bonne qualité. Après grossissement dans l'afocal du compresseur, le faisceau pompe mesure 6 cm de diamètre et le faisceau d'injection 4 cm de diamètre.

3.2 Plasma et jet de gaz

Le milieu plasma sous dense est créé par ionisation dans un jet de gaz d'hélium supersonique. L'hélium est rapidement ionisé par l'avant de l'impulsion, l'ionisation ne nécessite en effet qu'une intensité de $I \simeq 10^{14} \text{ W.cm}^{-2}$. Le profil de densité de gaz est caractérisé indépendamment par interférométrie sur une expérience dédiée [Semushin 01]. La figure 3.2 montre les profils de densité des buses de

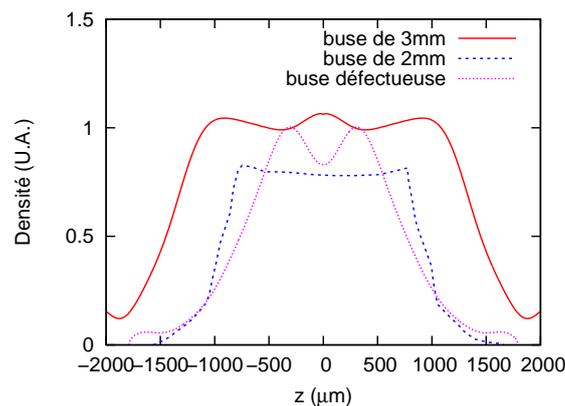


FIG. 3.2 – Profil de densité des buses utilisées pendant les expériences à 1 mm au dessus de la sortie du jet.

2 mm et 3 mm utilisées, 1 mm au dessus de la sortie du jet. Ils exhibent des gradients raides et un plateau de densité uniforme au centre. En réglant la pression en amont de la vanne, nous sommes capables d'explorer la gamme de densité $[5 \times 10^{17} : 3 \times 10^{19}] \text{ cm}^{-3}$. Lors de la deuxième campagne expérimentale un jet de gaz de 2mm avec un défaut d'usinage a également été utilisé (avant d'être caractérisé et changé). Le profil n'est plus trapézoïdal mais parabolique, ceci se traduit expérimentalement par la nécessité d'augmenter la densité au centre pour avoir la même densité moyenne.

Enfin, pour optimiser le couplage avec le jet de gaz, le laser pompe est focalisé à quelques centaines de microns du bord du jet de gaz, au début du plateau de densité.

3.3 Montage expérimental

Les expériences d'injection par deux faisceaux contre-propagatifs ont été réalisées en utilisant les deux impulsions laser en prenant 75% de l'énergie pour le faisceau pompe et 25% pour le faisceau d'injection. Le faisceau pompe, d'énergie sur cible 750 mJ, est focalisé par un miroir sphérique ($f=1$ m) dans une tache focale de diamètre à mi hauteur $18 \mu\text{m}$. L'intensité maximale atteinte dans le vide est alors de $I_0 = 3.4 - 4.5 \times 10^{18} \text{ W.cm}^{-2}$ soit $a_0 = 1.3 - 1.5$. Le faisceau d'injection est focalisé par une parabole hors axe dans une tache focale de taille $25 \mu\text{m}$ ce qui donne une intensité de $I_1 = 4 \times 10^{17} \text{ W.cm}^{-2}$ soit $a_1 = 0.4$. Ces intensités sont suffisantes pour injecter des électrons d'après la théorie (cf. chapitre 2) et les taches focales sont alors suffisamment grosses pour que les lasers se rencontrent malgré les fluctuations de pointé du laser.

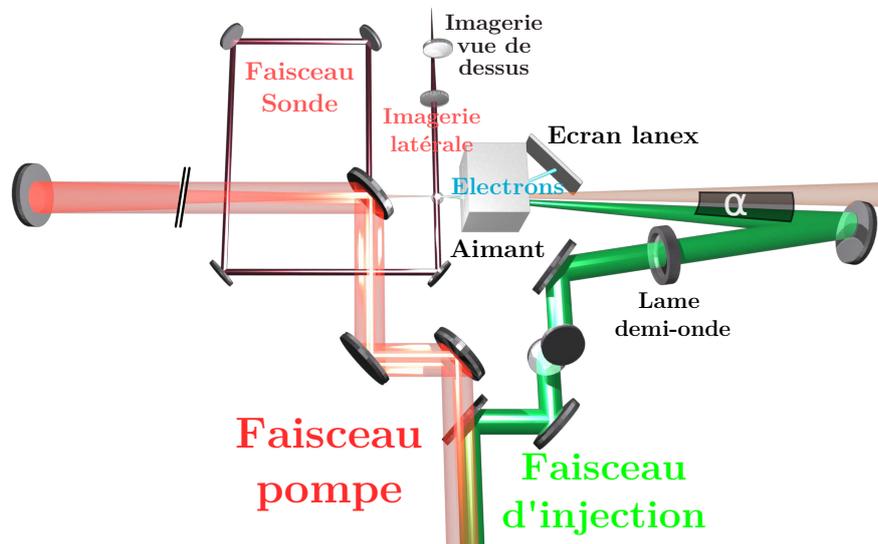


FIG. 3.3 – Schéma du montage expérimental des expériences d'injection par collision de faisceaux.

La première expérience, dont la photographie du montage est représentée sur la figure 3.4, a été effectuée dans une géométrie colinéaire, c'est-à-dire avec un angle $\alpha = 0^\circ$ entre les deux faisceaux. Ce montage expérimental nécessite donc des protections contre les retours lasers, particulièrement quand la densité de gaz utilisée est faible. Un dispositif de protection du laser, comme le rotateur de Faraday, est alors indispensable. Pour limiter les risques sur le troisième étage d'amplification, la deuxième expérience a été effectuée avec un angle $\alpha = 4^\circ$. Au niveau du troisième étage, l'énergie des retours, qui sont liés à la réfraction dans le plasma, est alors inférieure à quelques mJ.

Enfin, si la polarisation des lasers en sortie du compresseur est dans le plan horizontal (polarisation p), la polarisation du laser d'injection peut être tournée au moyen d'une lame demi-onde motorisée située juste avant l'optique de focalisation.

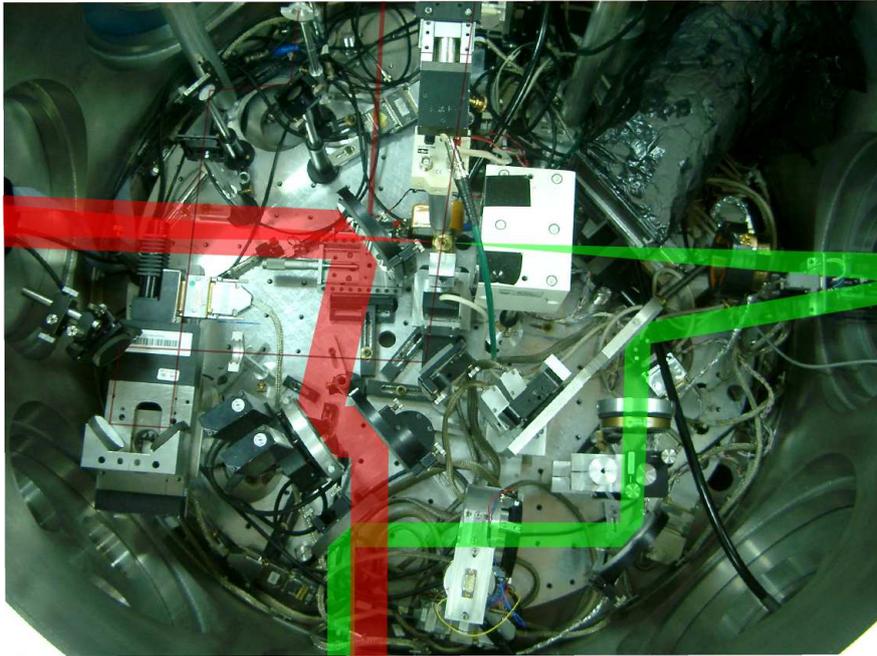


FIG. 3.4 – Photographie du montage expérimental de la première expérience

Nous allons maintenant décrire les diagnostics d'alignement et le spectromètre à électrons.

3.4 Diagnostics

3.4.1 Diagnostics d'alignements

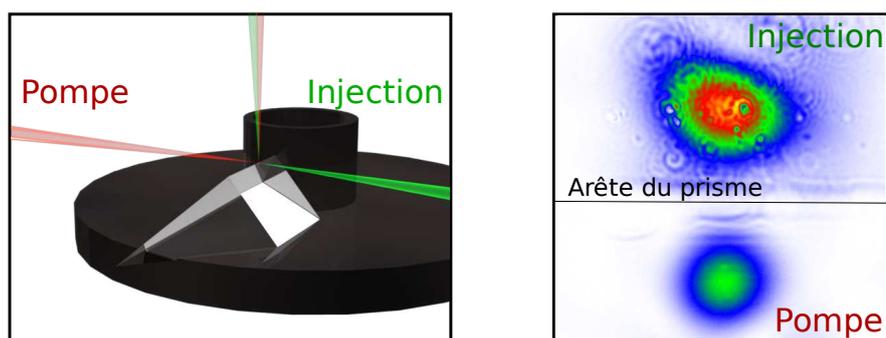


FIG. 3.5 – Système de superposition à faible flux. On utilise un prisme imagé sur une caméra 12 bits.

Cette expérience demande une bonne superposition des lasers, il faut donc être capable d'aligner les deux lasers avec une précision meilleure que la taille de la tache focale. On utilise pour cela un prisme d'angle au sommet 90° dont l'arête est imagée par une caméra munie d'un objectif de microscope. On obtient

alors une image très précise de la position des deux taches focales, comme le représente la figure 3.5. Les motorisations des optiques de focalisation permettent alors de superposer les demi taches focales très précisément, pour une position longitudinale donnée. Ce diagnostic ne peut être utilisé qu'à très faible flux laser et ne permet pas d'opérer dans les véritables conditions de tir. Pour corriger la dérive de l'alignement en temps réel nous utilisons des diagnostics plasmas.

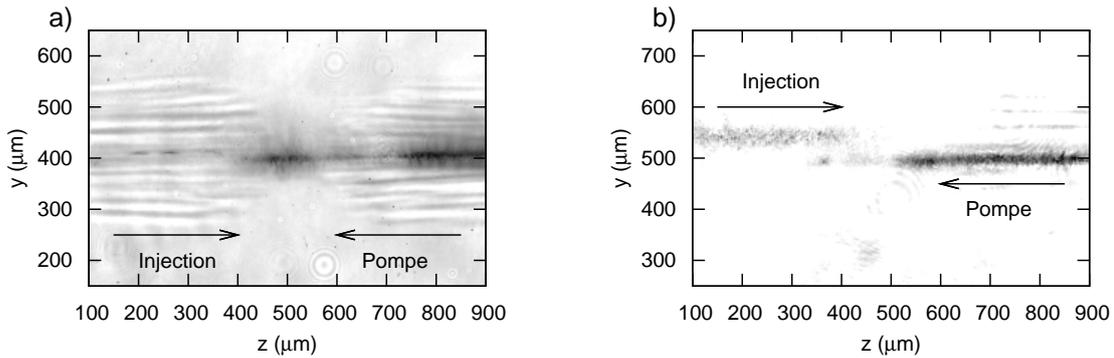


FIG. 3.6 – a) Diagnostic d'ombroscopie pour réaliser la synchronisation des deux impulsions. b) Diffusion Thomson pour alignement vertical des deux taches focales.

Nous utilisons pour cela une partie du faisceau pompe, le faisceau sonde, qui va sonder le plasma par le côté. Ce diagnostic, dit d'ombroscopie, permet de visualiser la position du plasma créé par le laser. On obtient alors des images similaires à celle représentée figure 3.6.a. La taille des plasmas étant de l'ordre de $200 \mu\text{m}$, ce diagnostic n'est pas approprié pour les réglages fins d'alignement. Il permet par contre, en imageant le front d'ionisation avec une résolution temporelle de l'ordre de 30 fs, de synchroniser les impulsions lasers et de visualiser la position de collision. Pour affiner l'alignement, on peut regarder la diffusion Thomson émise par le plasma : il suffit pour cela de désaligner le faisceau sonde. On obtient alors une image similaire à celle représentée figure 3.6.b. La dimension transverse caractéristique de cette émission, liée au rayonnement des électrons dans le champ laser, est d'une dizaine de microns et permet d'aligner très précisément les lasers dans le plan vertical. Un diagnostic similaire, collectant la lumière émise par diffusion Thomson vers le haut, permet de vérifier l'alignement horizontal des deux lasers.

Quel angle pour faciliter l'expérience ?

Un petit angle permet de réduire les retours lasers sur le compresseur et le troisième étage. Lors de cette expérience, plus de 20000 tirs lasers ont été effectués sans dommage apparent. De plus, l'absence d'optiques dans l'axe laser permet d'extraire et de manipuler plus facilement le faisceau d'électrons. Les procédures d'alignement et de synchronisation sont expérimentalement équivalentes. Dans le cas colinéaire, la synchronisation n'est pas une contrainte pour produire des électrons, le seul paramètre à optimiser est la position transverse du laser d'injection

et donc principalement la direction horizontale, l'alignement vertical étant très précis. Avec un petit angle, l'alignement vertical étant fixé, les deux lasers se rencontrent forcément. Il suffit alors de faire varier le retard entre les deux impulsions pour réaliser la collision des deux impulsions. Comme la zone de collision est étendue spatialement sur une zone de taille $(w_0 + w_1)\cotan(\alpha)$, il est relativement aisé de faire se rencontrer les deux lasers : pour les tailles de faisceau considérées et un angle $\alpha = 4^\circ$ cette zone de recouvrement possible est de l'ordre du millimètre. Pour des angles plus importants, par exemple pour $\alpha = 45^\circ$, cette zone est seulement de $50 \mu\text{m}$ et la procédure d'alignement peut être plus laborieuse²

Il faut cependant noter que ce schéma avec angle ne peut par contre pas être implémenté dans un capillaire.

3.4.2 Spectromètre à électrons

Pour obtenir le spectre des électrons accélérés nous utilisons un spectromètre compact qui permet d'obtenir pour chaque tir, la charge, le spectre et la divergence du faisceau d'électrons [Glinec 06a]. Le principe du spectromètre est représenté sur la figure 3.7.

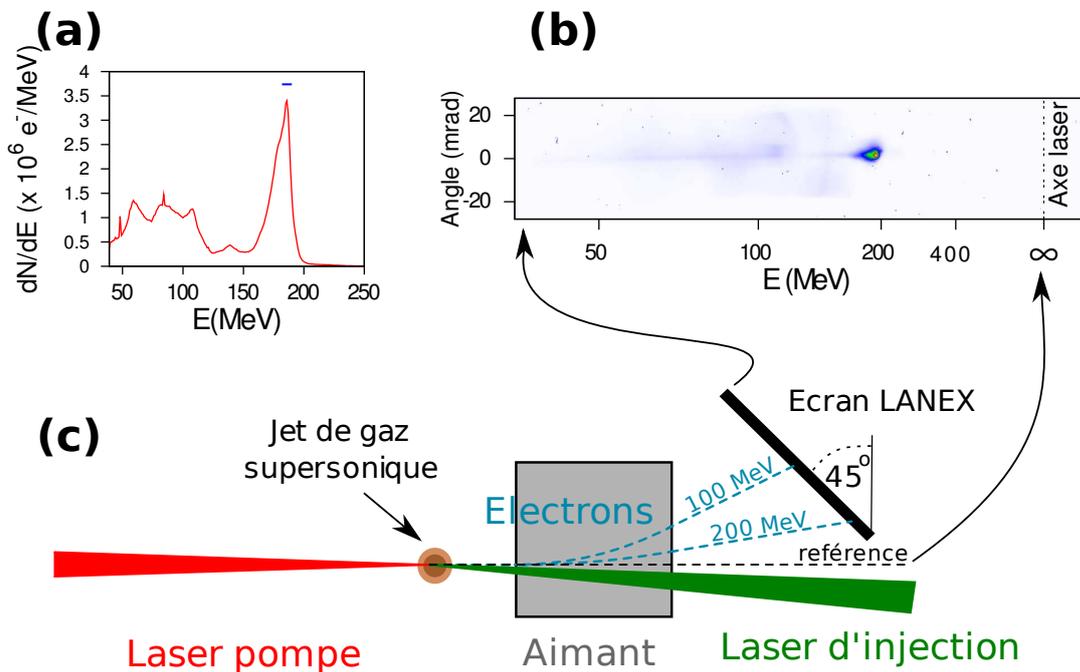


FIG. 3.7 – Schéma du spectromètre à électrons utilisé. a) Spectre déconvolué, b) Image brute obtenue sur la caméra, c) Géométrie générale.

²Des expériences en cours confirment cependant que l'injection a toujours lieu avec un tel angle.

Un aimant permet de défléchir les électrons en fonction de leur énergie ³. Deux types de dipôles magnétiques ont été utilisés dans nos expériences, un électro-aimant d'entrefer circulaire de diamètre 2.5 cm avec un champ magnétique équivalent de 1.6 T et un aimant permanent de 10 cm de longueur avec champ équivalent de 1.1 T. Les cartes de champ magnétique de ces dipôles ont été mesurées précisément à l'aide d'une sonde à effet Hall et ont été utilisées pour calculer la trajectoire des électrons émis par le jet de gaz.

Les électrons excitent ensuite un écran scintillateur Lanex Fine de marque Kodak qui émet des photons à 530 nm. Ce scintillateur est imagé par une caméra CCD de grande dynamique (16 bits), un filtre interférentiel étant utilisé devant le détecteur de la caméra pour sélectionner la longueur d'onde d'émission du Lanex. On obtient alors une image brute dont un exemple est représenté sur la figure 3.7b. Comme nous n'utilisons pas de collimateur, la dimension non dispersive représente la divergence du faisceau d'électrons, les effets de focalisation transverse par l'aimant étant négligeables. De plus, les aimants sont escamotables ce qui rend possible la mesure d'une trajectoire de référence sans déviation (énergie ∞). Dans la géométrie colinéaire, le scintillateur ne doit pas être dans le chemin optique du faisceau d'injection : cela fixe également une limite sur l'énergie la plus élevée que l'on peut mesurer.

Détermination de la charge

Enfin, le système étant calibré, il est possible de remonter à la charge et au spectre du faisceau d'électron. Il a été déterminé par des simulations Monte-Carlo (Geant 4) que le dépôt d'énergie dans cet écran est constant pour des électrons d'énergie supérieure à 1 MeV. Ce rapport de conversion électron/photon a été mesuré sur un accélérateur conventionnel d'Elyse à Orsay [Belloni 05]. Les photons étant émis selon une loi lambertienne (distribution en cosinus par rapport à la normale), il est possible de calculer la collection des photons émis par le système optique imageur. Les caméras et filtres étant calibrés, il est donc possible, à partir du nombre de comptes sur un pixel, de remonter au nombre de photons émis par le scintillateur et donc au nombre d'électrons l'ayant traversé (l'angle d'incidence des électrons est également pris en compte puisque cela va influencer l'épaisseur effective de scintillateur traversé). Une simple intégration verticale et une déconvolution par la dispersion de l'aimant permet alors d'obtenir le spectre tel que représenté figure 3.7a. Il faut noter que comme le spectromètre est plus dispersif aux basses énergies, les images brutes font sous-estimer la charge à basse énergie.

La résolution du spectromètre, limitée par la divergence du faisceau est représentée par la barre d'erreur bleue. Ici, pour une divergence de 5 mrad, la résolution est de l'ordre de 5 % à 200 MeV.

³Rappelons nous que le rayon de courbure de la trajectoire d'un électron relativiste dans un champ magnétique permanent B est $R \simeq (E)/(eBc)$.

	Electro aimant	Perm. ($\alpha = 0^\circ$)	Perm. ($\alpha = 4^\circ$)
Longueur	2.5 cm	10 cm	10 cm
Champ magnétique	1.6 T	1.1 T	1.1 T
Distance source-aimant	8.4 cm	4.7 cm	4.3 cm
Distance source-Lanex	27.5	27.5 cm	31.4 cm
Coupure basse énergie	20 MeV	40 MeV	40 MeV
Coupure haute énergie	200 MeV	400 MeV	600 MeV
Résol.@100 MeV (5mrad)	6 %	3 %	3 %
Résol.@200 MeV (5mrad)	10 %	5 %	5 %

TAB. 3.1 – Caractéristiques des spectromètres utilisés.

Les caractéristiques des spectromètres utilisés sont résumées dans le tableau 3.1.

Traitement numérique des spectres et conventions de représentation

Il n’y a pas de conventions de représentation dans le domaine de l’injection laser plasma, probablement car les spectres des faisceaux d’électrons n’étaient, jusqu’à très récemment, pas d’une grande qualité. Il est donc important de définir proprement la procédure de traitement des spectres que nous utiliserons dans le reste du manuscrit. Sauf indication contraire, nous appellerons énergie du

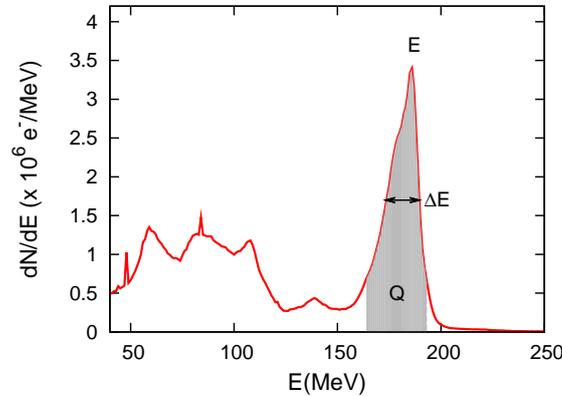


FIG. 3.8 – Définitions des paramètres du faisceau d’électrons.

faisceau l’énergie du pic de distribution spectrale. La charge du faisceau sera la charge contenue dans ce pic pour $dN/dE > 0.2(dN/dE)_{\max}$. La dispersion en énergie sera donnée par la largeur à mi hauteur du spectre. La figure 3.8 permet de visualiser ces notations pour un spectre typique. De plus pour tous les spectres bruts représentés sur une même figure, l’échelle de couleur sera la même, permettant ainsi la comparaison visuelle des charges. Les échelles verticales et horizontales des spectres bruts sont fixées de telle sorte que si un faisceau paraît rond sur l’image brute, alors sa dispersion en énergie est limitée par la résolution du spectromètre. Enfin les barres d’erreur, issues du traitement statistique de tirs

effectués dans les mêmes conditions, auront une longueur correspondant à deux fois l'écart type.

Les diagnostics et conventions étant présentés, nous pouvons maintenant passer aux résultats expérimentaux.

3.5 Injection par faisceaux contre-propagatifs

Densité de travail

Pour pouvoir distinguer proprement les électrons injectés optiquement des électrons auto-injectés, il est nécessaire de se placer dans des conditions expérimentales pour lesquelles l'auto-injection est réduite ou complètement éteinte. Cette auto-injection dépend fortement de l'évolution non linéaire de l'impulsion laser, liée elle même à la densité du plasma. Il est donc possible de l'éteindre en diminuant la densité du plasma comme le montre la figure 3.9.

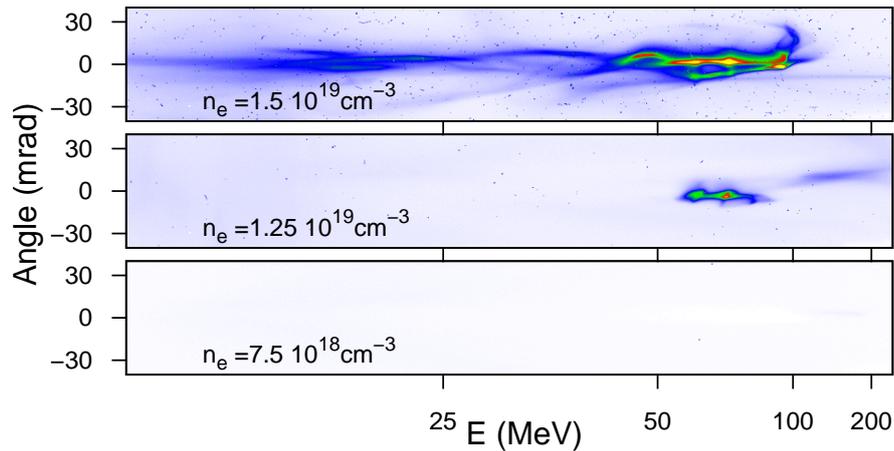


FIG. 3.9 – Evolution du faisceau d'électrons (images brutes de spectromètre) en fonction de la densité plasma en gardant la même impulsion laser, $a_0 = 1.3$, $\tau_0 = 30$ fs

Pour une densité de $n_e = 1.5 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$, l'onde plasma déferle et entraîne l'injection de plusieurs centaines de pC. Cette injection n'est en revanche pas du tout contrôlable et la distribution en énergie est très large. Cette qualité spectrale s'améliore pour des densités plus faibles : ici pour $n_e = 1.25 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ nous opérons dans un régime de type bulle pour lequel l'injection est localisée spatialement (elle a lieu dans une seule période de l'onde plasma) et temporellement (elle est stoppée par les champs induits par le faisceau d'électrons injecté). Quand on diminue encore la densité, l'auto injection est très fortement réduite et ici, pour $n_e = 7.5 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$, l'auto-injection est alors complètement éteinte. Toutes les données expérimentales présentées par la suite seront obtenues dans ce régime, pour lequel il n'y a pas ou très peu d'auto-injection. Ce régime permet l'obtention

de données expérimentales « propres » car l'injection d'électrons ne peut être causée que par le laser d'injection.

Premier faisceau injecté

Dans ces conditions, il y a en effet des électrons accélérés quand on utilise le laser d'injection. La figure 3.10 montre très clairement que lorsqu'on fait se rencontrer l'impulsion laser principale avec le laser d'injection ($a_1 = 0.4$) un faisceau d'électrons de 14 pC est injecté et accéléré à une énergie de 190 MeV. Ce faisceau d'électrons est de très bonne qualité spatiale (divergence de 4.5 mrad) et spectrale (dispersion en énergie de 18 MeV).

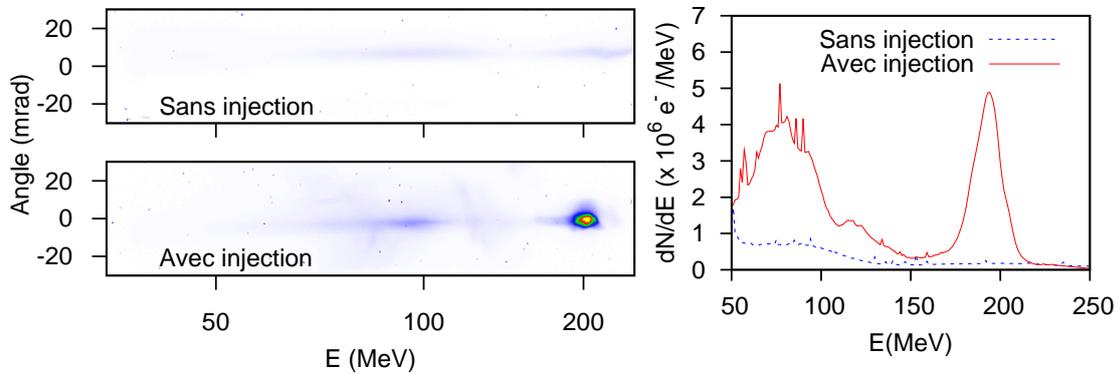


FIG. 3.10 – Influence du laser d'injection sur l'injection du faisceau d'électrons. Conditions expérimentales : $a_0 = 1.3$, $a_1 = 0.4$, $n_e = 7.5 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$, $\tau_0 = \tau_1 = 30 \text{ fs}$

Exactement dans les mêmes conditions (tirs à quelques secondes d'intervalles), aucune injection n'est constatée quand le laser d'injection est bloqué.

Test de polarisation

Même si le chapitre 2 a montré que le mécanisme dominant dans ces conditions doit être le battement, l'injection pourrait être due à d'autres mécanismes également décrits dans la littérature : les électrons peuvent être injectés par la force pondéromotrice du laser d'injection [Umstadter 96], la collision d'ondes plasmas [Hemker 98] ou par la collision d'une onde plasma non linéaire avec l'impulsion laser d'injection [Cary 03]. La véritable signature du mécanisme de battement par rapport à ces autres mécanismes est sa dépendance à la polarisation des lasers. Quand les polarisations sont croisées, il n'y a en effet pas de battement alors que les effets pondéromoteurs restent identiques. Le test expérimental correspondant est donc, dans des conditions d'injection avec des polarisations parallèles, de tourner la polarisation d'un des deux lasers et d'en regarder l'influence sur l'injection. C'est ce test qui est représenté sur la figure 3.11 (dans les mêmes conditions que la figure précédente).

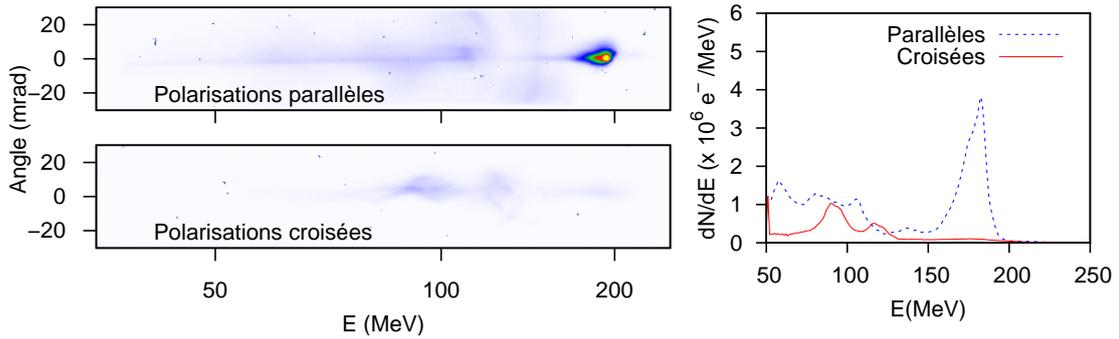


FIG. 3.11 – Influence de la polarisation du laser d'injection sur l'injection du faisceau d'électrons.

Quand on croise les polarisations des deux lasers, la partie mono énergétique du spectre à 200 MeV disparaît. Si de l'injection en polarisation croisée reste possible pour d'autres paramètres (nous reviendrons sur ce point dans la partie 4.3), ce test montre de façon indubitable que l'injection dépend de la polarisation relative des deux faisceaux. Il prouve donc que le mécanisme d'injection mis en évidence est bien lié au battement des deux impulsions.

Diagnostic optique du battement

Une autre signature de ce battement est la création d'une modulation de densité à une demi-longueur d'onde laser. Cette modulation peut jouer le rôle d'un réseau de Bragg qui va réfléchir la lumière laser incidente à la même fréquence [Gorburnov 01]. Dans l'expérience on voit en effet apparaître une émission de lumière ponctuelle sur les diagnostics optiques, et ce de manière corrélée avec la production d'électrons.

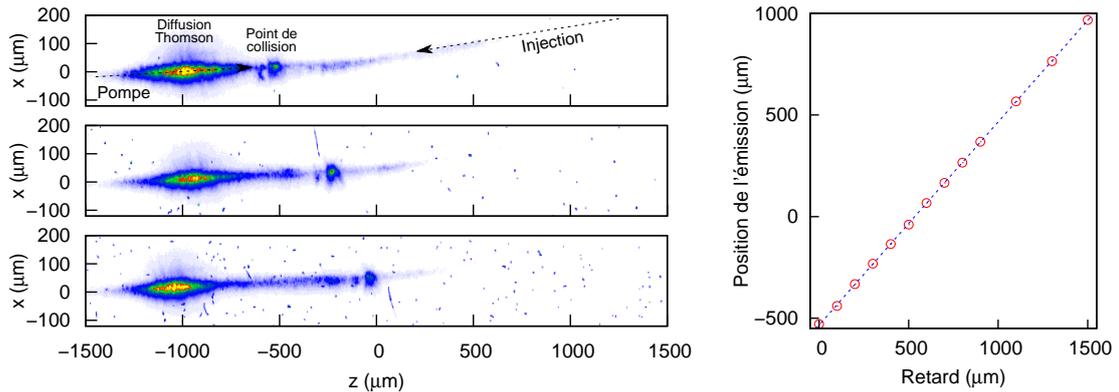


FIG. 3.12 – Gauche : vues de dessus du plasma pour différents retards. Droite : évolution de la position d'émission avec le retard. La courbe en pointillés représente la courbe $y = x + cste$.

La figure 3.12 montre des images obtenues sur le diagnostic de vue de dessus pour différents retards entre les impulsions, donc pour différentes positions de

collision (pour $\alpha = 4^\circ$ et un jet de gaz de 3 mm). Sur ces images on voit la lumière de la diffusion Thomson du faisceau pompe vers le début du plateau de densité ($-1200\mu\text{m} < z < -800\mu\text{m}$). Cette lumière, localisée au début de la propagation, est la signature d'une forte auto-focalisation et de la formation d'une bulle dans laquelle le laser n'interagit plus avec les électrons [Chiron 96]. On voit également, bien que beaucoup plus faiblement, la lumière de la diffusion Thomson due à l'oscillation des électrons dans le champ de l'impulsion d'injection. A l'intersection de ces deux traces, on voit apparaître une émission ponctuelle forte. Ce point d'émission bouge avec le retard entre les deux impulsions et la partie droite de la figure 3.12 montre que cette variation est linéaire et suit exactement la position de collision des deux lasers. Cette émission est aussi présente sur le diagnostic d'ombroscopie, la figure 3.13.a permet de déterminer précisément que l'émission provient d'un point équidistant des fronts d'ionisation des deux lasers qui correspond donc à la position de la collision des deux lasers. L'émission subsiste si on désaligne le faisceau sonde de façon similaire à ce qui est fait pour obtenir la figure 3.6.b.

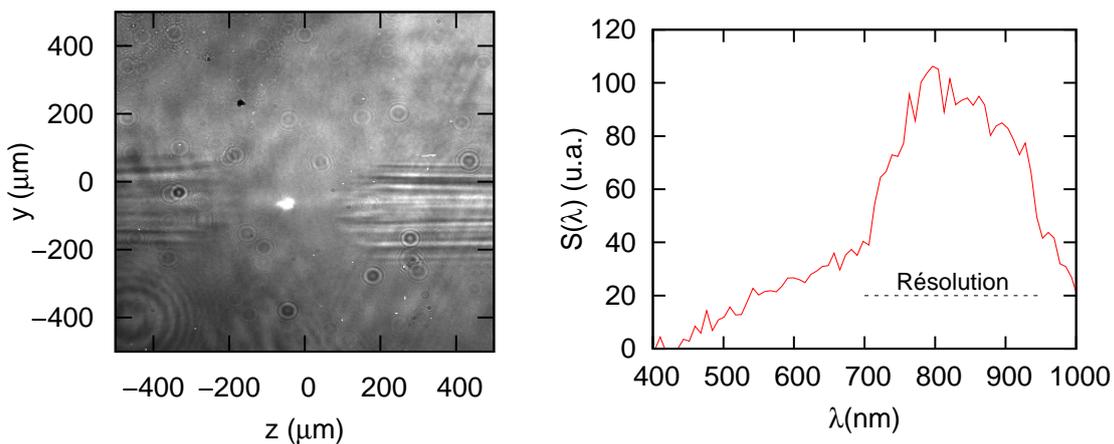


FIG. 3.13 – Gauche : vue de côté du plasma montrant la collision. Droite : spectre d'émission obtenu avec un réseau en transmission.

De plus, l'insertion d'un réseau en transmission permet d'obtenir des informations spectrales sur la lumière émise. Le spectre représenté sur la figure 3.13.b semble montrer, malgré la faible résolution due au non parallélisme du faisceau incident sur le réseau, que la lumière est émise à la même fréquence que les lasers, à 820 nm. Enfin si on tourne la polarisation du laser d'injection, cette émission disparaît. Cette dernière observation est également cohérente avec l'explication du réseau de Bragg : quand les polarisations sont croisées le battement n'a pas lieu et il n'y a pas de modulation de densité. Le seul point de désaccord avec la théorie du réseau de Bragg est la direction d'émission de la lumière. En effet la théorie, pour des fronts d'onde plan, nous apprend que la lumière est principalement rétro diffusée et qu'il n'y a pas d'émission dans le plan de la modulation de densité. Si l'hypothèse de planéité des fronts d'onde n'est pas vérifiée, l'émission de lumière vers le haut et vers le côté est cependant possible.

Dans [Zhang 03], une émission similaire a été observée et expliquée de la même façon même si les auteurs ont passé sous silence l'incohérence de l'émission à 90°. Dans un article récent, Kando *et al.*[Kando 07] ont observé une émission similaire et l'expliquent par la réflexion du laser d'injection sur les ondes plasmas. Cette explication ne correspond pas à nos observations. Enfin Thomas *et al.*[Thomas 07] ont étudié l'émission qui peut avoir lieu lors du déferlement d'une onde plasma. Cette émission est différente de nos observations car elle a un spectre large.

Même si ce diagnostic optique n'a pas été utilisé pour optimiser l'alignement entre les deux lasers, il permet de visualiser la position de collision et donne une information précise sur la position d'injection. Regardons maintenant les caractéristiques de cette injection d'électrons et ce qui en fait son intérêt pratique.

3.6 Domaine d'injection

3.6.1 Paramètres du pompe et du plasma

Contrairement à l'auto-injection dans la bulle, pour laquelle les paramètres et notamment la densité doivent être réglés de façon très précise, l'injection optique permet d'injecter des électrons dans une gamme de paramètres étendus. Je vais essayer ici de donner une idée des paramètres du laser pompe et du plasma permettant l'injection.

Dans la première expérience, on pouvait en effet régler l'énergie du laser avant compression en changeant l'extraction de l'amplificateur du troisième étage (ceci n'était possible que grâce au système de refroidissement cryogénique qui évite tout changement de lentille thermique). On fait alors varier l'intensité du laser pompe et du laser d'injection. Même si le manque de statistiques ne permet pas d'obtenir des données très exploitables, nous avons pu injecter des électrons avec une énergie laser sur cible totale de 470 mJ, soit la moitié de l'énergie maximale (toujours répartie pour 75% dans le laser pompe et pour 25% dans le laser d'injection), soit pour $a_0 = 0.9$ et $a_1 = 0.3$. Pour une énergie totale sur cible de 315 mJ ($a_0 = 0.8$, $a_1 = 0.25$), aucune injection n'est constatée. Il faut noter que ce test n'a pas été effectué dans des conditions optimales (en fin d'expérience et donc avec un laser certainement légèrement désaligné) mais il montre cependant, en accord avec les simulations 1D, que cette injection peut avoir lieu pour des intensités de l'ordre de $a_0 = 1$.

On peut également regarder la plage de densité permettant de réaliser cette injection optique. Le régime de la bulle, pour des lasers de classe 30-50 TW, est typiquement obtenu pour des densités variant entre 10^{19} cm⁻³ à quelques 10^{19} cm⁻³. Ces valeurs dépendent bien entendu du laser mais aussi du profil du jet de gaz (ainsi des valeurs différentes de densité optimale ont été obtenues au LOA pour des expériences différentes). La largeur de cette fenêtre de densité plasma est réduite, typiquement 20 %. Cette étroitesse est clairement un désavantage pour l'accélération aux hautes énergies. La figure 3.14 représente un spectre obtenu avec une densité dix fois moins importante (7.5×10^{17} cm⁻³) ce qui permet

théoriquement, si on peut guider le laser sur des distances longues (la longueur de déphasage est alors $\simeq 15\text{cm}$), d'atteindre des hautes énergies avec des intensités lasers plus modestes. Les charges injectées sont faibles car le laser n'est ici ni guidé ni auto-focalisé.

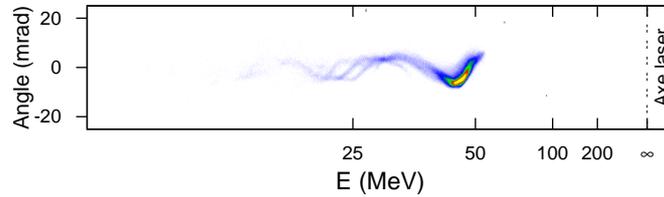


FIG. 3.14 – Spectre obtenu pour $n_e = 7.5 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$, $a_0 = 1.3$, $a_1 = 0.4$, $\tau_0 = 30 \text{ fs}$, $\tau_1 = 30 \text{ fs}$.

Les spectres obtenus à ces basses densités exhibent de manière récurrente des oscillations, signature d'une oscillation bêtatronique [Glinec 08] liée à une injection hors axe. Pour ces basses densités, la longueur de l'onde plasma est bien plus grande ($\lambda_p = 38 \mu\text{m}$) que la zone d'injection ce qui permet probablement une injection massive hors axe. Ici, la charge accélérée (1 pC) n'est cependant pas assez importante pour être une source de rayonnement intéressante.

3.6.2 Paramètres du laser d'injection

L'évolution des paramètres du faisceau d'électrons avec les paramètres du laser d'injection sera le sujet principal du chapitre suivant. Nous montrerons notamment comment des variations d'intensité de laser d'injection et de polarisation peuvent se traduire en un réglage fin du volume des électrons injectés et discuterons des possibilités données par ce chargement variable de la structure accélératrice. Je vais ici seulement résumer les paramètres extrêmes permettant l'injection.

- Si on s'en tient aux valeurs extrêmes d'intensité du laser d'injection, nous avons obtenu de l'injection pour des valeurs aussi faibles que $a_1 = 0.05$ (pour $a_0 = 1.5$ et une densité de $n_e = 5.7 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$), l'énergie du faisceau d'injection sur cible n'est plus alors que de quelques mJ.
- La polarisation n'est pas non plus une contrainte très forte : dans certaines conditions nous avons même été capables d'injecter des électrons pour des polarisations croisées. Le mécanisme d'injection dans ce cas, qui n'est dans ce cas plus lié au battement, sera plus amplement discuté dans la partie 4.3.
- La compression du laser d'injection n'est pas non plus critique : la figure 3.15 montre la faible influence de ce paramètre. A énergie égale mais avec une durée $\tau_1 \simeq 500 \text{ fs}$, le spectre est toujours quasi-monoénergétique et la charge n'est réduite que par un facteur trois. La figure 2.11 donne une piste pour comprendre cette évolution. L'énergie maximale atteinte dans le battement stochastique croît sur des temps assez longs et il est parfois plus

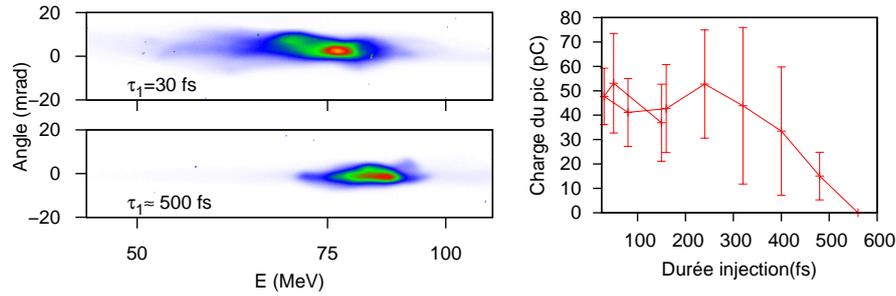


FIG. 3.15 – Gauche : deux spectres bruts pour $\tau_1 = 30$ fs et $\tau_1 \simeq 500$ fs. Droite : évolution de la charge en fonction de la durée du laser d'injection.

efficace, à énergie constante, de chauffer longtemps plutôt que de chauffer avec des intensités élevées.

Cependant, il est intéressant de constater que, même en prenant en compte ces effets, la charge décroît moins vite que ce qui est prédit par les simulations 1D (réduction de la charge d'un facteur trois pour des durées de 60 – 80 fs). Cette différence est assez singulière car les autres variations de paramètres du faisceau d'injection simulées en 1D donnent des résultats assez proches des mesures expérimentales. Une interprétation possible pourrait être liée à des effets de chauffage pondéromoteur et/ou injection froide particuliers à des géométries tridimensionnelles mais cela demande à être plus sérieusement investigué à l'aide des simulations.

Cette observation expérimentale a néanmoins une conséquence directe sur la conception d'expériences futures. Si le faisceau d'injection n'a pas besoin d'être ultra-court, il peut alors traverser un séparateur de faisceaux sans que l'allongement de sa durée soit réhibitoire pour l'injection. Ce dispositif expérimental est beaucoup plus simple et peut être mis en place sur n'importe quelle chaîne laser (ne disposant pas pour la plupart de deux compresseurs distincts).

- Nous avons déjà vu précédemment que la synchronisation n'est pas une condition difficile à réaliser. Elle ne nécessite que des synchronisations précises à quelques centaines de femtosecondes, ce qui correspond au réglage de ligne à retard avec une précision de la centaine de microns.
- L'alignement spatial des deux faisceaux est un peu plus critique mais est facilité : 1) par les grandes tailles des taches focales (et il est possible que le faisceau d'injection soit encore plus grand au niveau de l'interaction car il n'est pas auto-focalisé) 2) des seuils d'injection en intensité assez bas. La figure 3.16 représente la charge piégée dans le pic mono énergétique en fonction du désalignement vertical entre les deux impulsions lasers. La distance caractéristique entre les deux lasers au delà de laquelle il n'y a plus d'injection est de l'ordre de 100 μm . De plus, pour ce désalignement on opère plus près du seuil d'injection et l'injection d'électrons devient instable

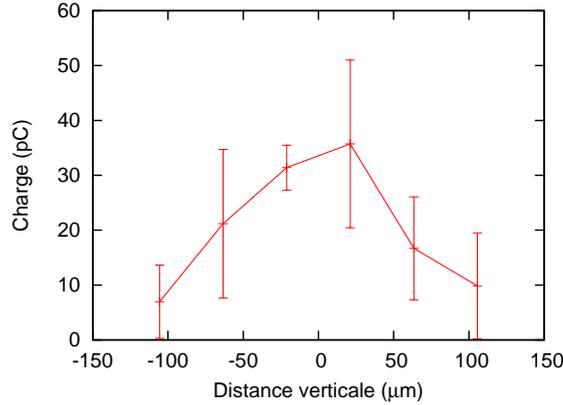


FIG. 3.16 – Charge contenue dans le pic mono énergétique en fonction du désalignement vertical entre les deux lasers. Chaque point correspond à la moyenne de 3-4 tirs et la barre d’erreur a une longueur totale correspondant à deux fois l’écart type mesuré.

(la fluctuation de charge est de 100 %). Cependant les diagnostics optiques décrit dans la section 3.4.1 permettent d’aligner directement les deux lasers avec une précision d’environ $10 \mu\text{m}$ et les fluctuations de position dues à la variation pointé ($\simeq 10 \mu\text{m}$) sont également bien inférieures à cette distance. Les contraintes expérimentales d’alignement ne posent donc pas vraiment de problème avec les paramètres lasers choisis.

3.7 Stabilité

Le régime dans lequel nous travaillons ($a_0 = 1.3 - 1.5$, $a_1 = 0.4$) est largement à l’intérieur du domaine de paramètres permettant l’injection par battement. Aussi cette injection optique va être très reproductible et va ainsi améliorer grandement la stabilité du faisceau d’électrons produit. Des expériences précédentes avec le même système laser, mais effectuées dans le régime de la bulle, c’est-à-dire avec des densités légèrement plus élevées, ont en effet montré que la production de spectres quasi mono-énergétiques était assez aléatoire, et avait lieu en moyenne pour un tir sur quatre. Ceci s’explique par le caractère très non linéaire du déferlement de l’onde plasma qui va donc dépendre très sensiblement des conditions initiales et de la stabilité du laser. C’est un sérieux défaut du régime d’auto-injection qui limite l’utilisation pratique des faisceaux d’électrons.

L’utilisation d’un schéma d’injection optique permet d’injecter de façon stable un faisceau quasi mono-énergétique et, comme la position d’injection est fixée par l’alignement optique, l’énergie du faisceau est remarquablement stable. La figure 3.17 montre une série de 20 tirs consécutifs pour $a_0 = 1.3$, $a_1 = 0.4$ et $n_e = 7.5 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$. Des spectres quasi-monoénergétiques sont obtenus pour tous les tirs. De plus l’énergie du pic ne varie que de 6 % autour de 117 MeV ce qui est remarquablement stable pour l’accélération laser plasma. Les autres

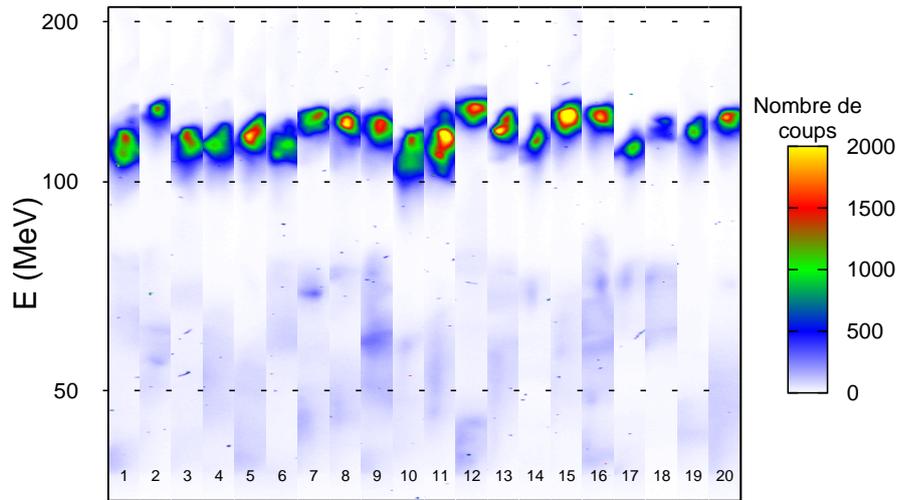


FIG. 3.17 – 20 spectres bruts obtenus pour $a_0 = 1.3$, $a_1 = 0.4$, $n_e = 7.5 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ dans un jet de gaz de 2 mm en utilisant une géométrie colinéaire ($\alpha = 0^\circ$).

paramètres sont également stables : la dispersion en énergie relative est de 11 ± 2 % et la divergence de 5.8 ± 1.8 mrad. Le paramètre de faisceau le moins stable est la charge, qui varie de plus de 36% autour de 19 pC. Ces paramètres sont néanmoins suffisamment stables pour ouvrir la porte à de nouvelles expériences.

En effet il est difficile de mesurer le faisceau et de l'utiliser en même temps (l'aimant dévie le faisceau et le lanex fait diffuser les électrons). Quand le faisceau est instable, on ne peut donc pas connaître ses caractéristiques lorsqu'on l'utilise. La stabilité de l'injecteur permet de contourner ce problème, on aura avec quasi certitude un spectre proche d'un spectre effectif moyen.

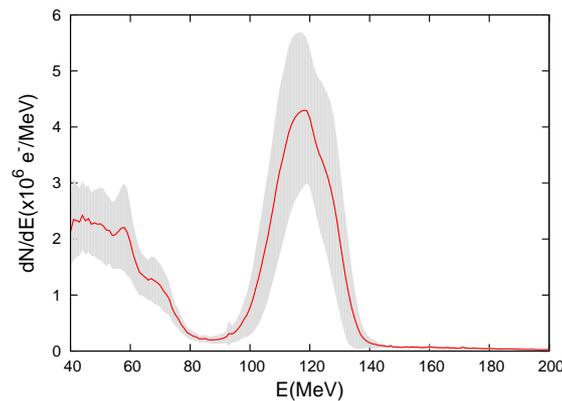


FIG. 3.18 – Spectre moyenné sur les 20 tirs, l'aire grisée représente l'écart type à cette moyenne

La figure 3.18 représente ce spectre moyen, ainsi que l'écart standard à la moyenne (représenté en grisé). Ce spectre moyen reste mono énergétique, ce qui est préférable pour de nombreuses applications. On peut ainsi effectuer des

caractérisations de faisceau demandant plusieurs tirs comme certains diagnostics de durée [Lim 09] ou d'émittance [Fritzler 04].

Grâce à cette stabilité, il est également possible d'obtenir une statistique claire sur un échantillon réduit : par la suite, la majorité des points expérimentaux présentés seront moyennés sur un échantillon réduit, mais représentatif, de 3 à 5 tirs. On peut aussi voir des variations fines du faisceau d'électrons qui peut faire l'objet d'études paramétriques. Ce sera l'objet du chapitre 4.

Injection avec un petit angle

La deuxième campagne expérimentale, effectuée pour des paramètres similaires, mais avec une géométrie non colinéaire ($\alpha = 4^\circ$) donne des résultats similaires. L'injection est toujours aussi stable comme le prouve la figure 3.19 montrant 30 tirs consécutifs effectués avec $a_0 = 1.5$, $a_1 = 0.4$, $n_e = 5.7 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ dans un jet de gaz de 3 mm, la collision ayant lieu $400 \mu\text{m}$ avant le centre du plasma. L'énergie du faisceau est encore stable $E = 206 \pm 10 \text{ MeV}$ (5% de fluctuation rms) avec une dispersion en énergie totale à mi-hauteur de $\Delta E = 14 \pm 3 \text{ MeV}$ (21% de fluctuation rms) (limitée par la résolution du spectromètre), une divergence FWHM de $\theta = 4.5 \pm 1.6 \text{ mrad}$ (36% de fluctuation rms) et une charge contenue dans le pic de $Q_{pic} = 13 \pm 4 \text{ pC}$ (38% de fluctuation rms).

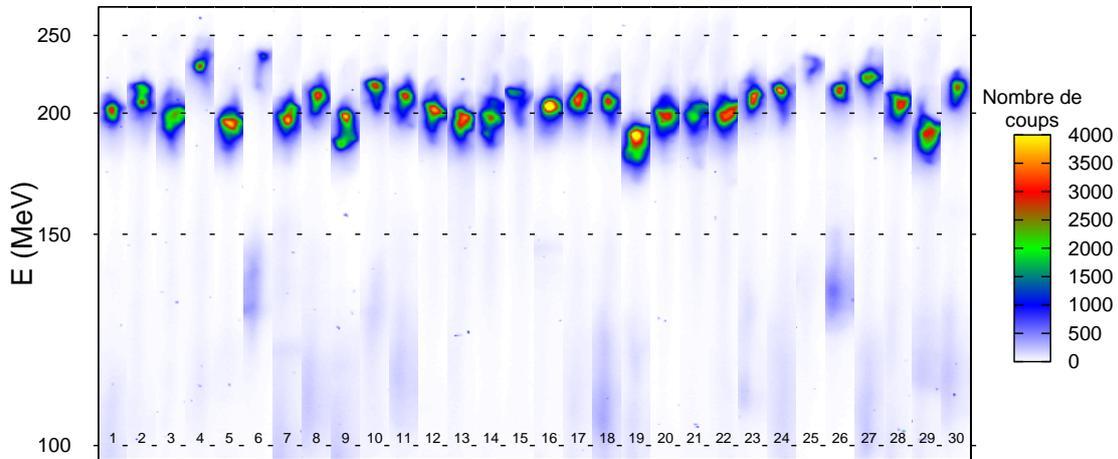


FIG. 3.19 – 30 spectres bruts consécutifs obtenus pour $a_0 = 1.5$, $a_1 = 0.4$, $n_e = 5.7 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ et dans une géométrie non colinéaire ($\alpha = 4^\circ$).

3.7.1 Comparaison avec les fluctuations laser

Lors de cette dernière expérience, une fuite du laser à travers un miroir diélectrique permet d'avoir pour chaque tir, l'énergie et le pointé des impulsions lasers en imageant les faisceaux sur des caméras. On peut donc essayer de corrélérer les fluctuations de paramètres des faisceaux d'électrons avec les fluctuations laser.

Fluctuations		Série 1	Série 2
Intensité laser	(rms)	17 %	24 %
	(max-min)	60 %	60%
Fluctuations de pointé	(moyenne)	8 μm	9 μm
	(maximale)	17 μm	17 μm
Energie	(rms)	5%	14%
Charge du pic	(rms)	38 %	55 %
Dispersion en énergie	(rms)	21 %	47 %

TAB. 3.2 – Fluctuations du lasers et du faisceau d’électrons pour deux séries de données.

Le laser utilisé pour ces expériences n’est pas particulièrement stable, les fluctuations d’intensité du laser sont typiquement de 20% rms et de 60% de maximum à minimum. De plus, le pointé fluctue en moyenne de 8 μrad soit une fluctuation de position de la tache focale de 8 μm . Ce n’est pas négligeable par rapport à la taille de la tache focale même si cette fluctuation est suffisamment petite pour assurer une collision des deux impulsions. Ces valeurs peuvent expliquer les variations de charge constatées.

Il est cependant difficile de corrélérer exactement les fluctuations de paramètres avec les fluctuations laser, c’est-à-dire de trouver une loi empirique $Q(I, r)$, où r est la distance entre les deux taches focales. A la difficulté expérimentale de savoir quand les lasers se rencontrent de façon optimale, se superpose une incertitude supplémentaire sur le laser : quand le laser devient instable et que le filtre XPW se désaligne, des fluctuations de pointé peuvent changer l’énergie et le spectre de l’impulsion. Il n’y a alors plus forcément de pointé optimal et la corrélation des données devient impossible.

On peut néanmoins regarder comment un changement global de la stabilité du laser va influencer la stabilité des paramètres du faisceau d’électrons. On utilise pour cela les statistiques sur une série de données similaire (20 tirs consécutifs) mais obtenue avec un laser légèrement plus instable. Les variations de paramètres dans les deux cas sont comparées dans le tableau 3.2. Pour une fluctuation rms de 24% de l’intensité laser, si la stabilité de l’énergie reste bonne, la charge et la dispersion en énergie deviennent plus instables. Corollairement, on peut espérer qu’avec un laser plus stable⁴ la stabilité des paramètres du faisceau d’électron sera grandement améliorée.

3.7.2 Stabilité du régime de la bulle et controverse

Avant la publication de nos résultats sur la stabilisation de l’injection [Faure 06b], peu de groupes de la communauté de l’accélération laser plasma s’intéressaient au problème de la stabilité de l’injection. Depuis, de nombreuses publications sont

⁴D’autres groupes de recherche dans le monde font état d’une stabilité d’énergie laser de 2% rms [Osterhoff 08].

venues affirmer que la bulle, dans certains régimes, peut être stable [Mangles 07, Lindau 08, Hafz 08, Osterhoff 08].

Nous ne discutons évidemment pas la validité de ces résultats mais leur mise en opposition avec les nôtres (un commentaire formel sur l'article [Faure 06b] avait été soumis à Nature, avant d'être rejeté par l'éditeur) ainsi que des commentaires récurrents sur l'inutilité d'un système « complexe » d'injection. Il ne faut en effet pas faire l'amalgame entre la stabilité d'un système expérimental donné (il est certain que des systèmes lasers beaucoup plus stables que celui utilisé pour mener nos expériences sont disponibles aujourd'hui) et la stabilité intrinsèque d'un processus physique. Le déferlement est un processus extrêmement non linéaire et peu contrôlable, instable par nature. L'injection optique au contraire permet d'injecter des électrons quasiment indépendamment des paramètres laser et plasma (nous avons vu précédemment l'étendue des paramètres permettant l'injection). Ce découplage de l'injection constitue donc un progrès indubitable du point de vue de la stabilité et nous l'avons constaté sur notre système laser.

Il est par ailleurs intéressant de constater que de nombreux groupes essaient de contrôler l'injection des électrons avec d'autres schémas, principalement en jouant sur des modulations de densité [Suk 01, Geddes 08]. Cela montre donc bien que la stabilité de l'injection dans le régime de déferlement n'est pas complètement satisfaisante et mérite d'être améliorée.

3.8 Conclusion

Dans ce chapitre nous avons exposé les résultats expérimentaux principaux à savoir la première démonstration expérimentale de l'injection optique d'électrons dans une onde plasma. Le mécanisme d'injection dépend de la polarisation relative des lasers ce qui supporte très fortement l'interprétation de l'injection par battement (ou chauffage stochastique puisque nous travaillons avec des lasers polarisés linéairement). Les paramètres de cette expérience sont bien au dessus des seuils d'injection (un facteur 2 en énergie) et les contraintes d'alignement ($\simeq 20 \mu\text{m}$) et de synchronisation ($\simeq 300\text{fs}$) sont relativement lâches comparées à ce qui est atteignable et mis en œuvre dans d'autres expériences, notamment de guidage.

Cette méthode nous permet donc de générer un faisceau d'électrons stable, ce qui est la première caractéristique exigée d'un injecteur. Nous allons montrer dans le chapitre suivant comment ce schéma permet, de plus, de contrôler les paramètres du faisceau d'électrons.

Chapitre 4

Contrôle du faisceau d'électrons et effets physiques fins

Nous avons vu dans le chapitre précédent comment le battement de deux impulsions lasers peut injecter des électrons dans une onde plasma. Pour l'instant, les avantages de la méthode mis en avant sont la stabilité accrue par rapport au régime d'auto-injection et l'exploration possible d'autres régimes d'interaction laser plasma dans lesquels il n'y a pas d'auto-injection (basse densité, faible énergie laser). Ce ne sont cependant pas les avantages principaux de ce mécanisme d'injection. La stabilité du faisceau d'électrons peut être améliorée en travaillant sur la stabilité du laser [Hafz 08] et d'autres mécanismes d'injection peuvent permettre d'injecter des électrons dans des régimes où l'auto-injection n'a pas lieu. On peut ainsi penser à des injections dans des rampes de densité [Geddes 08] ou à des injections externes d'électrons qui seront peut être bientôt réalisables expérimentalement [Khachatryan 02].

Le véritable intérêt de ce mécanisme d'injection est son caractère optique, qui le rend très facilement contrôlable en changeant les paramètres des lasers. Ces degrés de contrôle permettent de faire varier tous les paramètres du faisceau, et en font ainsi un injecteur particulièrement utile. Dans ce chapitre, nous allons montrer comment on peut non seulement contrôler l'énergie du faisceau d'électrons, mais aussi sa charge et sa dispersion en énergie en changeant l'amplitude ou la polarisation du laser d'injection. Nous montrerons également comment ces contrôles supplémentaire nous permettent de mettre en évidence les effets de *beam loading* qui nous donnent des informations sur la taille du faisceau. Enfin, nous présenterons les résultats d'une expérience où des dispersions en énergie de l'ordre du pourcent ont été obtenues : ce sont les distributions en énergie les plus fines mesurées à ce jour avec un accélérateur laser plasma.

4.1 Contrôle de l'énergie

4.1.1 Résultats expérimentaux

Nous allons commencer par considérer le contrôle le plus direct : celui de l'énergie finale du faisceau d'électrons. Ce n'est pas à proprement parler un contrôle sur les paramètres du faisceau injecté mais un contrôle géométrique de la longueur d'accélération. En effet, pour une géométrie colinéaire, il suffit de changer le retard entre les impulsions lasers pour changer leur position de collision. On peut ainsi facilement contrôler le lieu d'injection et par conséquent la distance d'accélération des électrons dans la longueur de plasma restante.

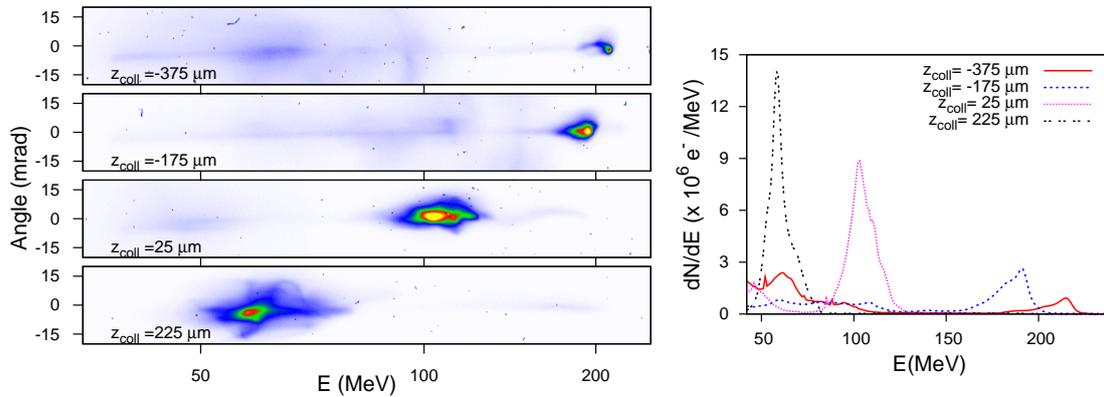


FIG. 4.1 – Spectres bruts et déconvolués en fonction de la position d'injection, $z=0$ correspondant au centre du plasma.

La figure 4.1 montre l'évolution du spectre du faisceau d'électrons en fonction de la position de collision des impulsions lasers. Si la variation de la charge demande des explications plus complètes et des simulations plus poussées pour être comprises, la variation d'énergie est conforme à l'intuition. Quand la collision des impulsions lasers et donc de l'injection se produit au début du plasma, ici $z_{\text{coll}} = -375 \mu\text{m}$, l'électron peut être accéléré sur une grande distance et atteindre de hautes énergies (ici 220 MeV). Pour des injections plus tardives, la distance d'accélération est réduite et l'énergie finale moindre. Dans ces conditions nous avons donc été capables de régler l'énergie du faisceau d'électrons entre 250 MeV et 50 MeV. Seule la limite de détection du spectromètre nous a empêché d'aller vers des énergies encore plus faibles. Une étude similaire faite avec le dipôle magnétique moins dispersif a montré que nous pouvions descendre jusqu'à des énergies de 15 MeV.

L'évolution de l'énergie du pic mono-énergétique en fonction de la position d'injection est représentée en courbe pleine sur la figure 4.2. Chaque point correspond à une valeur moyennée sur 3-5 tirs et les barres d'erreurs, représentant deux fois l'écart type, permettent d'apprécier la stabilité en énergie du faisceau produit. Cette courbe nous permet au premier ordre de mesurer le champ accélérateur. Ici un gain de 190 MeV sur 700 μm correspond en effet à un champ accélérateur

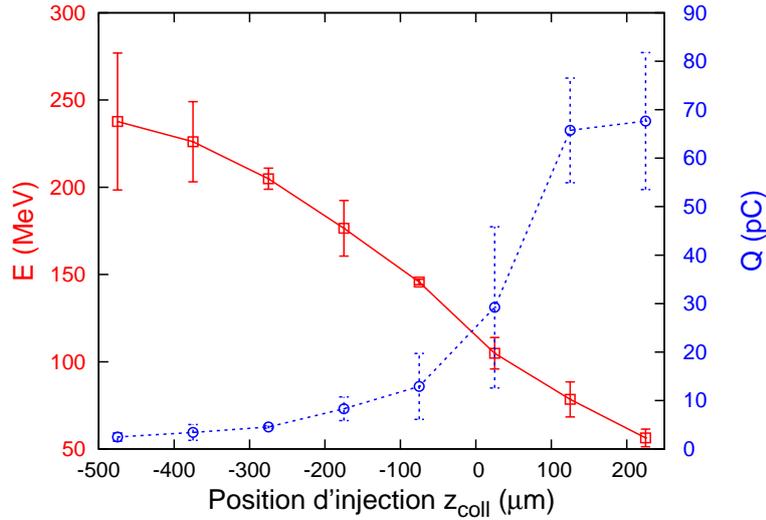


FIG. 4.2 – Evolution de l'énergie et de la charge du pic quasi mono énergétique en fonction de la position de collision, $z=0$ correspondant au centre du plasma. Paramètres : $a_0 = 1.3$, $a_1 = 0.4$, $n_e = 7.5 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$, jet de gaz de 2 mm.

moyen de 270 GV.m^{-1} . Cette valeur est assez proche de la valeur du champ de déferlement linéaire à cette densité $E_p = 260 \text{ GV.m}^{-1}$. Ce calcul ne donne qu'une estimation grossière du champ, car il repose sur des hypothèses de fixité du champ accélérateur : il ne prend pas en compte les effets de *beam loading*, de déphasage ou d'évolution du laser.

Pour l'injection avec un petit angle, le contrôle de l'énergie par réglage du retard est toujours possible. Cependant, comme les faisceaux ont une taille transverse finie et ne sont pas colinéaires, la zone géométrique où ils peuvent se rencontrer sans réalignement est finie, de taille $(w_1 + w_0)\cotan(\alpha)$. Pour nos conditions expérimentales ($\alpha = 4^\circ$, $w_0 = 18 \mu\text{m}$, $w_1 = 26 \mu\text{m}$), la zone dans laquelle il est possible d'effectuer la collision mesure $\simeq 700 \mu\text{m}$ ce qui permet toujours un contrôle de l'énergie. On arrive en fait dans l'expérience à injecter sur plus de 1 mm, comme le prouve la figure 4.3. On peut ainsi encore faire varier l'énergie du faisceau de façon continue entre 220 MeV et 60 MeV.

L'augmentation de la charge avec les positions d'injection plus tardive est visible dans les deux cas. Sur la figure 4.2, la charge croît de façon monotone de 2 pC à 67 pC entre $z_{\text{coll}} = -475 \mu\text{m}$ et $z_{\text{coll}} = +225 \mu\text{m}$). Sur la figure 4.3 on retrouve une croissance similaire de 3 pC à 45 pC entre $z_{\text{coll}} = -450 \mu\text{m}$ et $z_{\text{coll}} = +1050 \mu\text{m}$). Cette augmentation est un phénomène complexe lié à des effets non linéaires et sera expliquée en détail dans la partie suivante. On peut par contre facilement comprendre pourquoi, dans le cas de l'injection avec un petit angle, l'évolution de la charge avec la position de collision présente un maximum, absent dans le cas colinéaire. Cet optimum correspond en effet à la position pour laquelle les deux impulsions lasers se recouvrent le mieux spatialement.

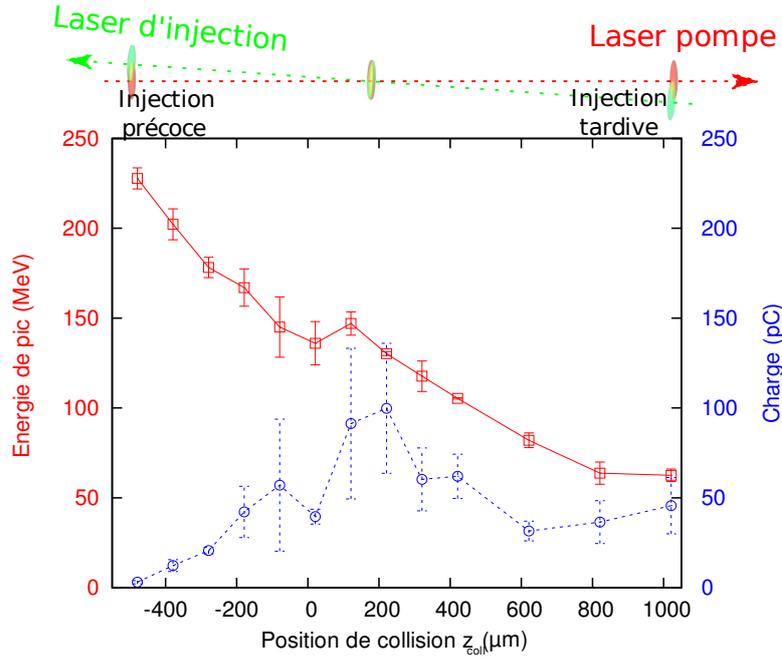


FIG. 4.3 – Evolution de l'énergie et de la charge en fonction de la position de collision dans l'expérience à deux faisceaux se rencontrant avec un angle $\alpha = 4^\circ$, $a_0 = 1.5$, $a_1 = 0.4$, $n_e = 5.7 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$, jet de gaz de 3 mm.

4.1.2 Simulations de l'expérience

Dans le régime d'auto injection, les simulations peuvent également poser problème. Le déferlement constaté dans les simulations PIC est en effet très sensible au chauffage numérique et il est difficile de faire une confiance absolue à la position d'injection. On peut bien sûr comparer l'énergie finale du faisceau d'électrons en sortie du plasma mais cela ne constitue qu'un point de contrôle. Dans notre schéma d'injection contrôlée, la situation est grandement améliorée car la position d'injection devient également un paramètre. Ce point de contrôle supplémentaire permet de faire des comparaisons très précises entre l'expérience et les résultats de simulations. On peut ainsi, non seulement vérifier la validité des simulations, mais aussi comprendre finement les résultats de l'expérience. Pour faire une modélisation la plus réaliste possible nos collaborateurs du CEA ont effectué des simulations PIC 3D avec nos paramètres lasers [Davoine 08] : $a_0 = 1.3$, $a_1 = 0.4$ et $n_e = 7.5 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$. Pour des raisons évidentes de réduction de temps de calcul et ne simuler le plasma que dans le sillage immédiat du laser, on utilise une fenêtre glissante, de dimension $89 \mu\text{m} \times 64 \mu\text{m} \times 64 \mu\text{m}$. En utilisant des mailles de taille longitudinale $0.125 k_0^{-1}$ et de taille transverse $2.5 k_0^{-1}$ le domaine est tout de même constitué de plus de deux millions de mailles et d'autant de particules. Le coût d'une telle simulation en heure de calcul reste très important (10^5 heures processeur) et seul un nombre limité (3) de simulations tridimensionnelles a pu être effectué sur la longueur d'interaction complète. Le plan focal du laser est pris à $z = -1150 \mu\text{m}$ ce qui est proche de nos conditions

expérimentales, le foyer n'étant de toute façon expérimentalement ajusté qu'à une longueur de Rayleigh près ($\simeq 1$ mm). Les trois simulations sont effectuées pour $z_{\text{coll}} = -600 \mu\text{m}$, $-275 \mu\text{m}$, et $125 \mu\text{m}$

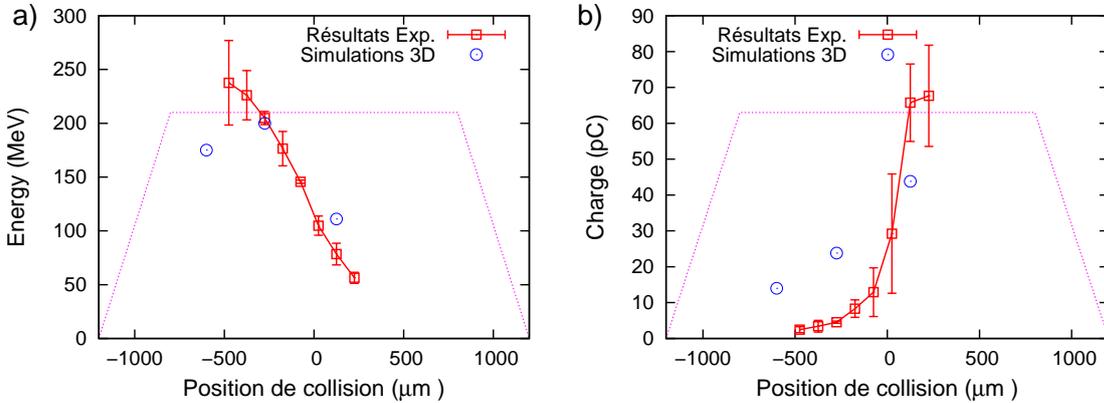


FIG. 4.4 – Comparaison entre les résultats expérimentaux et les simulations PIC 3D a) Énergie finale du faisceau d'électrons en fonction de la position d'injection. b) Charge contenue dans le pic en fonction de la position d'injection.

La figure 4.4.a représente l'énergie finale du faisceau d'électrons en fonction de la position de collision. L'accord avec les résultats expérimentaux, également représentés, est remarquable et permet de valider les paramètres de simulation utilisés. L'évolution de la charge est représentée sur la figure 4.4.b. Même si l'accord entre simulations et expérience est moins précis, on retrouve la caractéristique expérimentale d'augmentation de la charge avec la position de collision. Les conséquences de cet accord sont multiples. Tout d'abord, il démontre que l'augmentation de la charge est bien physique et n'est pas liée à un paramètre expérimental caché. De plus, il valide la modélisation de l'injection optique effectuée par le code PIC : on peut maintenant s'appuyer sur les résultats de simulations pour comprendre finement ce qu'il se passe. C'est ce point qui va être maintenant développé.

4.1.3 Evolution de la charge et influence des effets non linéaires

L'augmentation de la charge avec les positions de collision en fin de jet de gaz semble être une caractéristique très récurrente de nos expériences et n'est pas anecdotique car elle permet d'augmenter considérablement la charge. Il est donc important de comprendre les raisons physiques sous-jacentes. Les simulations nous apprennent que la charge contenue dans le pic mono-énergétique n'évolue plus après quelques centaines de microns [Davoine 08] : ainsi le processus d'accélération a peu d'influence sur l'évolution de la charge et il faut en chercher les causes dans les modifications des conditions d'injection.

Il faut donc comprendre dans le détail l'évolution du laser pompe et de son onde de sillage après leur propagation dans le plasma. Cette évolution est non

triviale car les intensités lasers utilisées, typiquement de l'ordre de $a_0 = 1.3$ dans le vide, sont à la limite de la théorie linéaire et la puissance est bien supérieure à la puissance critique d'auto-focalisation ($P_c \simeq 4$ TW). Nous nous attendons donc à voir apparaître des effets non linéaires tels que l'auto-compression et l'auto-focalisation du faisceau laser (cf 1.4). Ces effets ne sont correctement décrits que dans des modèles 3D qui simulent de façon réaliste l'interaction laser plasma. Pour simuler la propagation du faisceau laser dans le plasma dans des conditions proches de l'expérience, nous utilisons le code 2D à symétrie cylindrique WAKE [Mora 96], qui donne, dans ce régime, des résultats très similaires aux simulations PIC mentionnées précédemment¹. On considère donc la propagation d'un faisceau laser de diamètre $18 \mu\text{m}$ (FWHM), d'amplitude $a_0 = 1.3$, dans un plasma de 2 mm de densité maximale $n_e = 7 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$. Le profil longitudinal du plasma, approchant le profil expérimental 3.2, est modélisé par un trapèze avec des longueurs de rampe de densité de $400 \mu\text{m}$ et un plateau de longueur $1500 \mu\text{m}$. Le laser est focalisé (ou plutôt serait focalisé en l'absence de plasma) $100 \mu\text{m}$ après le début du plateau, ce qui correspond encore une fois aux paramètres expérimentaux. Le profil et le plan focal sont représentés sur la figure 4.5. Cette figure représente également l'évolution de l'amplitude normalisée du laser pompe lors de sa propagation. La figure 4.6 illustre cette évolution en représentant non seulement les isosurfaces d'amplitude laser (pour $a_0 = 1, 1.5, 2$ et 2.5) mais aussi les cartes de densité électronique et de champ électrique longitudinal de l'onde de sillage correspondantes (dans un plan passant par l'axe laser)

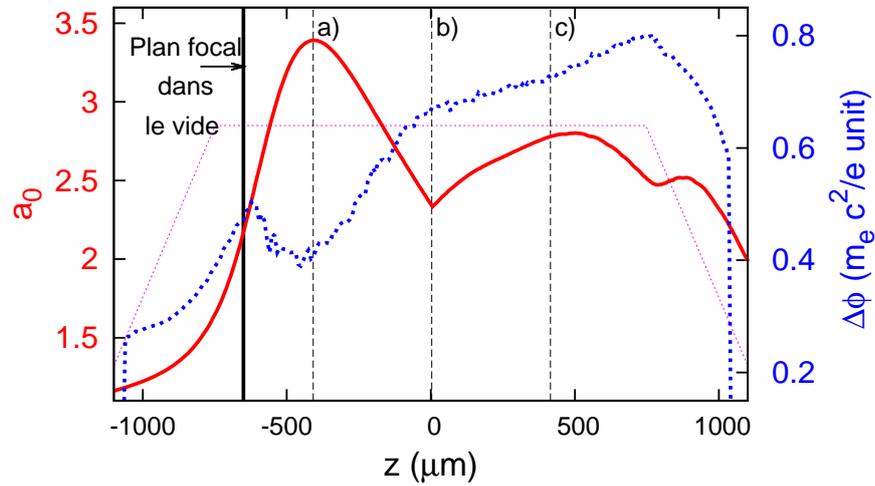


FIG. 4.5 – Evolution des paramètres lasers lors de la traversée du plasma : a_0 est représenté par la courbe pleine rouge, la différence de potentiel moyennée radialement $\Delta\phi$ de l'onde plasma est représentée par les pointillés bleus. Les positions a), b) et c) correspondent aux positions de la figure 4.6

¹L'intérêt de l'utilisation de ce code est sa rapidité et la taille raisonnable des sorties qui permet d'implémenter de multiples diagnostics.

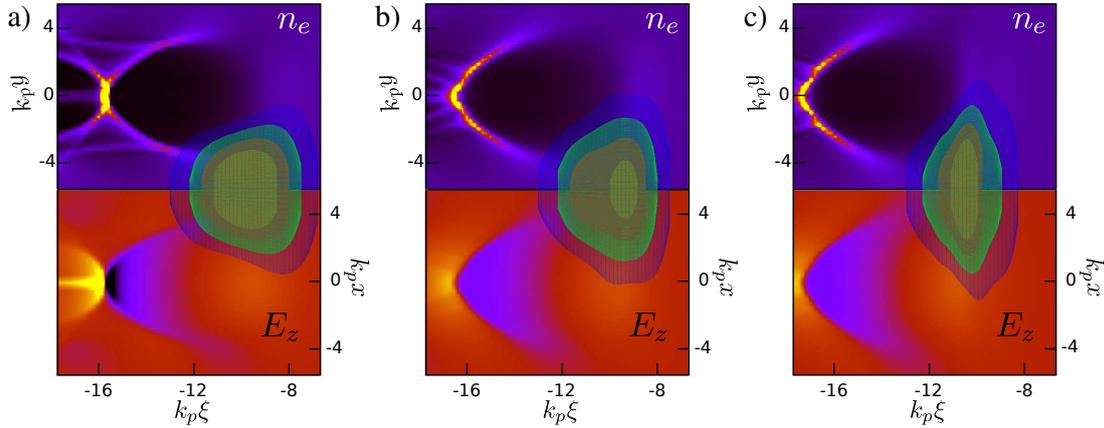


FIG. 4.6 – Evolution non linéaire lors de la propagation de l'impulsion laser dans le plasma. Les solides transparents représentent les isosurfaces d'amplitude laser pour $a_0 = 1, 1.5, 2$ et 2.5 , les cartes de densité (image du haut) et de champ longitudinal (image du bas). Les images a), b), c) correspondent à des positions différentes de la propagation (voir fig. 4.5).

On peut expliquer l'évolution de l'amplitude de la figure 4.5 par le scénario suivant : tout d'abord le faisceau laser s'auto-focalise dans le gradient de densité plasma ce qui explique le premier pic d'amplitude. Le diamètre du faisceau est ainsi réduit de $18 \mu\text{m}$ à $7 \mu\text{m}$ d'après la figure 4.6.a et l'amplitude atteint son maximum de $a_0 = 3$. On atteint un régime de cavitation avec une sphère vidée d'électrons de rayon $R_b \simeq 3.2k_p^{-1} = 6 \mu\text{m}$. Dans ce régime, si l'arrière de l'impulsion est guidé, l'avant est diffracté par la surdensité du plasma (électrons poussés par le front avant de l'impulsion). Cette érosion de l'avant de l'impulsion laser, particulièrement visible sur l'image 4.6.b, explique la décroissance de l'amplitude. Enfin les effets de compression de l'impulsion, visibles sur l'image 4.6.c, permettent d'expliquer la remontée ou la stabilisation de l'intensité du laser. Si ce scénario nous permet de comprendre l'évolution de l'impulsion laser, on constate également que la variation d'amplitude n'est pas directement corrélée à l'augmentation de la charge injectée. D'autres effets, liés au plasma, vont également entrer en jeu.

En effet la forme de l'onde de sillage excitée est aussi influencée par l'évolution du laser pompe : comme l'avant de l'impulsion est diffracté et l'arrière guidé, le faisceau laser prend une forme quasi triangulaire et l'onde de sillage devient de plus en plus évasée. Cette forme peut être plus favorable au piégeage d'électrons initialement situés hors de l'axe laser. Pour quantifier cet évasement, on représente en pointillés sur la figure 4.5 l'évolution de la différence de potentiel $\Delta\phi$ de la partie accélératrice de la première période de l'onde de sillage, moyennée sur un rayon de $8 \mu\text{m}$ qui correspond à l'excursion maximale des électrons piégés. Ce paramètre est important dans la dynamique de piégeage car, d'après l'équation 1.34, il détermine la séparatrice ou du moins l'énergie minimale que doit avoir un électron pour être piégé. Ce paramètre croît de façon monotone avec la propagation du laser dans le jet de gaz et permet d'expliquer, au moins pour partie, l'accroissement

de la charge avec une injection de plus en plus lointaine dans le jet de gaz. Cette explication est confirmée par l'augmentation du rayon initial moyen des particules piégées dans les simulations PIC présentées précédemment [Davoine 08].

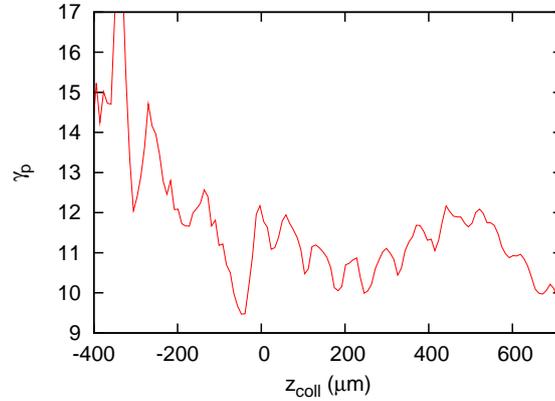


FIG. 4.7 – Evolution de la vitesse de phase de l'onde plasma.

Une autre explication physique possible est liée à la variation de vitesse de groupe du laser ou vitesse de phase de l'onde plasma liée à l'érosion de l'impulsion. Cette érosion n'est pas constante car elle dépend de la surdensité créée par le front avant de l'impulsion qui varie au cours du temps. L'évolution de cette vitesse de phase est représentée sur la figure 4.7. Cette courbe est assez bruitée à cause de la très grande sensibilité du facteur γ à la vitesse mesurée numériquement (on considère la vitesse du point à l'arrière de la bulle pour lequel le champ longitudinal est nul). On peut cependant constater que pour $z_{\text{coll}} = -250 \mu\text{m}$ la vitesse de phase de l'onde plasma est très proche de la valeur sans érosion $\gamma_p \simeq 15$. L'érosion ralentit ensuite progressivement l'onde de sillage et après $z_{\text{coll}} = 0 \mu\text{m}$ on a $\gamma_p \simeq 10 - 12$. Cette valeur est assez proche de ce qui peut être déduit de la vitesse d'érosion en 1D. D'après [Decker 94, Decker 96b, Lu 07] on doit en effet avoir $\gamma_p = \gamma_{p0}/\sqrt{3} \simeq 9$. Cette vitesse de phase plus basse favorise également le piégeage des électrons et peut expliquer pour partie l'augmentation de la charge piégée avec la position de collision.

Sachant cela, ces effets non linéaires peuvent être mis à profit pour extraire plus d'énergie. La première expérience, effectuée dans un jet de gaz de 2 mm, a montré que la charge maximale pouvant être accélérée à 200 MeV était de l'ordre de 5 pC. En augmentant la longueur du jet à 3 mm, il a été possible de garder sensiblement la même distance d'accélération et donc la même énergie finale du faisceau d'électrons tout en se ménageant une distance de plasma dédiée à l'évolution non linéaire de l'impulsion laser et de son onde de sillage. De cette façon, une charge trois fois plus importante a pu être accélérée, augmentant d'autant l'efficacité de notre accélérateur (cf. figure 4.3).

Enfin, les variations des conditions de piégeage en fonction de la position de collision permettent d'explorer d'autres conditions d'injection. Nous verrons plus loin, dans la partie 4.3, comment cet effet peut être mis à profit pour mettre

en évidence l'injection d'électrons en utilisant des impulsions lasers ayant des polarisations croisées.

4.2 Contrôle du volume d'injection

4.2.1 Principe

Nous avons vu dans la section précédente comment on pouvait faire varier la charge injectée dans nos expériences d'injection optique. Cependant, ce mécanisme n'est pas optimal pour plusieurs raisons. Premièrement, on ne peut changer indépendamment la charge de l'énergie du faisceau. Deuxièmement, cette variation de charge n'est explicable que par la combinaison d'effets non linéaires complexes qui sont pour la plupart externes au mécanisme d'injection. On s'éloigne donc de la philosophie de l'injecteur qui doit être capable de changer la charge sans changer la structure accélératrice. Une méthode plus conforme à cette stratégie va maintenant être présentée. Nous allons voir comment, en modifiant les paramètres du laser d'injection, c'est-à-dire son amplitude et sa polarisation, on peut contrôler de façon continue la charge du faisceau d'électrons injecté.

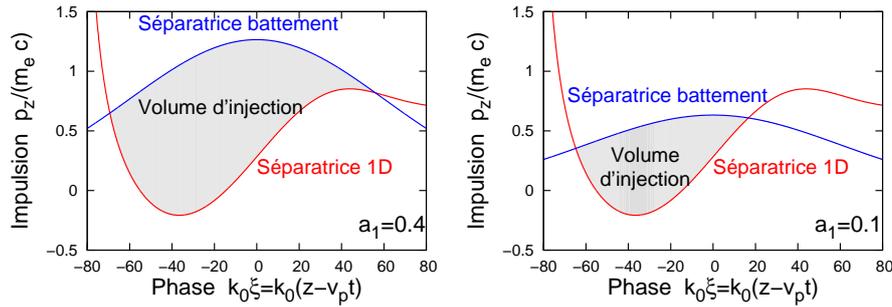


FIG. 4.8 – Principe du contrôle du volume d'injection. Courbe rouge : séparatrice 1D de l'onde plasma. Courbe bleue : séparatrice du battement. Paramètres $a_0 = 2$, $\tau = 30$ fs, $n_e = 7.5 \times 10^{18}$ cm $^{-3}$.

Commençons d'abord par en exposer le principe. On utilise pour cela la critère de Chirikov de superposition des séparatrices de l'onde plasma et de battement dans une modélisation unidimensionnelle et fluide (introduit dans la section 2.1.3). Le volume d'injection va alors correspondre à la zone grisée dans l'espace des phases (ξ, p_z) . La séparatrice du battement, ou l'impulsion maximale gagnée dans le battement évolue en fonction des amplitudes lasers comme $\sqrt{a_0 a_1}$ pour des polarisations circulaires. Ainsi, nous voyons immédiatement, comme représenté sur la figure 4.8, qu'une réduction de l'intensité va directement entraîner une réduction du volume d'injection.

Nous savons que le modèle précédent est trop simpliste, ceci a été amplement discuté dans le chapitre 2. Cependant, même en prenant en compte les effets stochastiques et l'inhibition de l'onde plasma, l'injection reste un effet à seuil et on peut donc toujours parler de volume d'injection qui sera d'autant plus faible que

le chauffage est faible. On peut imaginer deux façons expérimentales de contrôler le chauffage. Le plus naturel est de réduire l'intensité du laser d'injection. Dans notre expérience, nous utilisons pour ce faire une lame demi-onde et un polariseur avant compression. Une autre méthode est de tourner la polarisation du laser d'injection. Nous avons en effet vu que le chauffage dépend des polarisations des faisceaux lasers et qu'il est plus efficace quand les polarisations sont parallèles que quand les polarisations sont croisées car le battement disparaît alors. Une lame demi-onde placée juste avant la parabole de focalisation du laser d'injection nous donne donc une autre façon de maîtriser le chauffage lors de la collision.

4.2.2 Contrôle de la charge

Le principe et la méthode étant définis, on peut maintenant regarder les résultats expérimentaux. Les résultats représentés sur la figure 4.9.a sont obtenus avec le jet de gaz « défectueux » de 2 mm, une densité $n_e = 1.2 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ et une position collision située $100 \mu\text{m}$ avant le centre du jet de gaz. Notons que si la densité de travail est si élevée, ceci est dû au profil parabolique du jet de gaz utilisé (caractérisé ultérieurement). La partie gauche (a) de la figure représente des spectres expérimentaux bruts et déconvolués pour différentes valeurs de l'amplitude du laser d'injection. Si l'énergie est à peu près stable entre 88 et 75 MeV², on voit que la charge varie fortement entre $a_1 = 0.4$ et $a_1 = 0.08$, passant de 76 pC à 7 pC. On constate également que la dispersion en énergie du faisceau et la divergence évoluent en fonction de l'amplitude d'injection mais nous allons pour l'instant nous concentrer sur la variation de charge.

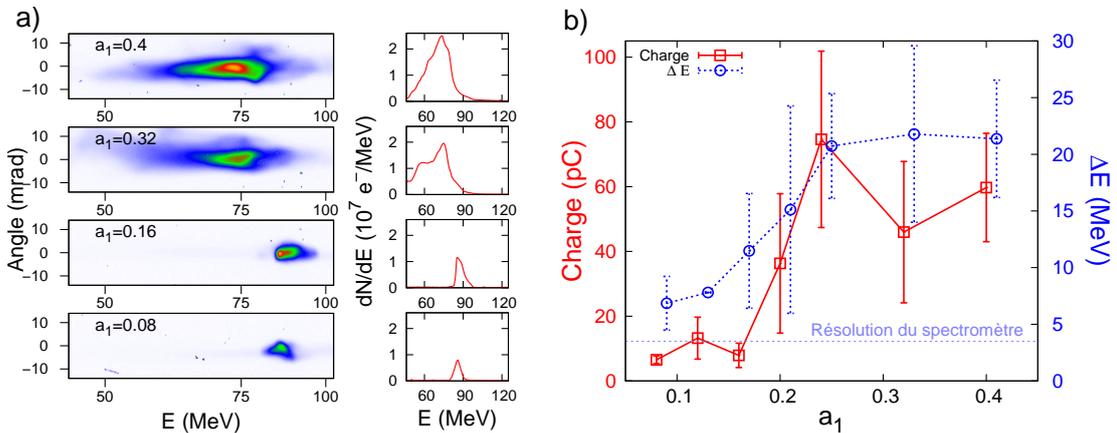


FIG. 4.9 – a) : Spectres bruts et déconvolués obtenus pour $a_1 = 0.4$, $a_1 = 0.32$, $a_1 = 0.16$, $a_1 = 0.08$. b) : Evolution de la charge (carrés rouges) et de la dispersion en énergie à mi-hauteur du spectre (cercles bleus) en fonction de l'amplitude du laser d'injection. Autres paramètres physiques : $a_0 = 1.4$, jet de gaz de 2 mm, $n_e = 1.2 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ et $z_{\text{coll}} = -100 \mu\text{m}$.

²Nous discuterons en détail de cette faible variation dans la partie sur les effets de *beam loading* 4.4.

L'évolution de la charge en fonction de l'amplitude laser est représentée par les carrés rouges de la figure 4.9.b. Chaque point correspond à la moyenne effectuée sur 3-6 tirs et la barre d'erreur correspond à deux fois l'écart type. On voit qu'on peut régler la charge de façon continue en changeant l'intensité. Tout d'abord, on peut injecter des électrons (7 pC) pour des valeurs de a_1 aussi faibles que $a_1 = 0.08$: le faisceau d'injection contient alors moins de 10 mJ d'énergie. La charge augmente ensuite rapidement jusqu'à 75 pC pour $a_1 = 0.24$. Par contre, pour des valeurs plus importantes de a_1 , la charge injectée sature. D'autres jeux de données prises d'autres jours confirment cette évolution. Ce comportement est très similaire à celui observé dans la partie simulations 1D 2.4.2. Rappelons que, dans les simulations, cette saturation était accentuée par le filtrage spatial des particules piégées dû à l'inhibition de l'onde de sillage.

Regardons maintenant si ce contrôle de la charge peut également être effectué expérimentalement en changeant la polarisation du laser d'injection.

Les données suivantes ont été obtenues dans des conditions légèrement différentes, en utilisant le jet de gaz de 3 mm (avec un profil de densité trapézoïdal). On a par ailleurs $a_0 = 1.5$, $a_1 = 0.4$ et la position d'injection correspond à une position située $400 \mu\text{m}$ avant le centre du jet de gaz.

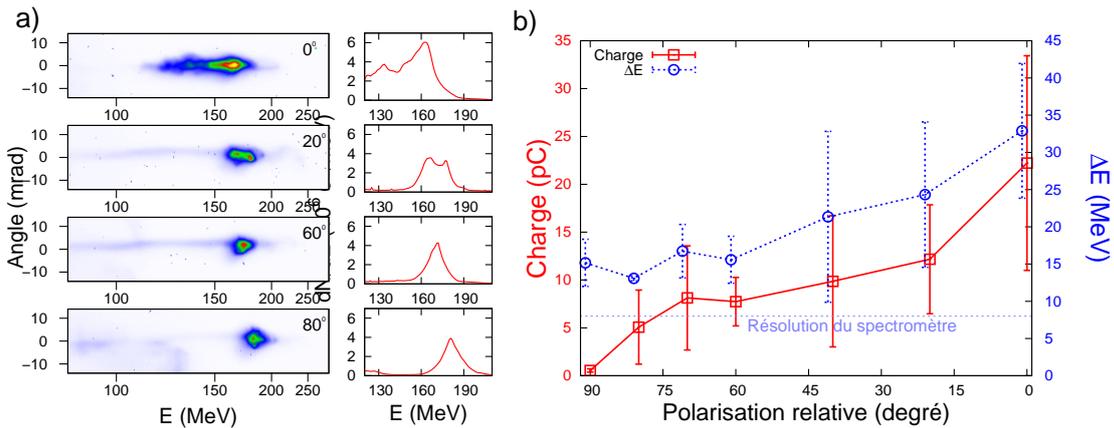


FIG. 4.10 – a) : Spectres bruts et déconvolués obtenus pour des angles entre les deux polarisations de 0° , 20° , 60° et 80° . b) : Evolution de la charge contenue dans le pic (carrés rouges) et la largeur du spectre à mi-hauteur (cercles bleus) en fonction de la polarisation relative entre les deux faisceaux lasers. Autres paramètres physiques : $a_0 = 1.5$, $a_1 = 0.4$, jet de gaz de 3mm, $n_e = 5.7 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$, $z_{\text{coll}} = -400 \mu\text{m}$.

La figure 4.10 représente, de façon similaire à ce qui était fait pour la variation de a_1 , le résultat expérimental d'une variation de polarisation relative des deux faisceaux lasers. Dans sa partie gauche (a), des spectres obtenus avec différents angles entre les deux polarisations des faisceaux lasers sont représentés, 0° correspondant à des polarisations parallèles et 90° à des polarisations croisées. A droite (b), on retrouve l'évolution des paramètres du faisceau que sont la charge (représentée par des carrés rouges) et la dispersion en énergie à mi-hauteur (représentée par des cercles bleus).

L'observation des spectres nous confirme que l'on peut régler la charge en modifiant la polarisation relative des deux faisceaux et que, comme prévu, la charge injectée est plus importante lorsque les deux polarisations sont parallèles. Ainsi, d'après la figure 4.10.b on peut régler la charge de façon continue, de 22 pC pour des polarisations parallèles à 1 pC pour des polarisations croisées. Cette injection avec des polarisations croisées sera expliquée plus en détail dans la section suivante 4.3. Encore une fois, cette évolution est conforme aux simulations PIC 1D effectuées (cf figure 2.27).

L'énergie des électrons obtenus est ici plus élevée que précédemment, de l'ordre de 180 MeV. Ceci illustre le fait que l'on peut régler de façon quasi indépendante l'énergie et la charge du faisceau. Ce n'est pas un réglage complètement indépendant puisqu'on constate qu'il existe une corrélation entre la charge injectée et l'énergie du faisceau. Cette corrélation sera commentée en détail dans la section 4.4, mais, pour résumer, elle peut être expliquée par combinaison de deux effets. D'une part, une injection avec une énergie initiale plus élevée se traduit par un piégeage dans une orbite plus éloignée de la séparatrice, et donc par une accélération à une énergie finale moins importante. D'autre part, quand on augmente la charge, les électrons situés à l'avant du faisceau vont réduire le champ accélérateur vu par les électrons de l'arrière du faisceau. Ce sont les effets dits de *beam loading*. D'un point de vue pratique, si on veut garder exactement la même énergie, on peut compenser cette faible variation d'énergie, de l'ordre de 10% en changeant la position de collision.

4.2.3 Contrôle de la dispersion en énergie

La variation de la charge étant comprise, nous pouvons maintenant passer à la variation manifeste tant dans la figure 4.9 que dans la figure 4.10 de la dispersion en énergie du faisceau d'électrons. Cette variation peut être expliquée par deux phénomènes physiques. En effet, dans l'hypothèse de faibles charges, c'est-à-dire pour lesquelles le *beam loading* est négligeable, alors l'interaction électron/onde plasma est hamiltonienne et la quantité $\Delta p \Delta \xi$ est invariante (invariant de Liouville). Ainsi un faible volume d'injection initial se traduira, après accélération, par une faible dispersion en énergie. Cependant quand le volume d'injection et la charge augmentent, les effets de *beam loading* deviennent également de plus en plus importants : plus la charge injectée va être élevée, plus elle va déformer l'onde de sillage, ce qui pourra dégrader la dispersion en énergie du faisceau. Nous verrons dans la partie suivante 4.4 si cette interprétation est correcte, comment ces deux phénomènes se conjuguent et quels sont leurs effets exacts sur la dispersion en énergie.

Quoi qu'il en soit, directement ou indirectement via le *beam loading*, une augmentation du volume d'injection peut entraîner une augmentation de la dispersion en énergie du faisceau. Ceci explique pourquoi dispersion en énergie et charge du faisceau sont si bien corrélées pour les données représentées. Pour les données prises en faisant varier a_1 (figure 4.9) nous passons par exemple d'une largeur à

mi hauteur de 22 MeV à une largeur de 7 MeV ; et pour les données obtenues en changeant la polarisation du laser d'injection (figure 4.10) la variation est encore plus importante entre 33 MeV (pour des polarisations parallèles) et 13 MeV (pour des polarisations croisées). Cette dernière valeur se situe à la limite de résolution de notre spectromètre à cette énergie. Cette réduction de dispersion en énergie est très bien corrélée à la charge du faisceau et les facteurs de corrélation linéaires entre la charge et la dispersion en énergie sont supérieurs à 0.8 pour les deux ensembles de données. Cette caractéristique expérimentale est plutôt positive, car elle implique que la brillance spectrale du faisceau est conservée. La méthode est donc adaptée à des applications demandant une très bonne qualité spectrale. Cependant cette corrélation à un prix : nous ne sommes pas capables de contrôler indépendamment la charge et la dispersion en énergie de notre faisceau.

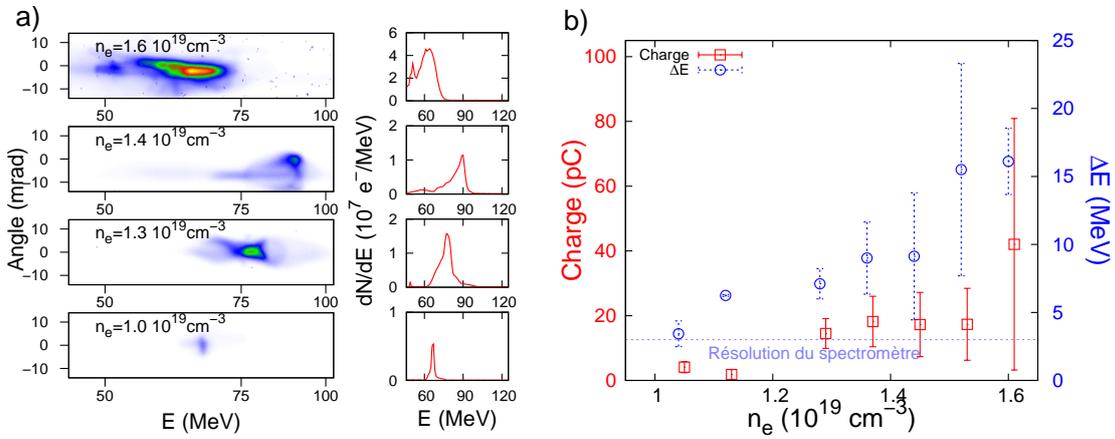


FIG. 4.11 – a) Spectres bruts et déconvolués pour différentes valeurs de densité plasma. b) Evolution de la charge contenue dans le pic (en rouge) et de sa dispersion en énergie en fonction de la densité plasma. Paramètres : $a_0 = 1.4$, $a_1 = 0.4$, jet de gaz de 2 mm « défectueux ».

On ne peut contourner cette corrélation si on se cantonne à une densité électronique donnée (ce qui était le cas des données présentées précédemment). Nous pouvons cependant profiter du fait que la fenêtre de densité électronique permettant l'injection optique est beaucoup plus étendue que celle du régime de la bulle (typiquement de l'ordre de 10-20% [Glinec 06c, Mangles 07, Lindau 08]). Pour le jet de gaz de 2 mm (défectueux), dans les mêmes conditions lasers, des spectres quasi mono-énergétiques ont été obtenus pour des densités allant de $n_e = 1.1 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ à $n_e = 1.6 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$, la limite haute correspondant à l'apparition d'auto injection. Pour le jet de gaz de 3 mm, nous avons pu descendre à des densités aussi basses que $n_e = 1.7 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$; et lors de l'expérience précédente d'injection en géométrie colinéaire jusqu'à $n_e = 7.5 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$, comme présenté dans la section 3.6.

L'injection optique ouvre donc des perspectives pour travailler à plus basse densité, ce qui permet d'augmenter l'énergie maximale atteignable par les électrons. De plus, du point de vue de l'injection optique, opérer à plus basse densité est

équivalent, si on néglige l'évolution non linéaire du laser, à travailler avec des lasers plus courts. On peut ainsi réduire le volume d'injection relativement à l'espace des phases disponible et on peut ainsi atteindre des valeurs plus faibles de dispersion en énergie. Cette hypothèse de fixité du laser n'est évidemment pas valable dans notre cas où $a_0 > 1$, et la description fine des variations de la charge et de la dispersion en énergie avec la densité plasma présentées sur la figure 4.11 pourrait être le sujet d'un chapitre dédié. Cependant, si on s'en tient à des considérations simples, la variation de charge est due aux effets non linéaires ainsi qu'à la réduction du nombre d'électrons chauffés et nous constatons également une variation de la dispersion en énergie associée. Cette fois-ci les deux variations sont moins corrélées, ce qui ouvre la possibilité d'explorer un espace de paramètres plus important.

Nous verrons dans la section 4.4 comment on peut obtenir des valeurs encore plus faibles de dispersion en énergie en explorant en détail les effets de *beam loading*.

4.3 Injection avec des polarisations croisées

Nous nous intéresserons dans cette section au mécanisme d'injection permettant le piégeage d'électrons quand les polarisations des deux lasers sont croisées, tel qu'il a été constaté dans la section précédente (figure 4.10). En effet, si on suit la description fluide développée par Esarey [Esarey 97b] et Fubiani [Fubiani 04], il n'y a quasiment pas d'injection optique dans ce cas. Ils n'excluent cependant pas la possibilité d'injecter des électrons par des mécanismes indépendants de la polarisation comme la collision d'enveloppes laser ou d'ondes de sillage [Hemker 98]. Un autre mécanisme possible, proposé par Cary [Cary 03], se base sur le déferlement local déclenché par la superposition des surdensités d'onde plasma avec le laser d'injection. Nous allons ici utiliser la partie théorique précédemment développée dans le chapitre 2 pour démontrer que le mécanisme dominant est le chauffage stochastique ayant lieu à la collision des deux lasers. Nous verrons également comment l'injection avec des polarisations croisées peut donner, dans certains cas, des brillances de faisceau équivalentes à l'injection avec des polarisations parallèles.

4.3.1 Variation de a_0

Les effets non linéaires et la dynamique expliqués précédemment (section 4.1.3) permettent de comprendre l'évolution de la charge avec la position d'injection (figure 4.4). Ils permettent également de tester plusieurs conditions d'injection avec un même laser, puisque le seuil de piégeage diminue lors de la traversée du faisceau principal dans le plasma. Dans l'expérience menée en 2006, c'est ce qui a permis de mettre en évidence l'injection avec des polarisations croisées. Pour des positions de collision proches de l'entrée du jet de gaz, le seuil de piégeage dans l'onde de sillage est élevé. Ainsi des électrons ne peuvent être piégés que

dans le cas où les polarisations des deux lasers sont parallèles, ce qui correspond au mécanisme de chauffage le plus efficace. C'est dans ces conditions que le test représenté sur la figure 3.11 a eu lieu.

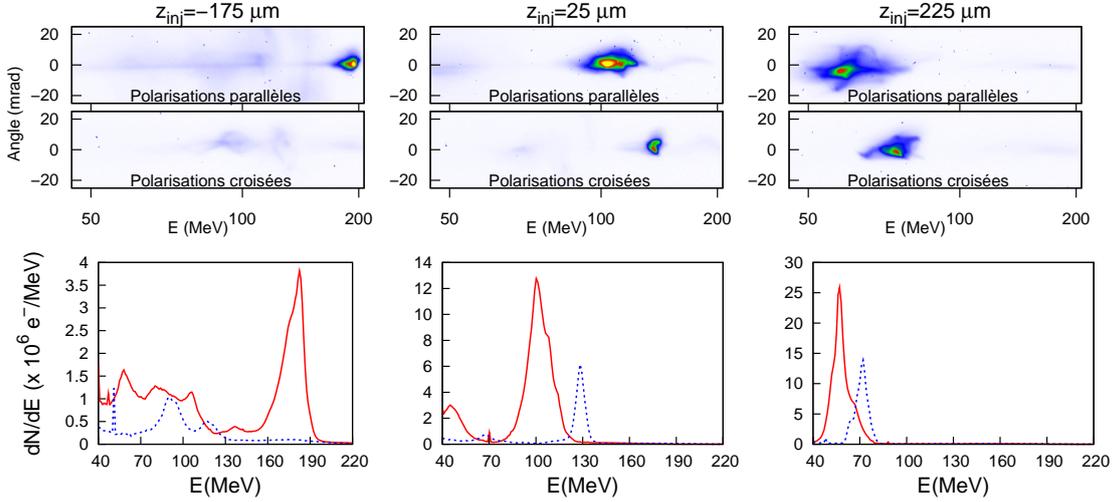


FIG. 4.12 – Spectres bruts et déconvolués pour des polarisations parallèles et croisées pour diverses positions d'injection. Paramètres : $a_0 = 1.3$, $a_1 = 0.4$, $n_e = 7.5 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$, jet de gaz de 2 mm.

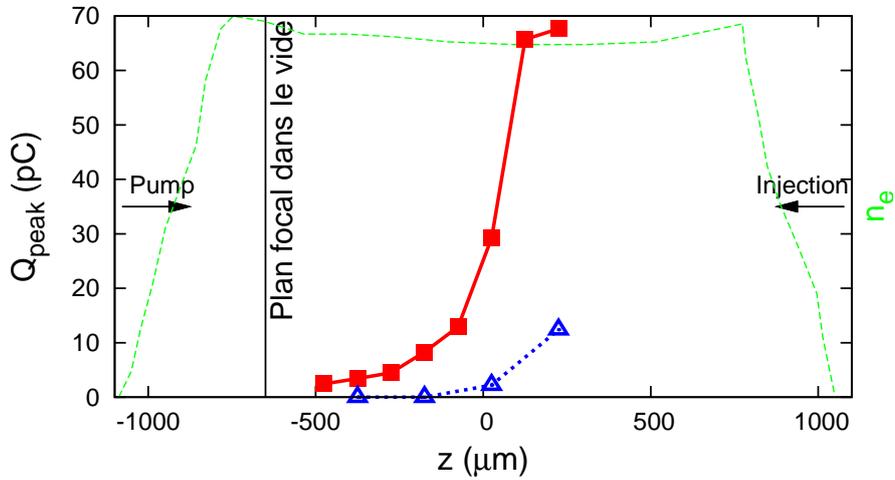


FIG. 4.13 – Evolution de la charge pour des polarisations parallèles (en rouge) et croisées (en bleu) du faisceau d'électrons en fonction de la position de collision des lasers. Paramètres : $a_0 = 1.3$, $a_1 = 0.4$, $n_e = 7.5 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$, jet de gaz de 2 mm.

La situation est différente pour des positions de collision plus internes dans le jet de gaz : l'évolution du laser et de l'onde de sillage a rendu le piégeage plus facile et abaissé le seuil d'injection. Ainsi des électrons peuvent être piégés même si les polarisations des deux lasers sont croisées. On remarque sur la figure 4.13 que la différence de charge est de l'ordre d'un facteur cinq. Cependant, comme le

volume d'injection est plus faible, la dispersion en énergie est également plus petite et donne une brillance spectrale du même ordre dans les deux cas de polarisations.

4.3.2 Explications

On peut s'interroger sur le mécanisme d'injection en polarisations croisées, la littérature proposant des mécanismes d'injection indépendants de la polarisation, faisant intervenir des collisions entre les ondes de sillages ou des collisions entre ondes de sillage et laser d'injection. Ces mécanismes permettent en théorie d'injecter des électrons ayant des positions initiales différentes de la position de collision. Cependant, avec nos paramètres, les simulations tant 1D que 3D montrent que tous les électrons piégés proviennent de la zone de collision des lasers. Cela concorde donc pleinement avec le mécanisme de chauffage stochastique traité précédemment qui rend également compte d'un chauffage possible lorsque les polarisations sont croisées.

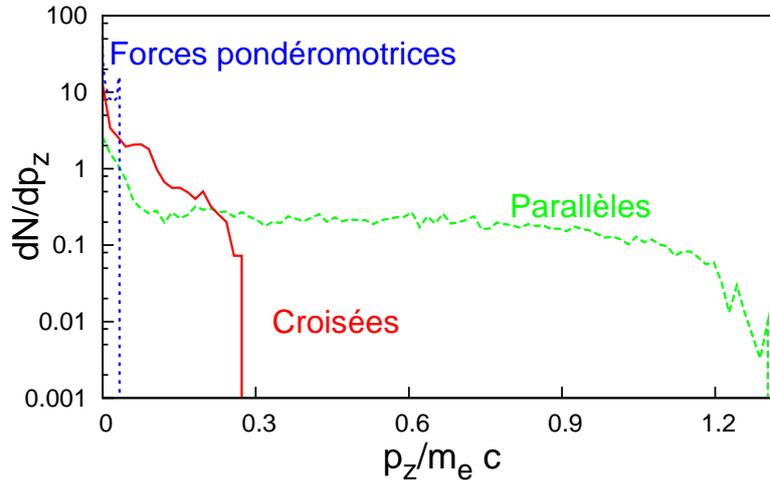


FIG. 4.14 – Spectres de chauffage dans le vide obtenus pour des polarisations parallèles et croisées. Le chauffage dans le cas de collision d’enveloppes (sans haute fréquence) est également représenté (pointillées en bleu).

La figure 4.14 nous rappelle que ce mécanisme, bien que moins efficace que le chauffage pour des polarisations parallèles, l’est bien plus que la superposition des forces pondéromotrices, explication précédemment avancée [Fubiani 04].

La question de la charge est également intéressante et permet de tester expérimentalement le mécanisme d’inhibition d’onde plasma. En effet, dans les simulations fluides, l’injection avec des polarisations croisées est marginale : la charge injectée est inférieure de plus d’un ordre de grandeur à la charge injectée avec des polarisations parallèles. Ce n’est pas ce qui est constaté dans les simulations PIC et dans les expériences, qui montrent des différences de charge bien moins importantes ($\simeq 3$).

La raison de cette moindre sensibilité de la charge à la polarisation réside dans le mécanisme d’inhibition de l’onde plasma. En effet, dans le cas de polarisations

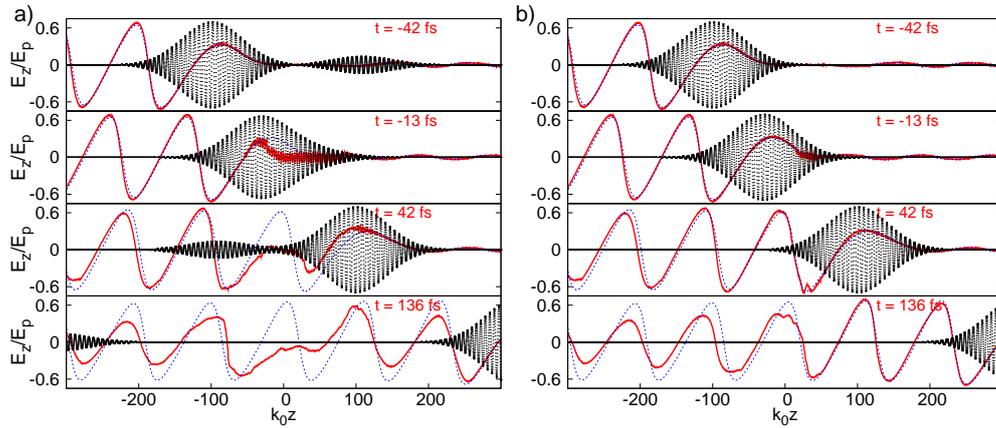


FIG. 4.15 – Champ électrique longitudinal à différents temps autour de la collision de lasers a) ayant des polarisations parallèles, b) ayant des polarisations croisées avec $a_0 = 2$, $a_1 = 0.4$, $n_e = 7.5 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$. En rouge : simulations PIC, en bleu : champs analytiques.

parallèles, les électrons sont fortement piégés dans le battement. Ce piégeage entraîne, comme le montre la figure 4.15, une inhibition de l'onde plasma qui rend plus difficile le piégeage des électrons. Pour le cas des polarisations croisées, les électrons ne sont pas piégés et l'onde plasma n'est pas inhibée. Les électrons sont alors plus facilement piégés dans cette onde plasma de pleine amplitude et peuvent être accélérés.

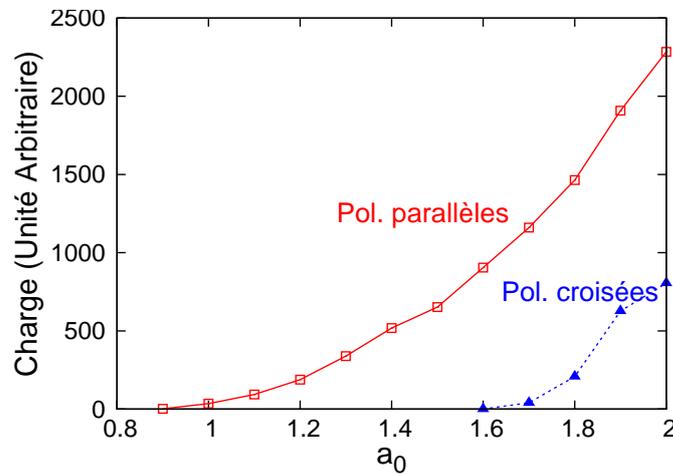


FIG. 4.16 – Charge piégée dans des simulations PIC 1D en fonction de a_0 : en rouge pour des polarisations parallèles, en bleu pour des polarisations croisées avec $a_1 = 0.4$ et $n_e = 7 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$

Pour prendre en compte ce mécanisme d'inhibition d'onde plasma, on peut effectuer des simulations PIC. Pour tester différentes conditions d'injection, on peut faire varier numériquement le paramètre a_0 même si on sait que ce n'est pas le seul effet de l'évolution non linéaire du laser dans le plasma. La charge

injectée dans ces simulations numériques, avec comme autres paramètres $a_1 = 0.4$ et $n_e = 7 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$, est représentée sur la figure 4.16 pour les deux polarisations. Cette figure, très similaire aux résultats expérimentaux de la figure 4.13, confirme que la différence de charge injectée pour les deux polarisations n'est que d'un facteur environ 3. Elle confirme également la différence de seuil d'injection. Pour des polarisations parallèles, on peut injecter des électrons avec une amplitude $a_0 = 0.9$ alors que l'injection pour des polarisations croisées nécessite une amplitude plus élevée de $a_0 = 1.6$. Cette différence de seuil est conforme à l'expérience et explique la non injection pour des polarisations croisées, quand les effets non linéaires n'ont pas encore rendu l'onde plasma plus susceptible de piéger des électrons.

4.3.3 Variation de a_1 et seuils d'injection

Si l'expérience précédente démontre la possibilité de l'injection avec des polarisations croisées, et permet de déterminer l'efficacité relative des deux mécanismes pour injecter des électrons, ce n'est pas une expérience permettant de déterminer les seuils d'injection relatifs des deux mécanismes. En effet, la variation non linéaire de a_0 lors de la propagation du faisceau n'est pas contrôlée et nous savons par ailleurs que d'autres propriétés de l'onde plasma, comme sa forme ou sa vitesse de phase, la rendent plus susceptible de piéger des électrons. Pour faire une expérience plus propre, en ne faisant varier qu'un seul paramètre, on peut se placer à une position de collision qui permet d'obtenir de l'injection avec des polarisations croisées et diminuer l'amplitude du laser d'injection jusqu'à l'extinction de l'injection. On peut alors effectuer le même test, dans les mêmes conditions, pour des polarisations parallèles afin de pouvoir comparer précisément les seuils d'injection. Ce test a été effectué lors de la campagne expérimentale de 2008 avec le jet de gaz de 3 mm, $a_0 = 1.5$, une densité électronique $n_e = 5.7 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ et une position de collision $z_{\text{coll}} = 70 \mu\text{m}$.

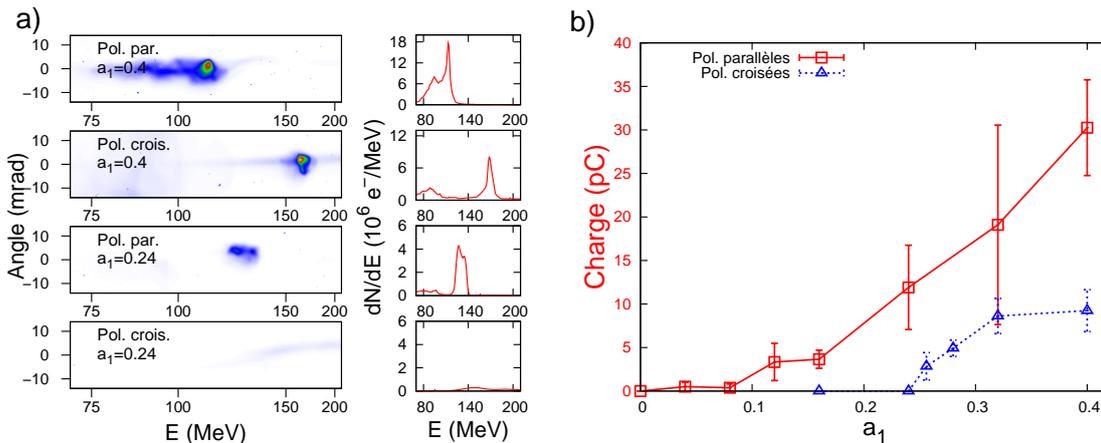


FIG. 4.17 – a) Spectres bruts et déconvolués pour $a_1 = 0.4$ et $a_1 = 0.24$ pour les deux polarisations. b) Variation de la charge en fonction de a_1 , pour les deux polarisations. Paramètres physiques : $a_0 = 1.5$, $z_{\text{coll}} = 70 \mu\text{m}$, $n_e = 5.7 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$.

La figure 4.17 représente l'évolution de la charge pour les deux polarisations en fonction de l'amplitude du laser d'injection. Des spectres bruts sont également présentés. Cette figure montre que des électrons sont piégés et accélérés pour des valeurs de a_1 aussi basses que $a_1 = 0.08$ quand les polarisations sont parallèles. Pour le cas de polarisations croisées, le seuil se situe vers $a_1 = 0.26$.

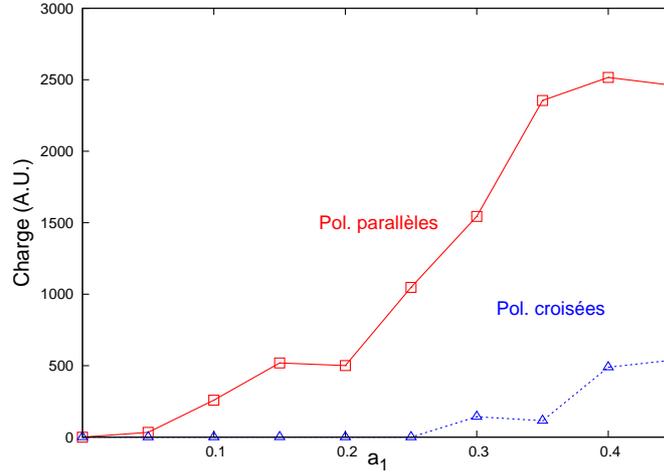


FIG. 4.18 – Simulations PIC 1D, variation de la charge avec a_1 , dans le cas de polarisations parallèles et croisées. Paramètres : $a_0 = 2$, $n_e = 7 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$.

Ces résultats expérimentaux sont conformes aux résultats des simulations PIC 1D et les seuils sont très proches de ceux calculés numériquement. La figure 4.18 donne en effet des seuils d'injection de $a_1 = 0.05$ pour des polarisations parallèles et de $a_1 = 0.3$ pour des polarisations croisées, pour des paramètres lasers et plasma similaires à ceux de l'expérience : $a_0 = 2$ et $n_e = 7 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$.

Les spectres obtenus exhibent des différences d'énergie et de dispersion en énergie très marquées et ceci sera expliqué en détail dans la partie suivante. Encore une fois, la réduction de la dispersion en énergie permet de ne pas trop dégrader la brillance spectrale quand les polarisations sont croisées.

Résumons maintenant les résultats obtenus sur l'injection avec des polarisations croisées. Les expériences confirment la possibilité d'injecter des électrons en utilisant des polarisations croisées. Elles confirment par là le scénario théorique de chauffage stochastique proposé dans la section 2.2.2. La différence de charge est moins importante que ce qui pourrait être attendu de l'examen du chauffage et confirme l'importance de l'inhibition de l'onde de sillage sur la charge injectée. En effet, l'inhibition d'onde de sillage, absente pour des polarisations croisées, réduit la charge injectée pour des polarisations parallèles et permet d'injecter des charges similaires dans les deux cas de polarisations. La différence de charge n'est ainsi que d'un facteur $\simeq 3 - 4$. De plus comme le volume d'injection est réduit, la dispersion en énergie est toujours plus fine pour l'injection avec des polarisations croisées. Ainsi la brillance spectrale, qui est souvent la grandeur pertinente, n'est réduite que d'un facteur $\simeq 2$. Au delà de l'intérêt théorique d'un nouveau mécanisme d'injection et de la validation du modèle théorique développé

dans le chapitre 2 et notamment du chauffage stochastique et de l'inhibition de l'onde de sillage, ce schéma d'injection peut avoir un intérêt pratique. Dans une géométrie colinéaire, qui est la seule utilisable par exemple dans des capillaires, ce schéma permet de résoudre le problème des retours laser. Il suffit alors en effet d'un polariseur pour protéger le système laser.

4.4 Effets de *beam loading*

4.4.1 Considérations générales

Les effets de *beam loading* sont dus à l'onde plasma excitée par le faisceau d'électrons accéléré (c.f. équation 1.21). Comme on considère des faisceaux d'électrons plus courts qu'une demi-longueur d'onde plasma (les électrons sont accélérés dans le sillage du laser), le champ électrique longitudinal généré va être décélérateur pour les électrons du paquet.

C'est bien un effet plasma, et pour le voir nous pouvons le comparer de façon instructive à un autre effet, la charge d'espace du faisceau qui est un effet ne dépendant pas de la présence ou non d'un plasma. Le paquet d'électrons génère en effet des champs électriques qui vont avoir tendance à le dissocier et à le ralentir. Si on calcule ces champs dans le référentiel du faisceau, considéré mono énergétique, les champs générés sont les champs électrostatiques d'un ellipsoïde chargé. On pourrait penser à première vue que ces champs sont importants, en effet si on prend par exemple une sphère de $3 \mu\text{m}$ de rayon, le champ électrique généré par unité de charge est de l'ordre de 1 GV/m/pC . Il ne faut cependant pas oublier que dans le référentiel se déplaçant avec les électrons accélérés, le paquet est dilaté longitudinalement, de telle sorte que le champ électrique longitudinal est réduit d'un facteur $\simeq \gamma^2$. Pour des électrons de 10 MeV , le champ de charge d'espace est donc de l'ordre de quelques MV/m/pC , ce qui, pour les charges atteintes dans nos accélérateurs, est négligeable devant les champs plasmas excités par le laser.

Les électrons du plasma, dans le référentiel du laboratoire, voient en revanche des champs électriques et magnétiques importants et seront influencés par le faisceau d'électrons même s'il est relativiste. Le champ de sillage, ou la perturbation locale du champ de sillage ainsi induite, pourra alors perturber les électrons du faisceau.

Notons que cet effet n'est pas propre aux accélérateurs plasma : ce problème se pose également dans les accélérateurs classiques. En effet, un faisceau d'électrons excite également un champ de sillage lors de la traversée d'une cavité accélératrice. Ce champ variable contribue à créer des instabilités longitudinales [Ng 06] et à augmenter la dispersion en énergie, spécialement pour des sources de forte intensité. La recherche sur le *beam loading* est toujours d'actualité puisque c'est le phénomène physique à la base de nouveaux concepts d'accélération à forts gradients de type CLIC [Ellis 01].

Enfin le *beam loading* a une importance toute particulière dans le régime d'auto injection. En effet, l'injection n'est limitée dans le temps qu'à cause des effets de

champs créés par le faisceau piégé. Ainsi, c'est le *beam loading* qui régule l'injection et permet d'obtenir des distributions quasi mono énergétiques dans le régime de la bulle.

Théorie linéaire

Dans le cadre de la théorie linéaire on peut calculer le champ de sillage créé par un faisceau d'électrons. Pour un faisceau de densité $n_b(r, \xi) = n_e \rho(r) f(\xi)$ le champ sur l'axe est décrit par :

$$E_z(0, \xi) = E_p k_p^3 \int_0^\infty r \rho(r) K_0(k_p r) dr \int_\infty^\xi f(\xi') \cos(k_p(\xi - \xi')) d\xi' \quad (4.1)$$

où K_0 est la fonction de Bessel modifiée de deuxième espèce.

La figure 4.19 représente un exemple de calcul. La partie a) représente l'onde de sillage excitée par le laser seul, on considère le cas $a_0 = 0.5$, $\tau_0 = 30$ fs et $n_e = 7 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$. La partie b) représente le champ excité par un faisceau d'électrons bigaussien de durée à mi hauteur $\tau_b = 10$ fs et de diamètre à mi hauteur $d_b = 4 \mu\text{m}$ et de densité $n_b = 0.11 n_e$ (soit une charge de 7 pC). La superposition des deux champs est représentée dans la partie c).

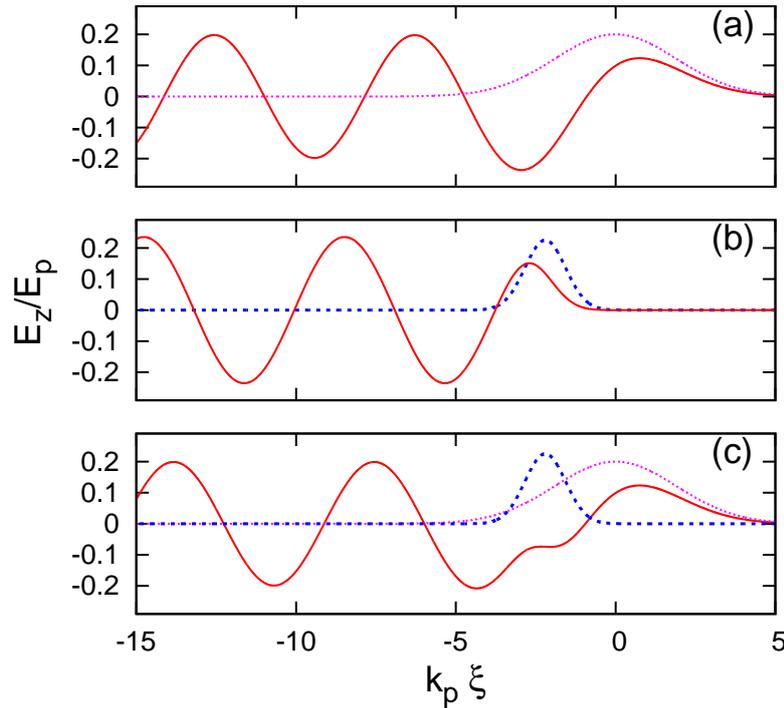


FIG. 4.19 – a) Onde de sillage non chargée, b) Onde de sillage excitée par un faisceau d'électrons, c) Onde de sillage chargée. Paramètres : $a_0 = 1$, $\tau_0 = 30$ fs, $n_e = 7 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$, $n_b = 0.11 n_e$, $\tau_b = 10$ fs, $d_b = 4 \mu\text{m}$

Cet exemple nous permet de constater plusieurs phénomènes. Premièrement, l'arrière du faisceau d'électrons voit un champ beaucoup plus faible que dans le

cas sans *beam loading* et gagne donc moins d'énergie. Les effets de *beam loading* vont donc diminuer l'énergie du faisceau. Le *beam loading* va également influencer la dispersion en énergie : on voit ainsi que dans le cas de l'onde chargée, le champ accélérateur est plus plat et permet d'accélérer les électrons de la même manière. Ainsi la dispersion en énergie sera meilleure que dans le cas sans *beam loading*. On qualifiera par la suite de charge optimale, la charge permettant d'avoir un champ plat. Enfin, ce processus fixe une limite ultime sur la charge pouvant être accélérée : en effet pour une certaine charge ou plutôt pour un courant limite, l'onde plasma générée par le paquet d'électrons va interférer négativement avec l'onde plasma du laser et certains électrons vont être décélérés, rendant de l'énergie au plasma.

Le calcul linéaire [Katsouleas 87] permet de déduire le courant limite du faisceau d'électrons qui peut être accéléré ainsi que la charge et la forme optimale du faisceau, en rampe, qui permet une accélération mono énergétique. Cependant, le cas linéaire n'est pas vraiment adapté à notre étude, étant donné que nous travaillons dans un régime proche de la bulle. La différence entre les deux régimes est fondamentale dans le cadre de l'injection optique. La majorité des électrons est en effet injectée près du seuil et se retrouve près du point d'équilibre instable $k_p \xi \simeq -3\pi/2$ pour lequel $E_z = 0$. Dans le cas linéaire, les électrons se retrouvent dans un domaine où le champ accélérateur est croissant (E_z à dérivée négative sur la figure 4.19) : les électrons situés à l'avant du paquet voient un champ accélérateur plus intense que ceux situés à l'arrière. Les effets de *beam loading* accentuent cette différence et la dispersion en énergie est compromise dès le début de l'accélération³.

Au contraire, dans le cas non linéaire, ce domaine est extrêmement réduit et tous les électrons se retrouvent rapidement à l'intérieur de la bulle dans laquelle le champ décroît linéairement. La différence de champ accélérateur entre l'avant et l'arrière du paquet peut alors être compensée par les effets de *beam loading*. Cette différence démontre l'intérêt de travailler dans un régime non linéaire pour l'injection optique. Notons que les simulations 1D se rapprochent sur ce point du cas linéaire et ne permettent en aucun cas de prédire la dispersion en énergie des faisceaux d'électrons injectés optiquement.

Théorie non linéaire

Il est donc particulièrement intéressant d'utiliser une théorie non linéaire du *beam loading*. Cette théorie a été très récemment développée par Tzoufras *et al.* [Tzoufras 08]. Elle se place dans le cadre théorique de l'étude de la bulle [Lu 06a] où l'accélérateur peut être décrit par le rayon de la bulle $r_b(\xi)$, de rayon maximal R_b . Dans le cas ultra relativiste $k_p R_b \gg 1$ on peut écrire le champ électrique

³Notons que cette zone n'est pas seulement défavorable du point de vue du *beam loading* car, dans la théorie linéaire, les champs transverse y sont également défocalisants.

comme :

$$E_z = -\frac{E_p}{2} k_p r_b \frac{dr_b}{d\xi} = \frac{k_p r_b}{2\sqrt{2}} \sqrt{\frac{16 \int^{k_p r_b} l(\zeta) \zeta d\zeta + C}{(k_p r_b)^4} - 1} \quad (4.2)$$

où C est une constante déterminée par continuité et $l(k_p r_b(k_p \xi))$ correspond à la densité linéique normalisée du faisceau d'électrons (tant que la dimension transverse est petite devant le rayon de la bulle, tout se passe comme si la charge était sur l'axe). Vu la définition de l , cette étude se restreint au cas où le rayon est monotone en fonction de ξ , mais cela correspond en fait à des charges en dessous de la limite ultime. En effet, $dr_b/d\xi = 0$ implique un changement de signe du champ électrique ($E_z > 0$), ce qu'il faut éviter.

On peut intégrer cette équation différentielle pour calculer le rayon et le champ accélérateur entre le centre $r_b = R_b$ pour lequel on connaît le champ accélérateur $E_z = 0$ et l'arrière de la bulle $r_b = 0$. La figure 4.20 montre le résultat de ce calcul pour plusieurs charges injectées pour des profils de densité gaussiens de longueur $\simeq 1\mu\text{m}$. On considère un rayon $k_p R_b = 3.4$ ce qui correspond à ce qu'on peut mesurer dans les simulations WAKE. Les électrons qui circulent autour de la bulle voient leurs trajectoires modifiées par le faisceau d'électrons. Ce changement de trajectoire va alors influencer le champ longitudinal.

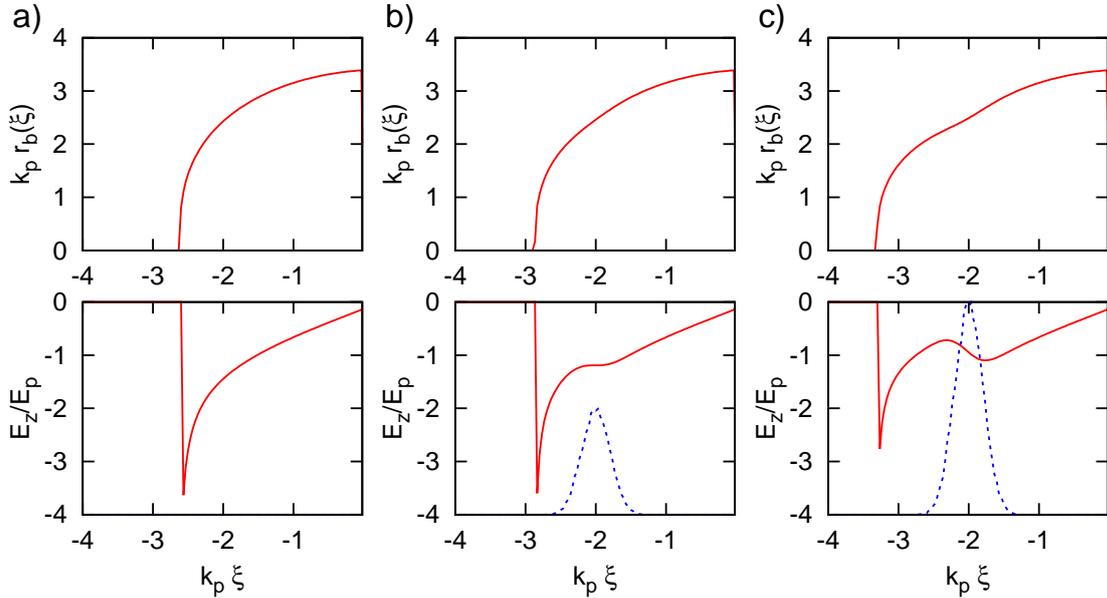


FIG. 4.20 – Bulles et champs électriques correspondants pour a) une charge nulle, b) une charge optimale c) une surcharge de l'onde plasma.

Rappelons ici que la charge optimale correspond à un aplatissement du champ électrique sur la longueur du paquet d'électrons et permet une accélération mono-énergétique. Si d'après [Tzoufras 08] le *beam loading* n'est optimisé que pour un profil en forme de rampe, un faisceau d'électrons en forme de créneau peut aplatir le champ localement pour une charge linéique correspondant à :

$$l_{\text{opt}}/l_0 = \frac{(k_p R_b)^4}{8(k_p r_{\text{inj}})^2} + \frac{(k_p r_{\text{inj}})^2}{8} \quad (4.3)$$

où r_{inj} est le rayon de la bulle à l'endroit ξ_{inj} où se situe le faisceau et $l_0 = 2\pi n_e k_p^2 = 2\pi m_e c^2 / e$ est la charge linéique normalisée, indépendante de la densité électronique. On peut voir la charge linéique dans le référentiel de la bulle comme un courant dans le référentiel du laboratoire, il s'exprimera alors en unités de $I_0 = cl_0 = I_{\text{Alfvén}}/2 \simeq 8.5 \text{ kA}$ ⁴.

Pour les paramètres de la figure 4.20, à savoir une position d'injection correspondant à $k_p(\xi_{\text{inj}} - \xi_{E_z=0}) = 2$ telle que $r_{\text{inj}} = 2.4$ et $E_{\text{inj}} = 1.4E_p$, la valeur du courant permettant un aplatissement local du champ longitudinal est de 30 kA.

Pour un faisceau gaussien, les électrons à l'avant du paquet commencent à déformer la bulle, aussi la valeur du courant optimal est légèrement inférieure. La figure 4.20.b, correspond ainsi à un courant de 25 kA.

4.4.2 Observables

Muni de la théorie développée précédemment, on peut s'interroger sur les méthodes et observables expérimentales permettant d'étudier les phénomènes de *beam loading* dans l'interaction laser plasma.

Nous avons déjà vu dans la partie 4.2 que l'injection optique était toute indiquée pour étudier les effets de *beam loading*. En effet, tout en conservant les mêmes paramètres de laser de pompe et de plasma (ce qui définit donc complètement la structure accélératrice), elle permet de tester différents chargements de l'onde plasma en y injectant plus ou moins d'électrons.

La façon naturelle de mettre en évidence les effets de *beam loading* serait de regarder l'évolution de la qualité spectrale en fonction de la charge injectée mais cette méthode n'est pas pertinente pour notre mécanisme d'injection. En effet, nous avons vu 4.2 que la réduction du volume d'injection se traduit de manière directe par une réduction de la dispersion en énergie initiale de notre faisceau d'électrons. Les importances mutuelles des deux phénomènes ne peuvent être décrites qu'à l'aide de simulations complètes, or dans ces simulations, la dispersion en énergie semble être le paramètre le moins robuste aux variations de conditions initiales. De plus, lors de l'expérience, la résolution des spectromètres limitaient la mesure de la dispersion en énergie aux valeurs supérieures à 5 %. C'est pourquoi nous nous intéresserons à d'autres manifestations de ces effets de chargement de l'onde plasma.

On s'attend à voir une diminution de l'énergie des électrons, une partie du faisceau voyant en effet le champ décélérateur produit par les électrons la précédant. De plus, du fait de la structure accélératrice, les électrons les plus énergétiques sont ceux situés les plus à l'arrière du faisceau et sont donc freinés par l'avant

⁴Rappelons que le courant d'Alfvén [Alfvén 39] permet d'exprimer le courant maximal d'un faisceau d'électrons se propageant dans le vide, au delà duquel le faisceau s'effondre sous l'effet des champs magnétiques qu'il génère. Pour des électrons relativistes $I_{\text{max}} = \gamma\beta I_{\text{Alfvén}}$.

du faisceau. On s'attend donc à voir une diminution de l'énergie maximale et de l'énergie du pic.

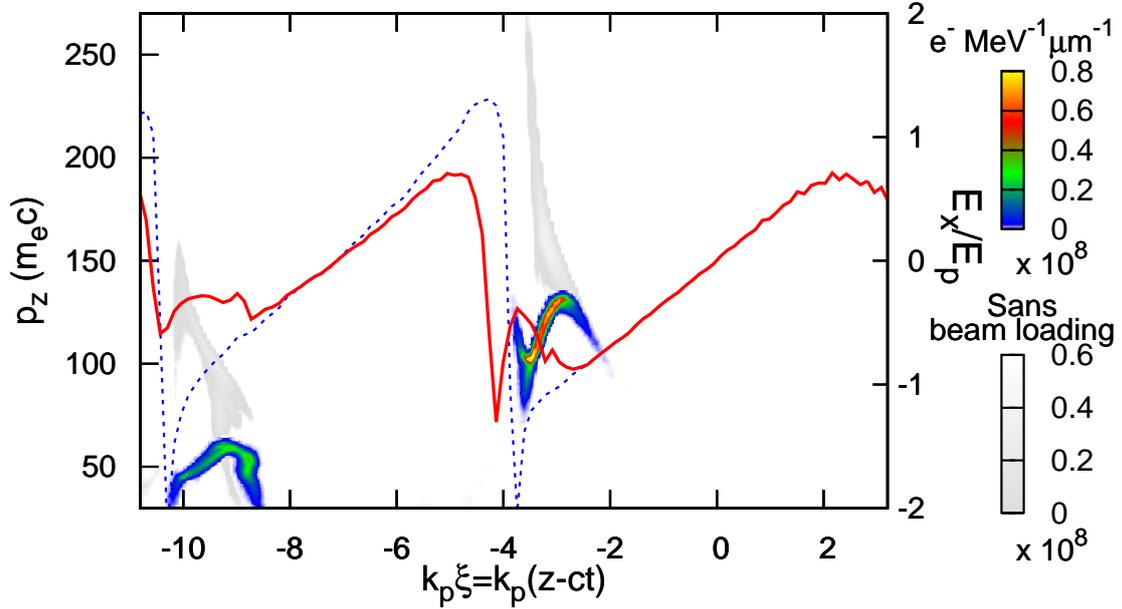


FIG. 4.21 – Espace des phases (ξ, p_z) des particules piégées, pour une simulation PIC 3D (couleur) et sans *beam loading* (gris pâle). Le champ électrique est également représenté pour chacun des deux cas (en rouge : champ PIC, en bleu : champ sans *beam loading*).

Pour s'en convaincre on peut considérer un instantané de l'espace des phases (ξ, p_z) du faisceau d'électrons représenté sur la figure 4.21 tel que calculé par une simulation PIC 3D, avec des paramètres similaires à ceux de l'expérience, à savoir $a_0 = 1.3$, $a_1 = 0.4$ et une densité de $7.5 \times 10^{18} \text{cm}^{-3}$. Pour isoler les effets de chargement de l'onde plasma, on représente également en gris pâle les résultats d'une simulation pour laquelle les effets de *beam loading* ont été artificiellement supprimés. Dans ces simulations, toutes les particules piégées d'énergie supérieure à 6 MeV sont considérées comme des particules tests, c'est-à-dire qu'elles ne génèrent pas de champs. Les champs longitudinaux sur l'axe sont également représentés pour les deux cas de figure.

Dans le cas sans *beam loading*, le faisceau d'électrons suit la description hamiltonienne développée dans la partie 1.5, les électrons situés à l'arrière de l'onde plasma sont sur les orbites les plus extérieures ou proches de la séparatrice et sont donc accélérés à de plus hautes énergies. D'une façon équivalente, ils voient un champ accélérateur plus élevé que les électrons qui les précèdent et sont donc les électrons les plus énergétiques du faisceau.

Dans le cas réaliste, avec *beam loading*, les premiers électrons sont à la même position dans l'espace des phases, en effet la causalité les empêche de voir des effets de *beam loading*. Par contre, les électrons qui les suivent, d'énergie supérieure, voient un champ accélérateur inférieur au cas sans *beam loading*. Les effets de

beam loading vont donc faire baisser l'énergie maximale ainsi que l'énergie du pic du faisceau d'électrons.

Une première observable expérimentale sera donc la variation de l'énergie des électrons avec la charge piégée. Rappelons qu'à l'effet de *beam loading* se rajoute un effet d'injection dans des orbites plus internes et donc moins énergétiques. Les contributions relatives seront explicitées à l'aide de simulations. Ce critère est par contre assez robuste face aux variations du laser de pompe : en effet un accroissement de l'intensité du laser de pompe se traduira normalement par une augmentation de la charge piégée mais aussi, si on néglige les effets de *beam loading*, par une onde plasma plus intense et donc une accélération plus importante. Ainsi, une diminution de l'énergie avec la charge ne peut être due aux variations d'intensité du laser de pompe.

Un autre effet du *beam loading*, bien visible sur la figure 4.21, est l'amortissement du champ accélérateur de la deuxième période de l'onde plasma dans le cas avec *beam loading*. Cette réduction d'amplitude va avoir une influence sur le piégeage des électrons dans les périodes suivantes de l'onde plasma. Il est tout d'abord intéressant de noter que les électrons accélérés dans la première période sont bien séparés en énergie, ce qui nous permet de discriminer, à partir du spectre seul, les électrons accélérés dans la première période et dans les périodes suivantes. De plus, nous opérons toujours dans un régime où l'auto injection est négligeable, ce qui permet d'affirmer que tous les électrons du spectre, non contenus dans le pic le plus énergétique, sont des électrons chauffés pendant la collision et accélérés dans des périodes suivantes de l'onde plasma. Ces électrons ne sont pas piégés dans la première période de l'onde principalement à cause de l'inhibition d'onde de sillage 2.3. Elle empêche certains électrons, ayant pourtant une énergie suffisante, d'être effectivement piégés car ils sont dans une zone où l'onde plasma n'existe pas. Ces électrons, en mouvement libre, vont finalement sortir de cette zone inhibée et pourront être piégés dans les périodes suivantes de l'onde plasma. Cependant si les effets de *beam loading* sont trop importants, ils vont réduire drastiquement l'amplitude de l'onde plasma et empêcher cette injection différée.

Expérimentalement on pourra donc comparer la charge piégée dans la première onde plasma (qui d'après les simulations est bien séparée spectralement de la charge piégée dans les périodes suivantes) à la charge piégée dans le reste du spectre.

4.4.3 Résultats expérimentaux

Nous allons donc commencer par regarder si, expérimentalement, l'énergie du faisceau d'électrons diminue quand on injecte plus de charge dans la première période plasma (ou de manière équivalente dans le pic de haute énergie). Pour cela, on va utiliser deux jeux de données obtenues avec $a_0 = 1.5$, $a_1 = 0.4$ dans le jet de gaz de 3 mm avec une densité de $n_e = 5.7 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$. Le premier correspond aux données présentées sur la figure 3.19, à une position de collision de $z_{\text{coll}} = -400 \text{ }\mu\text{m}$ où on peut voir des fluctuations de charge et d'énergie, liées

principalement aux fluctuations de pointé et d'énergie du laser. Le deuxième jeu de données est obtenu pour $z_{\text{coll}} = -250 \mu\text{m}$ en faisant varier a_1 et en forçant donc une variation de la charge injectée.

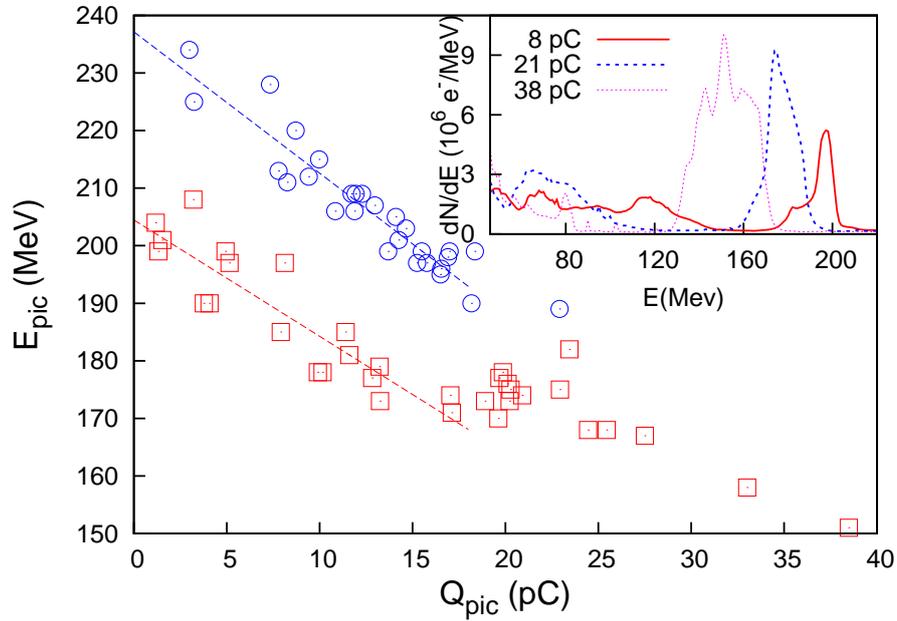


FIG. 4.22 – a) Evolution des spectres pour différentes amplitudes du faisceau d'injection, permettant l'injection de charges différentes. b) Evolution de l'énergie du pic en fonction de la charge piégée. Les carrés rouges correspondent à des données obtenues en faisant varier a_1 , les cercles bleus aux données présentées dans la figure 3.19.

L'encart de la figure 4.22 représente les spectres caractéristiques obtenus dans le deuxième cas. Elle montre clairement une décroissance de l'énergie en fonction de la charge piégée. L'énergie du pic de la composante mono énergétique passe en effet de 197 MeV pour une charge de 8 pC (obtenue pour $a_1 = 0.1$) à 151 MeV pour une charge de 38 pC (obtenue pour $a_1 = 0.4$).

La figure 4.22 représente l'énergie du pic en fonction de la charge pour tous les points des deux jeux de données et confirme très clairement la corrélation forte entre l'énergie et la charge piégée dans le pic. Pour les faibles charges, on peut même extraire une relation linéaire entre charge et énergie. Quand on les normalise par la distance d'accélération (1.45 mm et 1.3 mm), on obtient des pentes similaires : 1.7 GV/m/pC pour l'injection à $z_{\text{coll}} = -400 \mu\text{m}$ (cercles) et 1.55 GV/m/pC pour l'injection à $z_{\text{coll}} = -250 \mu\text{m}$ (carrés). Nous avons par ailleurs vérifié qu'il n'y avait pas de corrélation directe entre la position d'injection, telle que mesurée sur le diagnostic d'émission top-view, et l'énergie des faisceaux d'électrons. Ces corrélations ne sont donc pas dues à des fluctuations de pointé.

L'encart de la figure 4.22 donne également l'évolution typique de la dispersion en énergie. Pour les faibles charges, la dispersion en énergie reste faible et proche de la résolution du spectromètre (5 %). Pour des charges plus importantes, ici

au dessus de 25 pC, la dispersion en énergie se dégrade fortement et des sous structures apparaissent dans le pic du spectre.

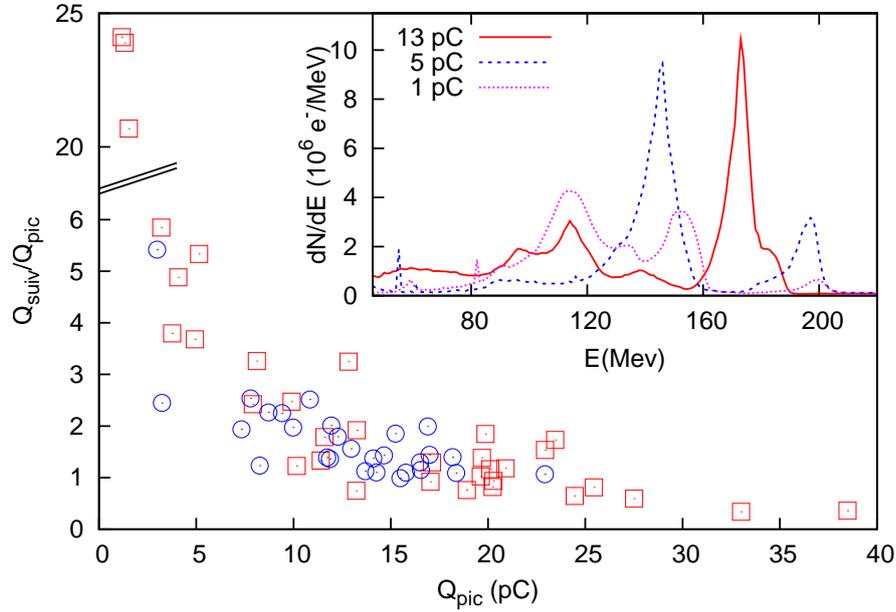


FIG. 4.23 – a) Evolution des spectres pour différentes valeurs du faisceau d’injection et de charge. b) Evolution du rapport $Q_{\text{suiv}}/Q_{\text{pic}}$ en fonction de la charge piégée. Les carrés rouges correspondent aux données obtenues en faisant varier a_1 , les cercles bleus aux données présentées dans la figure 3.19.

On peut aussi considérer le deuxième critère proposé, c’est-à-dire regarder s’il y a une corrélation entre la charge du pic de haute énergie avec la charge à basse énergie, qui constitue un bruit de fond. L’encart de la figure 4.23 montre des spectres, provenant du jeu de données avec a_1 variable, obtenus pour des faibles charges, où on voit clairement l’apparition de charge à basse énergie quand la charge dans le premier pic diminue. Ici par exemple, pour le tir présenté de charge 1 pC dans la composante quasi mono énergétique de haute énergie, on voit apparaître deux autres pics dans la distribution interprétés comme des électrons piégés dans la deuxième et troisième période de l’onde plasma ; alors que pour le tir avec une charge de 13 pC contenue dans le premier pic, la majorité des électrons visibles sur le spectromètre est accélérée à haute énergie. La figure 4.23 représente l’évolution du rapport $Q_{\text{suiv}}/Q_{\text{pic}}$ en fonction de Q_{pic} où Q_{pic} est la charge contenue dans la composante mono énergétique de haute énergie et Q_{suiv} est la charge contenue dans le reste de la distribution (toujours au dessus de 45 MeV). Ce rapport, mesure du bruit de fond de notre accélérateur, décroît clairement avec la charge piégée dans le pic, comme on peut s’y attendre d’après les effets de *beam loading*. Cette évolution est très générale, et visible sur quasiment tous les tirs effectués pendant la campagne expérimentale.

4.4.4 Simulations

Ces deux observations mettent en évidence les effets du *beam loading* mais pour aller plus loin dans leur compréhension et comprendre notamment comment ils se conjuguent avec le changement de volume d'injection, nous avons besoin de simulations. Pour modéliser le tout de façon réaliste, des simulations 3D PIC avec le code CALDER ont été faites avec des paramètres proches de l'expérience : une amplitude normalisée $a_0 = 1.3$, une densité de $n_e = 7.5 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ et une position de collision assez précoce $z_{\text{coll}} = -725 \mu\text{m}$ pour avoir des charges piégées similaires à celles de l'expérience. Ces simulations ont été faites pour plusieurs valeurs d'amplitude de laser d'injection, de $a_1 = 0.05$ à $a_1 = 0.4$. Pour limiter le temps de calcul, ces simulations sont arrêtées après $300 \mu\text{m}$, aussi l'énergie finale des électrons, de l'ordre de 70 MeV , ne correspond pas aux valeurs expérimentales. De même, la rotation dans l'espace des phases n'a pas lieu complètement et les résultats obtenus sur la dispersion en énergie ne sont pas sensés correspondre exactement à l'expérience. Ces simulations permettent cependant de reproduire de façon fidèle l'augmentation du volume d'injection et donnent une bonne idée de la façon dont les spectres évoluent.

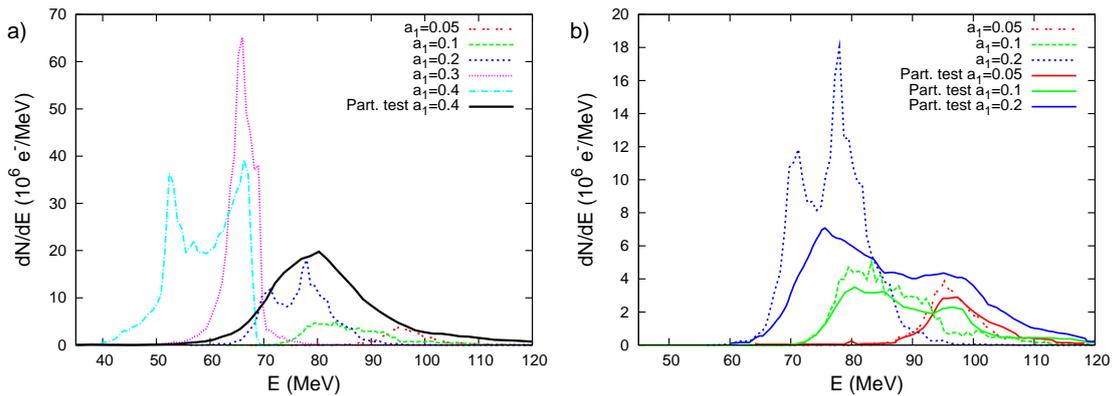


FIG. 4.24 – a) Evolution des spectres simulés pour des valeurs du laser d'injection allant de $a_1 = 0.05$ à $a_1 = 0.4$. Le spectre correspondant à la simulation avec particules test et $a_1 = 0.4$ est aussi représenté. b) Zoom sur les faibles valeurs du faisceau d'injection et faibles charges. Les spectres obtenus dans les simulations sans *beam loading* sont représentés par des courbes pleines.

La figure 4.24.a montre l'évolution des spectres simulés pour des lasers d'injection d'amplitude allant de $a_1 = 0.05$ à $a_1 = 0.4$. Elles confirment tout d'abord l'augmentation de la charge avec l'amplitude du laser d'injection mise en évidence dans les simulations 1D (section 2.4.2) et dans les expériences (section 4.2). Elles montrent également clairement la diminution de l'énergie du faisceau d'électrons avec la charge piégée.

Pour expliquer plus en détail l'évolution des spectres, on se concentre tout d'abord sur les faibles valeurs du laser d'injection et donc sur les faibles charges, pour lesquelles le *beam loading* n'introduit pas d'inversion du champ électrique

(E_z est monotone en fonction de ξ). Si le champ électrique reste monotone alors les électrons les plus énergétiques sont toujours situés à l'arrière du paquet. Ce sont donc les électrons les plus énergétiques qui seront ralentis par le *beam loading*. On s'attend donc à une modification de la coupure haute énergie des spectres par les effets de *beam loading*.

La figure 4.24.b représente ces spectres obtenus pour de faibles charges injectées et montre que les coupures basses et hautes en énergie sont modifiées quand on change la valeur de a_1 .

Pour distinguer les effets directs de modification de volume d'injection (qui vont permettre de charger des orbites plus internes et moins énergétiques) des effets de *beam loading*, nous allons utiliser les simulations avec particules tests, représentées par des courbes pleines. Dans ces simulations l'injection est modélisée de la même façon que dans les simulations « normales » mais les effets de *beam loading* sont supprimés. Elles permettent donc de voir les modifications du volume d'injection seul. On constate que pour tous les spectres avec particules tests la coupure à haute énergie du spectre est la même. Ceci s'explique par le fait que les orbites les plus proches de la séparatrice, et donc les plus faciles à charger, sont remplies de la même manière pour tous les a_1 . Par contre, comme prévu, quand on augmente a_1 et par conséquent le chauffage, on peut piéger des électrons dans des orbites plus internes, qui permettent un gain d'énergie moins important. C'est pourquoi, quand on augmente le volume d'injection, des électrons de plus basses énergie peuvent être accélérés et on voit clairement que la coupure basse énergie du spectre change avec le volume d'injection. En conclusion, l'utilisation de ces simulations avec particules test nous permet d'affirmer que le volume d'injection n'influence que la coupure basse énergie du spectre.

Les variations de la coupure haute énergie du spectre ne sont donc imputables qu'aux seuls effets de *beam loading*. Ces variations, visibles non seulement sur les spectres des simulations « normales » mais aussi dans l'expérience (voir l'encart de la figure 4.22) sont donc une signature claire du *beam loading*.

Les simulations nous permettent également de chiffrer l'influence relative des deux mécanismes sur l'évolution de l'énergie du pic, on peut estimer que la moitié de la variation est due au changement de volume, la moitié au *beam loading*. La figure 4.25.a représente l'évolution de l'énergie du pic en fonction de la charge dans les simulations, et montre encore une dépendance linéaire entre les deux paramètres pour les faibles charges. Le champ électrique de *beam loading* dans les simulations vaut donc la moitié de la pente, c'est-à-dire 1 GV/m/pC. Dans l'expérience, en supposant la même importance relative des deux phénomènes, le champ électrique de *beam loading* serait donc de 0.8 GV/m/pC ce qui est raisonnablement proche du résultat des simulations.

Si on regarde l'évolution du rapport de charges entre les électrons piégés dans les périodes suivantes de l'onde plasma, pour des électrons d'énergie supérieure à 10 MeV, et la première période, tel que représenté figure 4.25, on retrouve également le comportement expérimental. Ce rapport, mesure du bruit de fond de

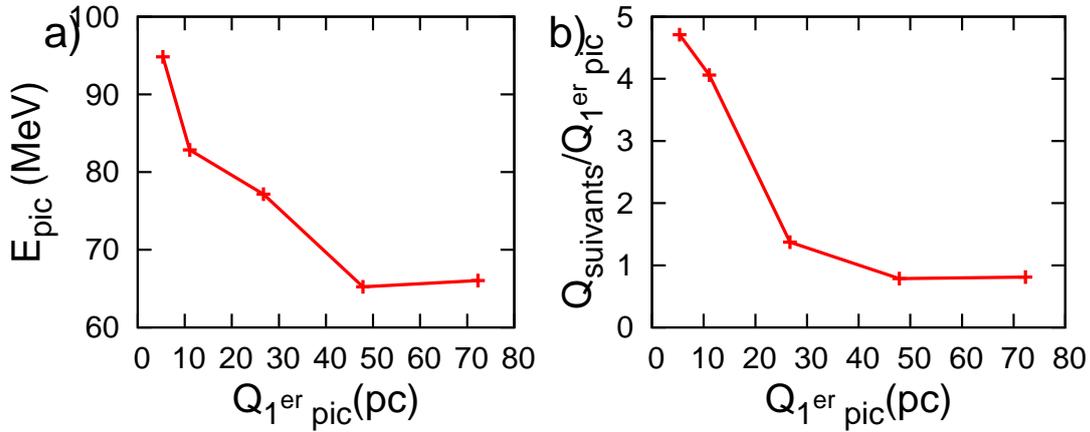


FIG. 4.25 – Résultats des simulations : a) variation de l'énergie en fonction de la charge, b) variation du rapport $Q_{\text{suiv}}/Q_{\text{pic}}$ en fonction de la charge.

notre accélérateur, décroît quand la charge et les effets de *beam loading* deviennent plus importants.

4.4.5 Charge optimale et dispersion en énergie

Les simulations effectuées avec des charges plus importantes nous permettent de trouver une signature de la charge optimale. Les cas $a_1 = 0.3$ et $a_1 = 0.4$ correspondent en effet à des cas où la charge est trop importante, c'est-à-dire pour laquelle le champ électrique s'inverse (E_z n'est plus monotone) et amène à une évolution différente du spectre. Les électrons à l'arrière du paquet sont en effet tellement décélérés qu'ils deviennent moins énergétiques que les électrons qui les précèdent. La situation est donc inversée par rapport au cas précédent : les électrons qui voient le plus les effets de *beam loading* sont désormais les électrons les moins énergétiques. Ainsi c'est plutôt la coupure basse énergie qui va être influencée par le *beam loading*. Par contre, comme les électrons énergétiques, qui forment le pic de haute énergie dans les spectres, sont à l'avant, ils ne peuvent pas, par causalité, ressentir les effets de *beam loading*. Ainsi le changement de coupure à haute énergie ne peut être imputé qu'au changement de volume d'injection. Ce comportement différent explique le changement de pente dans les courbes 4.25.a vers 50 pC, qui rappelle le changement de pente constaté sur la courbe expérimentale, figure 4.22 à 20 pC. Ce changement de pente intervient quand le champ électrique devient plat et donc quand la charge est optimale.

C'est bien ce qu'on constate dans les simulations, qui montrent le spectre le plus fin pour $a_1 = 0.3$ et $Q = 48$ pC. Dans l'expérience, le fait que la dispersion en énergie croisse rapidement pour des charges supérieures à 20 pC, et que des sous structures commencent à apparaître dans le pic de haute énergie, confirme également cette interprétation.

Cette dégradation de la dispersion en énergie est encore plus visible sur des données prises dans les mêmes conditions mais en faisant varier la position d'injection. On arrive en effet à injecter plus de charge et les effets de *beam loading* sont alors encore plus visibles. La figure 4.26.a représente deux spectres pour une position de collision de $z_{\text{coll}} = -100 \mu\text{m}$. Le premier, de charge 23 pC, est fin, sa dispersion en énergie relative étant de 6 %. Pour une charge bien supérieure de 100 pC, à la même position d'injection, le spectre montre une structure avec un pic à haute énergie et un plateau, de façon similaire au cas $a_1 = 0.4$ simulé. Dans ce cas, la dispersion en énergie est beaucoup plus importante et atteint 50 %⁵.

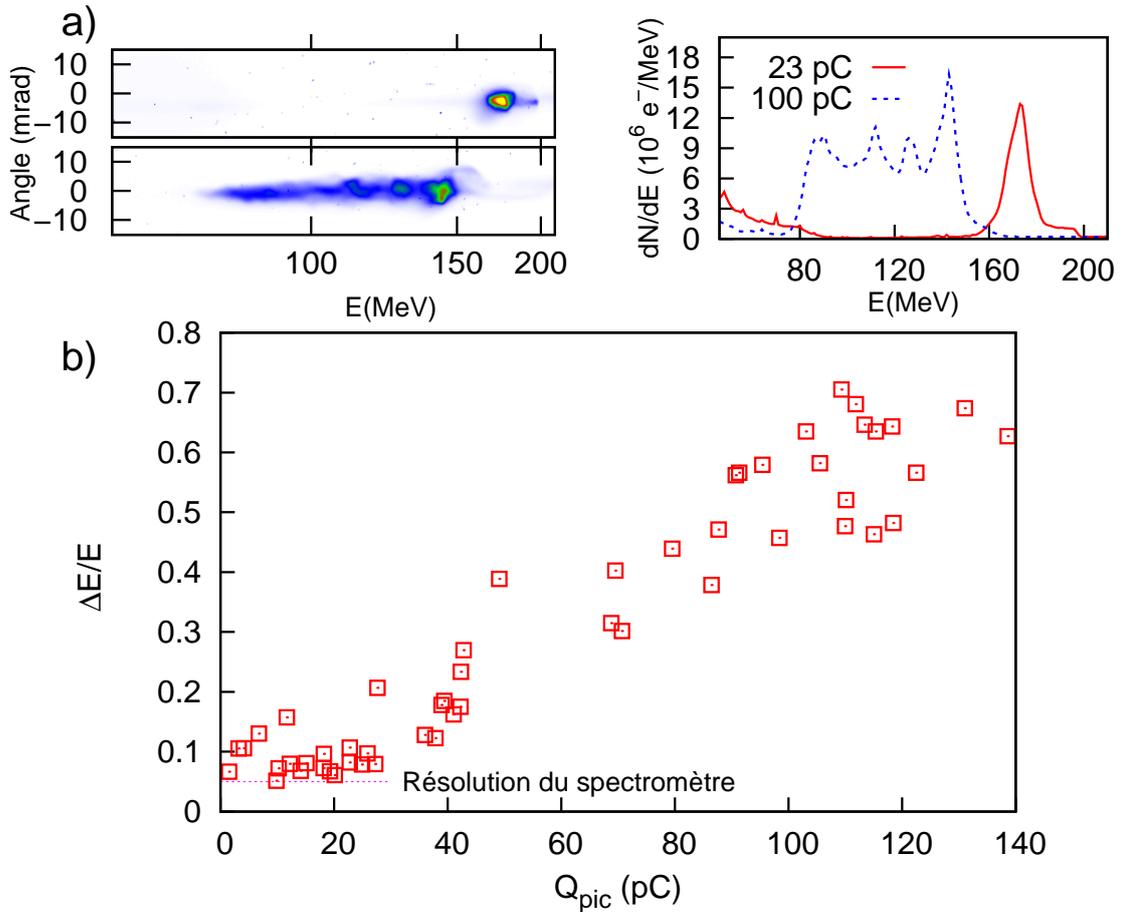


FIG. 4.26 – Evolution de la dispersion en énergie avec la charge : a) deux tirs pris à $z_{\text{coll}} = -100 \mu\text{m}$. b) Evolution globale pour toutes positions de collision.

Ce comportement est systématique comme le montre la figure 4.26.b, qui résume les caractéristiques de faisceaux produits pour différentes positions d'injection, permettant ainsi d'importantes variations de charge. Pour les charges supérieures à 20 pC, un plateau vers les basses énergies apparaît et la dispersion

⁵Pour ces spectres non piqués, on ne considère plus la dispersion en énergie à mi hauteur comme définie dans la section 3.4.2 mais la largeur totale du plateau du spectre. Cette définition s'appliquera également pour la figure 4.30.

en énergie relative croît linéairement (et irrémédiablement) avec la charge. On peut comprendre cette évolution de la façon suivante : pour des charges inférieures à la charge optimale, une augmentation du volume d'injection se traduit à la fois par une plus forte dispersion en énergie initiale mais aussi par un aplatissement plus fort du champ qui va réduire la dispersion en énergie. Ces deux effets se compensent plus ou moins et permettent d'avoir une dispersion en énergie constante en fonction de la charge injectée. Pour des charges supérieures à la charge optimale, les effets de *beam loading* ne contre balancent plus l'accroissement de la dispersion en énergie initiale du faisceau, au contraire, ils contribuent à la dégrader pendant l'accélération.

4.4.6 Comparaison avec le modèle théorique non linéaire

Il est intéressant de comparer les résultats obtenus dans l'expérience et dans les simulations PIC avec le modèle théorique non linéaire dérivé de [Tzoufras 08] (déjà présenté dans la section 4.4.1). Le modèle permet de calculer le champ pour une distribution linéique de charge donnée. Il est donc facile de partir d'une distribution initiale de particules, de densité connue et de les faire avancer dans le champ calculé. A chaque itération, on peut, à partir des positions des particules, calculer la nouvelle densité, et donc le champ plasma, si on suppose que le rayon de la bulle reste constant au cours de la propagation. Cette dernière hypothèse semble être vérifiée, du moins au premier ordre, d'après les figures 4.6. Ce modèle va nous permettre de calculer les spectres des faisceaux d'électrons après accélération, en tenant compte des effets de *beam loading* et des effets de déphasage du faisceau. Dans [Tzoufras 08] les effets de déphasage ne sont pas pris en compte, car le faisceau excitateur est un faisceau d'électrons ultra relativiste. Cependant la théorie démontre que la charge ou le courant optimal dépend de la phase dans laquelle est située le faisceau. Il sera donc intéressant de voir si le déphasage reste compatible avec une accélération mono énergétique. Comme pour la figure 4.20, on considère un rayon de bulle $k_p R_b = 3.4$ et des faisceaux d'électrons gaussiens de taille longitudinale à mi hauteur $1 \mu\text{m}$ (soit une durée de 3.3 fs). Le volume d'injection est fixe et la position initiale du faisceau ξ_{inj} est choisie arbitrairement à $2k_p^{-1} \simeq 4 \mu\text{m}$ du point de champ nul. Pour simuler l'injection, on injecte des électrons avec une impulsion $p_z/m_e c = 4 + k_p/2(\xi_{\text{inj}} - \xi)$ ⁶. On considère ainsi dans un premier temps une émittance longitudinale du paquet d'électrons nulle. Enfin, on prend une densité (qui n'a d'importance que pour la vitesse de phase de l'onde) de $n_e = 7 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$. Après $300 \mu\text{m}$ on obtient les spectres représentés figure 4.27.

Ces spectres sont très similaires à ceux obtenus par les simulations PIC 3D, du moins de manière qualitative. On peut vérifier que pour les faibles charges c'est principalement la coupure haute énergie du spectre qui varie avec le *beam loading*.

⁶la dérive en énergie permet de rendre compte du fait que les électrons ne sont pas tous injectés au même moment, et permet de se rapprocher des distributions visibles par exemple sur la figure 2.22.

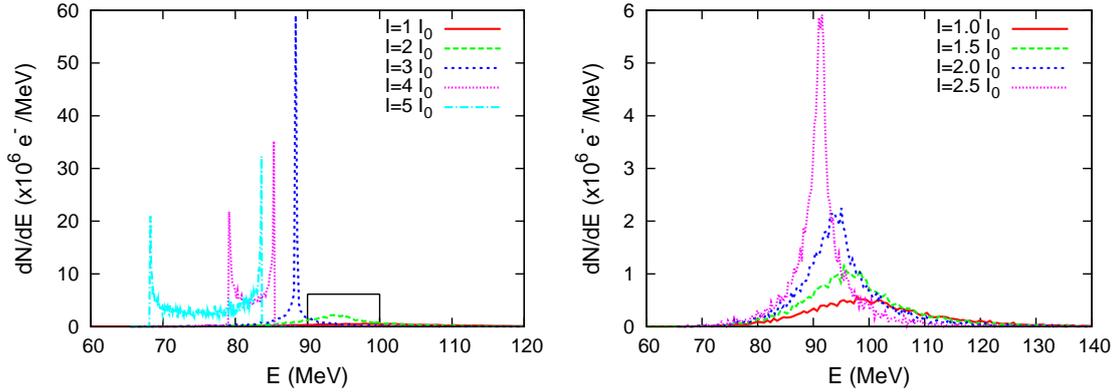


FIG. 4.27 – a) Spectres obtenus par la théorie non linéaire pour différentes valeurs de courant (normalisé à $I_0 = 8.5$ kA). b) Zoom sur les faibles charges.

On voit également que le *beam loading* permet de reproduire les spectres à double pic calculés dans le cas pic 3D pour $a_1 = 0.4$ et présents dans tous les spectres de la figure 4.26.b pour des charges supérieures à 20 pC. Ces pics s'expliquent par l'accumulation des électrons aux deux positions où la dérivée du champ est nulle.

En se basant sur cette similarité entre les simulations réduites et les simulations PIC, on peut essayer de faire quelques études paramétriques avec le code réduit qui est à peu près 10^6 fois plus rapide. On peut notamment regarder dans le détail l'évolution de la dispersion en énergie.

La caractéristique la plus frappante de la figure 4.27 est la possibilité d'obtenir un spectre très fin de dispersion en énergie relative inférieure au pourcent ($\simeq 0.1\%$ à mi hauteur) quand le *beam loading* est optimisé. Les principales questions que l'on peut se poser sont les suivantes : quelle précision/stabilité de la charge est requise pour avoir une accélération mono énergétique ? quelle est l'influence du déphasage ? quelle est la sensibilité de cette valeur à la dispersion en énergie initiale ?

- D'après les simulations, si la charge varie de moins de 10% autour de la charge optimale, on peut toujours avoir une dispersion en énergie inférieure au pourcent. On peut donc supposer qu'avec un laser plus stable et donc des paramètres d'injection plus stables on pourra améliorer la dispersion en énergie.
- La charge optimale est dépendante de la position des électrons dans l'onde plasma, on peut donc légitimement se demander si le déphasage ne va pas faire croître la dispersion en énergie. La figure 4.28.a) montre que le déphasage n'est pas si critique. Des électrons peuvent être accélérés sur 1.4 mm (à des énergies de 250 MeV) avec des dispersions en énergie de 0.4 %. Pour des longueurs d'accélération plus importantes, on peut de toute façon sous-charger l'onde initialement de sorte que moyenné sur la longueur totale d'accélération le champ soit constant sur tout le faisceau.

- On peut prendre des distributions d'impulsion initiales plus réalistes et plus larges initialement et voir quelle en est l'influence sur la dispersion en énergie optimale. D'après la figure 4.28.b pour une distribution de largeur initiale 1 MeV (à une énergie de 4 MeV), qui correspond à peu près à la dispersion en énergie constatée dans les simulations 1D, la dispersion minimale après une accélération sur 300 μm n'est plus que de l'ordre de 2 %.

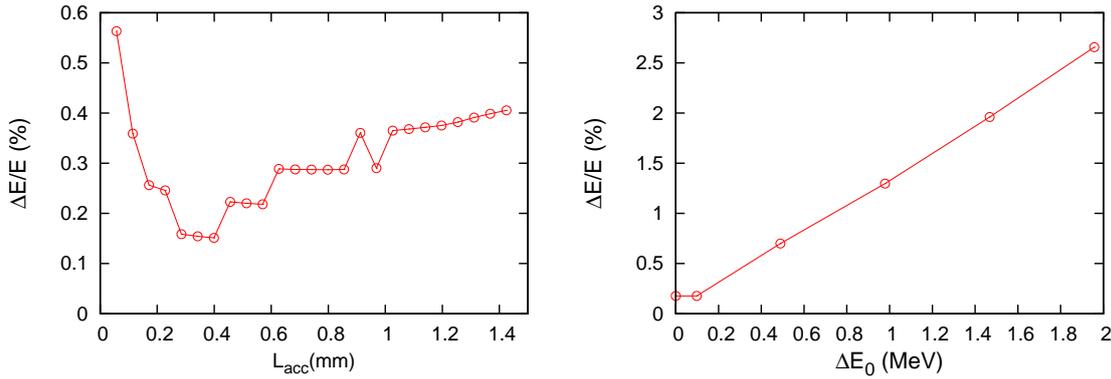


FIG. 4.28 – Evolution de la dispersion en énergie finale pour une charge optimale ($I = 2.9I_0$). a) En fonction de la distance d'accélération. Les électrons commencent à être déphasés pour $L_{acc} = 1.8$ mm. b) En fonction de la dispersion en énergie initiale (pour des électrons de 2 MeV) et pour $L_{acc} = 300 \mu\text{m}$.

Cette dernière considération démontre que pour atteindre des dispersions en énergie inférieures au pourcent, il faut précisément contrôler la dispersion en énergie initiale du faisceau. On peut pour cela opérer plus près du seuil d'injection, à la condition que la charge soit optimale. On peut aussi utiliser des schémas d'injection froide [Davoine 09] qui limitent la dispersion initiale des électrons.

L'optimal étant bien défini dans ces simulations, nous pouvons aussi tester la pertinence du critère de changement de pente de $E = f(Q)$. La figure 4.29 représente l'énergie finale en fonction du courant initial, l'optimum étant autour de $I = 3I_0$ soit $\simeq 25\text{kA}$. Même sans prendre en compte les variations de volume d'injection, la rupture de pente est visible autour de l'optimum ce qui renforce la validité du critère proposé.

La figure 4.30 représente la dispersion en énergie en fonction du courant, le cas du courant optimal précédemment traité étant proche de $I = 3I_0$. Les cas avec courant faible ne sont pas propices à l'accélération d'électrons de façon mono énergétique. Ceci peut cependant être compensé par une rotation complète dans l'espace des phases.

Dans l'expérience, le volume d'injection évolue en même temps que la charge. Les simulations PIC nous apprennent notamment que la durée du faisceau d'injection décroît quand le volume d'injection diminue. Ainsi la durée du paquet d'électrons est de 4 fs pour $a_1 = 0.3$ (48 pC) mais n'est plus que de 0.8 fs pour

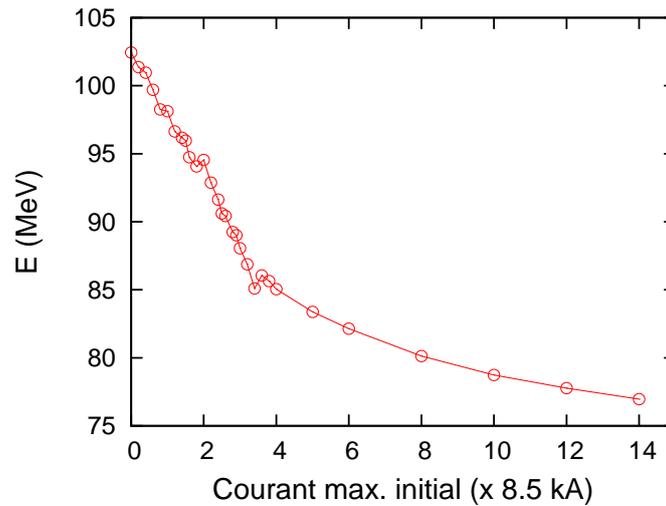


FIG. 4.29 – Variation de l'énergie finale (après 300 μm d'accélération) en fonction du courant.

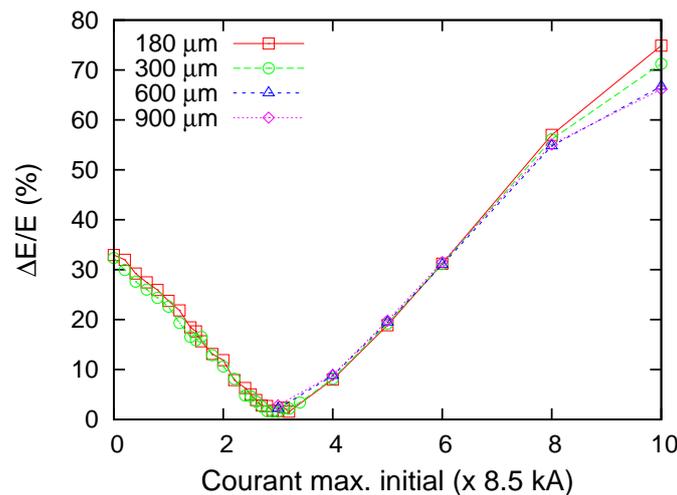


FIG. 4.30 – Evolution de la dispersion en énergie en fonction du courant initial pour plusieurs distances d'accélération.

$a_1 = 0.05$ (5 pC injectés). Cela aura pour conséquence : i) de conserver un courant important, même avec des charges plus faibles. ii) d'accélérer un faisceau d'électrons moins étendu dans la phase de l'onde plasma et voyant donc une variation de champ électrique plus faible sur sa longueur. C'est pourquoi dans les simulations PIC et l'expérience, la dispersion n'est pas dégradée pour des faibles charges, contrairement à ce que représente la figure 4.30, qui suppose une durée du paquet d'électrons constante.

L'étude des cas à forts courants initiaux, pour lesquels on a une structure en plateau, montre que la dispersion en énergie relative est indépendante de la durée d'accélération. Cela s'explique par le fait que la différence de champ accélérateur entre l'avant et l'arrière du faisceau reste constante et justifie, après coup, le

choix de représenter la dispersion en énergie relative dans la figure 4.26 pour des données à énergie variable. On constate de plus que cette longueur de plateau croît linéairement en fonction du courant, de manière similaire à la figure 4.26.

Ce code, bien que réduit, permet de retrouver les tendances des résultats expérimentaux sur l'évolution de l'énergie, des spectres et de la dispersion en énergie des faisceaux d'électrons. Il permet en outre de montrer qu'avec un *beam loading* optimisé et une dispersion en énergie initiale suffisamment faible (< 1 MeV), des dispersions en énergie de l'ordre du pourcent peuvent être atteintes. Nous présenterons dans la dernière partie de ce chapitre des résultats expérimentaux confirmant ce résultat.

4.4.7 Forme de faisceau

Nous venons de voir que les effets de *beam loading* sont fortement dépendants du courant ou de la densité longitudinale des électrons relativistes. On peut donc renverser le problème et essayer de déduire la forme du faisceau à partir des quantités expérimentales mesurées, à savoir le champ décélérateur dû au *beam loading* et la charge optimale.

Théorie linéaire

Dans la théorie linéaire, on peut calculer pour toute forme de faisceau le champ de sillage décélérateur et donc la perte d'énergie. En prenant des faisceaux gaussiens, on peut supposer que la variation d'énergie du pic est due au champ décélérateur vu par le maximum de la distribution. Muni de cette hypothèse, on peut calculer l'espace des paramètres (d_b, τ_b) , les diamètre et durée (à mi-hauteur) du faisceau d'électrons, permettant de retrouver des champs décélérateurs de l'ordre du $\text{GV}\cdot\text{m}^{-1}\text{pC}^{-1}$.

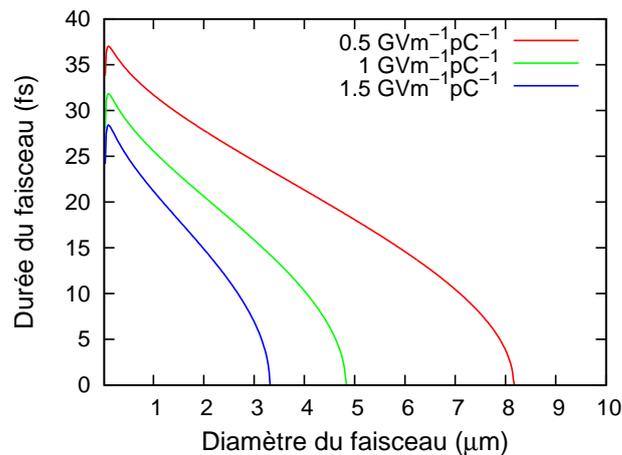


FIG. 4.31 – Modèle linéaire : formes de faisceaux permettant d'avoir des champs décélérateurs de 0.5, 1, 1.5 $\text{GV}\cdot\text{m}^{-1}\text{pC}^{-1}$ pour une densité plasma $n_e = 7 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$.

La figure 4.31 représente les courbes (d_b, τ_b) permettant d'obtenir des champs décélérateurs sur l'axe vus par le maximum de distribution des électrons de 0.5, 1 et 1.5 GV.m⁻¹pC⁻¹. Pour générer les champs mesurés de 1 GV.m⁻¹pC⁻¹, le faisceau doit donc nécessairement mesurer moins de 5 μm de diamètre et durer moins de 30 fs. Ces bornes supérieures sont bien au dessus des valeurs données par les simulations PIC qui donnent un diamètre typique (à mi-hauteur) de 2 μm et une durée (à mi-hauteur) de 4.2 fs pour $a_1 = 0.3$. Cette différence n'est pas étonnante car nous savons être dans un régime non linéaire, dans lequel l'onde plasma est moins perturbée par le *beam loading* que dans le cas linéaire. Pour avoir les mêmes effets de *beam loading* dans le cas non linéaire, on doit donc avoir des densités de faisceaux plus importantes. Regardons maintenant ce que peut nous apprendre la théorie non linéaire.

Théorie non linéaire

La théorie non linéaire permet, si on connaît le rayon de la bulle et la position d'injection, de retrouver la durée du faisceau à partir de la charge optimale. Cependant, ces valeurs ne sont accessibles que via des simulations et la méthode est donc assez peu intéressante. On peut par contre dériver une estimation basique de la durée du faisceau en utilisant uniquement les valeurs expérimentales mesurées. On suppose que dans la bulle non chargée, le champ varie approximativement linéairement avec la phase comme pour une sphère [Lu 06a] $E_z = \alpha(\xi - \xi_{E_z=0})$ ⁷ où α est une constante ce qui semble vérifié dans les simulations PIC (voir figure 4.21). Dans le cas optimal, au contraire, nous savons que le champ électrique est constant sur la durée du faisceau. On peut alors comparer le gain d'énergie d'un électron situé à l'arrière du paquet d'électrons, de phase initiale ξ_1 , dans une onde de sillage non chargée, au gain d'énergie dans une onde de sillage chargée de façon optimale. Dans le premier cas, le gain d'énergie s'écrit :

$$\gamma_1 = \alpha \left(2\xi_1 + \frac{l_{\text{acc}}}{2\gamma_p^2} \right) \frac{l_{\text{acc}}}{4\gamma_p^2}$$

où l_{acc} est la longueur d'accélération

Dans le deuxième cas, comme le champ est constant sur la longueur du paquet $\Delta\xi$, le gain d'énergie de l'électron à l'arrière est le même que celui de l'électron situé à l'avant à la phase $\xi_2 = \xi_1 + \Delta\xi$. Dans ce cas on a donc :

$$\gamma'_1 = \gamma_2 = \alpha \left(2\xi_2 + \frac{l_{\text{acc}}}{2\gamma_p^2} \right) \frac{l_{\text{acc}}}{4\gamma_p^2}$$

La différence d'énergie relative entre ces deux cas peut donc s'écrire :

$$\frac{\gamma_1 - \gamma'_1}{\gamma_1} = -2 \frac{\Delta\xi}{2\xi_1 + \frac{l_{\text{acc}}}{2\gamma_p^2}}$$

⁷ Nous fixerons pour la suite des calculs l'origine des phases telle que $\xi_{E_z=0} = 0$.

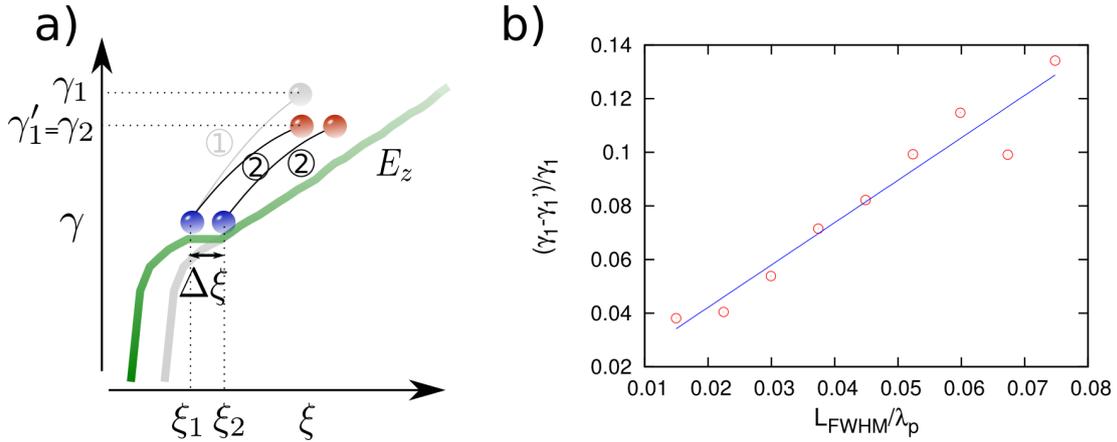


FIG. 4.32 – a) Schema représentant le gain d'énergie d'électrons avec et sans *beam loading*. Courbe verte : E_z avec *beam loading* optimal, courbe grise : E_z sans *beam loading*. b) Test, pour un faisceau gaussien, de la relation entre la décélération du faisceau d'électrons pour une charge optimale et sa longueur.

Pour de faibles énergies d'injection, les électrons sont situés initialement à l'arrière de la bulle ($\xi_1 \simeq -\lambda_p/2$). Pour des longueurs d'accélération faibles comparées à la longueur de déphasage (c'est à dire pour $l_{acc} < 2\gamma_p^2\lambda_p \simeq 5$ mm dans nos conditions) cette relation peut être simplifiée et on a finalement :

$$\frac{\gamma_1 - \gamma_1'}{\gamma_1} = 2 \frac{\Delta\xi}{\lambda_p}$$

où γ_1 est l'énergie de l'électron en fin de paquet dans une onde non chargée (faible charge) et γ_1' l'énergie du même électron dans une onde chargée de façon optimale (E_z constant).

Quand on prend en compte le déphasage, on peut exprimer la longueur du paquet comme $\Delta\xi = \left(\frac{\lambda_p}{2} - \frac{l_{acc}}{4\gamma_p^2}\right) \frac{\gamma_1 - \gamma_1'}{\gamma_1}$

Cette relation, déduite d'un modèle simpliste à deux particules, peut être testée pour des paquets gaussiens à l'aide du modèle non linéaire réduit précédemment développé.

La figure 4.32 b) représente la différence d'énergie (après $300 \mu\text{m}$ d'accélération) entre le cas non chargé et le cas optimal en fonction de la durée du paquet à mi hauteur. La corrélation linéaire manifeste entre ces deux grandeurs confirme la validité de l'estimation basée sur le modèle à deux particules. Elle donne également le coefficient numérique, pour des faisceaux gaussiens, entre la longueur du paquet à mi hauteur et la différence d'énergie relative.

$$\frac{\gamma_1 - \gamma_1'}{\gamma_1} = 1.6 \frac{L_{FWHM}\xi}{\lambda_p} \quad (4.4)$$

Dans les simulations PIC 3D, l'énergie du faisceau d'électrons est de 95 MeV dans le cas non et de 65 MeV dans le cas optimal. On sait également que seulement

la moitié de cette différence est liée aux effets de *beam loading* de telle sorte que $\gamma_1 - \gamma'_1 \simeq 15$ MeV. Si on applique la relation 4.4, la longueur de paquet estimée est de $L_{\text{FWHM}}/\lambda_p \simeq 10\%$ soit une durée à mi-hauteur de 4 fs. Cette valeur est remarquablement proche de la durée à mi-hauteur extraite des simulations de 4.2 fs. On peut donc essayer d'utiliser ce critère simple pour estimer la durée de notre faisceau d'électrons.

Dans l'expérience, on suppose également que la différence d'énergie de 40 MeV entre les faisceaux de faible charge ($E = 205$ MeV) et les faisceaux de charge optimale ($E = 165$ MeV) est due pour moitié aux effets de *beam loading*. Dans ce cas, $(\gamma_1 - \gamma'_1)/\gamma_1 \simeq 10\%$, ce qui donne, si on suit (4.4), une durée de paquet de 3 fs (2 fs si le déphasage est pris en compte ($l_{\text{acc}} = 1.35\text{mm}$)). Le courant optimal serait alors de l'ordre de 10 kA, ce qui est raisonnablement proche de la valeur de 25 kA estimée dans le modèle non linéaire.

Cette valeur ne constitue évidemment pas une mesure mais confirme cependant les résultats des simulations. La détermination expérimentale de la durée des faisceaux d'électrons produits est un problème central dans l'accélération laser plasma. Cette caractéristique qui est certainement la plus intéressante des faisceaux d'électrons produits par interaction laser plasma n'a pas encore été mesurée expérimentalement avec des précisions inférieures à 30 fs. Les mesures existantes sont basées sur des corrélations entre le laser et le faisceau d'électrons [Mangles 06, Glinec 07] : si le faisceau d'électrons interagit avec le laser, il se trouve donc dans la première onde plasma et est donc de durée inférieure à 30 fs. Des mesures plus directes fondées sur la durée du rayonnement térahertz émis par le faisceau d'électrons quittant le plasma permettent de même de déduire des durées inférieures à 50 fs [Leemans 03, van Tilborg 07]. Cette méthode, limitée par la bande passante spectrale des cristaux utilisés, ne permet pas, dans l'état actuel, de déterminer des durées plus courtes. Dans le même ordre d'idée, la mesure du spectre du rayonnement de transition cohérent émis par les électrons à la traversée d'une surface métallique permet d'estimer la durée du paquet. Une première expérience, effectuée en 2006 [Faure 06a] a permis d'estimer des durées inférieures à 100 fs. Une prochaine expérience, montée par Jae Ku Lim, post docteur du groupe, devrait permettre d'améliorer sensiblement cette mesure, d'autant plus qu'elle sera effectuée avec des faisceaux d'électrons stables [Lim 09]. D'autres techniques prometteuses existent [Reckenthaeler 08, Angelova 08] et cette mesure sera très certainement effectuée dans un avenir proche.

Elle pourra alors confirmer ou infirmer la possibilité de créer des courants très élevés, supérieurs à 20 kA, dans les accélérateurs laser plasma. Ces courants, plus élevés que dans tous les accélérateurs conventionnels, auraient un intérêt primordial pour l'application des faisceaux d'électrons. Ils rendraient notamment possible des expériences compactes de lasers à électrons libres.

4.4.8 Rendement

Il est intéressant de se pencher un instant sur le rendement de l'accélération dans notre expérience. La dispersion en énergie limitant fortement la qualité des faisceaux de charge supérieure à 20 pC, le rendement est par conséquent limité à moins de un pourcent (les électrons sont accélérés à une énergie de 200 MeV donc l'énergie totale du faisceau d'électrons est de 4 mJ, pour une énergie laser sur cible de 0.6 J). Il est donc légitime de se demander si c'est une limite fondamentale des accélérateurs laser plasma ou si on peut augmenter l'énergie extraite. Cette question peut être divisée en deux problèmes : l'extraction de l'énergie de l'onde plasma par le faisceau d'électrons et le rendement de l'excitation de l'onde plasma par le laser. La théorie non linéaire nous permet d'obtenir des réponses à ces deux questions.

L'extraction de l'énergie de l'onde plasma par le faisceau d'électrons correspond exactement au problème du *beam loading*. Dans notre cas, cette extraction n'est pas maximale car le faisceau d'électrons est trop court (les simulations et considérations précédentes donnent une durée de 2-3 fs). Pour extraire toute l'énergie de l'onde plasma, il faut que le paquet d'électrons s'étende jusqu'à la fin de la bulle. Un profil trapézoïdal de densité permet alors de conserver un champ électrique plat sur toute la longueur du faisceau. Sa valeur sera alors celle du champ électrique dans la bulle non chargée à la position des électrons situés à l'avant du paquet. On aura donc un choix à faire entre la charge injectée et l'intensité du champ accélérateur. Si on injecte des électrons près du centre de la bulle $\xi \simeq_{E_z=0}$, on peut étendre le chargement sur une distance $\simeq R_b$ et avoir ainsi des charges importantes, mais le champ sera faible (de l'ordre de $(\xi - \xi_{E_z=0})E_p/2$). On peut également choisir d'injecter les électrons vers la fin de la bulle, la charge injectée sera plus faible mais le champ accélérateur sera plus intense. Le produit QE_z , mesure de la force exercée par la bulle sur le faisceau d'électrons, sera le même dans les deux cas et peut s'exprimer comme [Tzoufras 08] :

$$\frac{Q}{1 \text{ nC}} \frac{E_z}{E_p} \approx 0.0047 \sqrt{\frac{10^{16} \text{ cm}^{-3}}{n_p}} (k_p R_b)^4 \quad (4.5)$$

Par exemple, en gardant $k_p R_b = 3.4$, on peut accélérer 220 pC avec un champ de 250 GV.m⁻¹. La durée du faisceau est alors de 15 fs. Dans notre expérience, pour optimiser le transfert d'énergie entre l'onde de sillage et le faisceau d'électrons, il suffirait donc d'injecter des faisceaux d'électrons plus longs (le rendement serait alors proche de 100 %). Des études complètes restent à faire pour savoir si on peut le réaliser de manière optique, par exemple en utilisant des formes adaptées de l'impulsion d'injection. Des résultats préliminaires, obtenus en utilisant des durées de laser d'injection plus longues, semblent montrer qu'une certaine forme de contrôle sur la forme du faisceau est possible. Malheureusement, à cause de

l'inhibition de l'onde de sillage, la correspondance entre impulsion d'injection et faisceau d'électrons injecté n'est pas directe⁸.

Enfin, si cette équation ne permet pas de déterminer quelle est la stratégie d'injection préférable, il y a deux raisons pour préférer injecter une plus faible charge à l'arrière de la bulle. La première raison est liée au déphasage : si on veut accélérer les électrons pendant longtemps, il faut que les électrons soient en effet injectés à l'arrière de la bulle. De plus, comme le champ y est plus élevé on peut avoir des courants plus importants.

On peut maintenant s'intéresser au rendement global, prenant en compte l'excitation de l'onde plasma par le laser. Ce rendement est optimisé pour une longueur d'épuisement inférieure à la longueur de déphasage donc pour des lasers courts $c\tau < 2/3R_b$. Il faut de plus garder des intensités modestes pour éviter de transférer trop d'énergie aux électrons non piégés. D'après Lu *et al.* [Lu 07], le rendement est en $1/a_0$, et la valeur optimale se situe à la limite du régime non linéaire, vers $a_0 = 2$. Ce régime permet alors d'atteindre des rendements de l'ordre de 50 % entre l'énergie du laser et l'énergie des électrons.

Pour rendre compétitive l'accélération laser plasma il faudrait cependant drastiquement améliorer le rendement à la prise des lasers (rapport entre l'énergie laser et l'énergie électrique consommée) qui n'est pour l'instant que de l'ordre du pourcent.

4.5 Caractérisation fine de la dispersion en énergie

A la lumière des deux sections précédentes, on voit qu'il est théoriquement possible d'atteindre des dispersions en énergie très faibles, en diminuant le volume d'injection des électrons, d'une part, et en optimisant le *beam loading* d'autre part. Malheureusement le spectromètre utilisé a une résolution limitée par la divergence du faisceau et ne permet pas de mesurer des dispersions en énergie inférieure à 5 %. Par exemple, la plupart des spectres de la figure 3.19 sont limités par la résolution du spectromètre.

4.5.1 Dispositif expérimental

Nous avons imaginé et réalisé une expérience utilisant un spectromètre haute énergie, haute résolution en collaboration avec le laboratoire Leprince Ringuet (LLR) de l'École Polytechnique. On utilise encore un dipôle comme élément dispersif qui va corrélérer position et énergie sur un écran LANEX, mais pour s'affranchir des problèmes de divergence du faisceau, on utilise un système focalisant qui va permettre d'obtenir l'image de la source d'électrons (du moins dans le plan

⁸De très récentes simulations effectuées dans le régime de l'injection froide, pour lesquelles l'inhibition d'onde de sillage est moins importante, semblent montrer que la mise en forme des faisceaux d'électrons est possible et optimisable.

dispersif). On utilise donc le dispositif expérimental suivant représenté figures 4.33 et 4.34 : le faisceau d'électrons, injecté par collision des deux lasers et accéléré dans le plasma de 3 mm, est transporté par un triplet de quadripôles espacés de 1.2 m. Le faisceau est ensuite dévié par un dipôle magnétique vers le sol. Un premier écran LANEX permet de visualiser les énergies de 100 à 225 MeV, un deuxième les énergies supérieures. On peut contrôler la position du faisceau dans la ligne de transport à l'aide de deux moniteurs de position constitués d'écrans LANEX et de caméras. La diffusion des électrons dans les scintillateurs empêche cependant d'avoir cette information en même temps que le spectre.

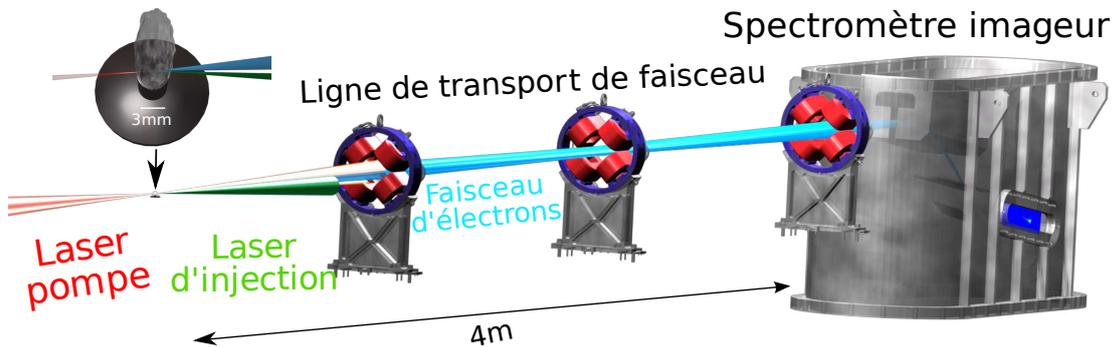


FIG. 4.33 – Dispositif expérimental : le faisceau d'électrons accéléré dans le jet de gaz est transporté par un triplet de quadripôles dans un spectromètre imageur.

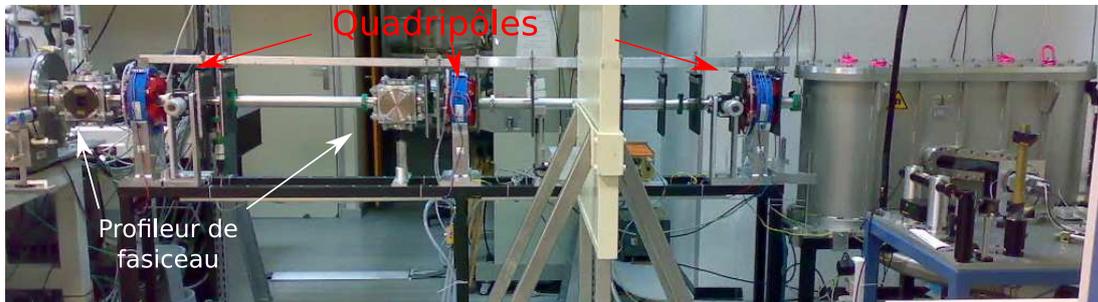


FIG. 4.34 – Photographie du dispositif expérimental monté en Salle Jaune.

La ligne de transport a été conçue pour focaliser des électrons de 100 à 350 MeV sur une distance de 4.6 m, les électro aimants des quadripôles permettant d'obtenir des gradients maximaux de 14.2 Tm^{-1} . Le dipôle utilisé est un aimant permanent de champ maximal $B = 0.86 \text{ T}$ et de longueur $L = 40 \text{ cm}$. La figure 4.35 montre les résolutions attendues pour différents réglages de quadripôles. Ce calcul, comme le suivant, a été effectué par A. Ben Ismail, post doctorant au LLR avant puis au LOA. Il est effectué en utilisant le code de propagation de faisceau TraceWin [Duperrier 02], la carte de champ magnétique 3D du dipôle et en supposant une divergence de 3 mrad.

Le système est stigmatique pour une énergie de 300 MeV pour un réglage des quadripôles à 12 Tm^{-1} . Dans cette configuration la résolution attendue est de

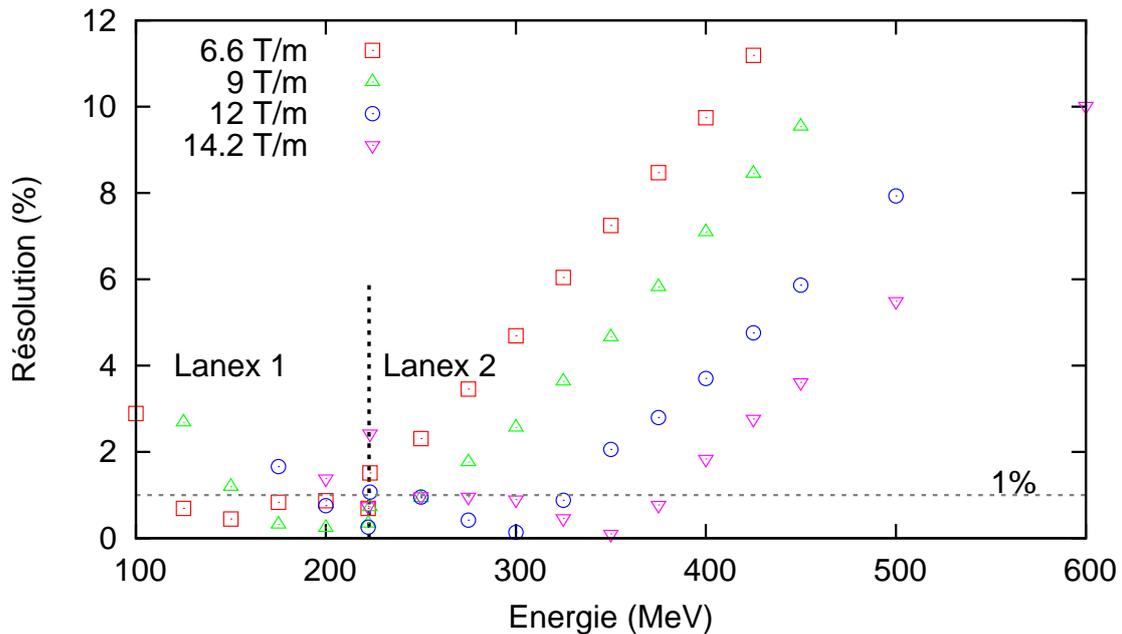


FIG. 4.35 – Résolution attendue en fonction de l'énergie pour plusieurs réglages de quadripôles pour un faisceau de divergence 3 mrad.

l'ordre de 0.1%. Pour des énergies inférieures, il est toujours possible d'ajuster le gradient des quadripôles pour atteindre une résolution inférieure au pourcent sur une fenêtre de quelques dizaines de MeV. La stabilité en énergie de nos faisceaux d'électrons (typiquement 5%) nous permet donc de mesurer les spectres avec une résolution inférieure au pourcent. Il est de toute façon intéressant d'avoir une énergie proche de l'énergie de focalisation des quadripôles. Pour des énergies éloignées, les pertes dans la ligne et la dispersion horizontale du faisceau d'électrons ne permettent pas de faire une mesure précise du spectre.

Pour illustrer ce propos, on représente dans la figure 4.36 le transport de l'enveloppe (deux fois la divergence rms) d'un faisceau, calculé avec les mêmes outils que précédemment pour un faisceau de divergence 3 mrad. Chaque sous figure représente, en haut, l'évolution de l'enveloppe dans le plan horizontal, non dispersif et, en bas, l'évolution dans le plan vertical, dispersif. La figure a) représente le réglage optimal pour un faisceau de 200 MeV. La transmission est de 95 % et le faisceau est focalisé horizontalement. La figure b) représente, pour le même réglage des quadripôles, le transport d'un faisceau d'électrons de 180 MeV. Si la résolution, mesurée par la taille du faisceau dans le plan dispersif, reste correcte, le faisceau est étalé horizontalement sur le lanex ce qui diminue le rapport signal sur bruit. De plus, les pertes augmentent, passant à 10 %. Ces dernières sont bien plus importantes dans le cas d'un désalignement initial. La figure c) représente l'effet d'un désalignement horizontal de 5 mrad. Les pertes entre le premier et deuxième quadripôle représentent 50 % de la charge. Ce transport de faisceau inadapté aura donc en plus comme conséquence néfaste la production de rayonnement secondaire. Il faut ainsi être capable de régler précisément le pointé

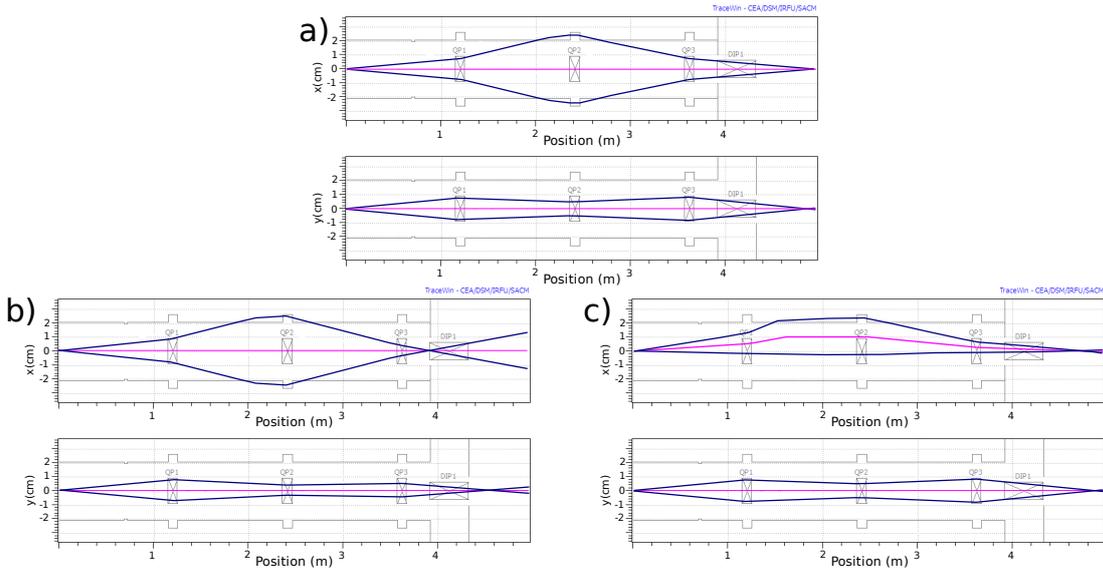


FIG. 4.36 – Calculs de transport d'enveloppe de faisceaux de divergence rms 3 mrad pour un réglage des quadripôles à $9 \text{ T}\cdot\text{m}^{-1}$. a) Faisceau d'électrons de 200 MeV, transport optimal. b) Faisceau d'électrons de 180 MeV. c) Faisceau avec un pointé désaligné de 5 mrad.

du faisceau d'électrons. Pour centrer le faisceau, nous utilisons les moniteurs de position placés respectivement à 1 et 2 m de la source. Comme l'axe laser n'est pas critique dans notre expérience avec jet de gaz (ce n'est pas le cas des expériences avec capillaire), on peut le modifier et changer ainsi le pointé du faisceau. Par ailleurs si pour des densités élevées le pointé du faisceau d'électrons fluctue de manière importante ($> 5 \text{ mrad}$ pour $n_e > 8 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$), l'injection à deux faisceaux permet de travailler à des densités pour lesquelles le pointé fluctue de moins de 3 mrad.

Enfin, les conditions laser étaient légèrement dégradées lors de cette campagne expérimentale qui fut la dernière avant une période de maintenance assez longue du laser. L'intensité du laser de pompe n'était plus que de $a_0 = 1.3$. De plus, la compression du laser d'injection n'était plus optimisable : pour une durée de 30 fs, l'intensité aurait été de $a_1 = 0.35$, cependant une incertitude d'un facteur 2 sur la durée demeure. Enfin, les fluctuations d'énergie laser étaient de 26 % rms (et 73 % maximum à minimum). Ces conditions dégradées nous ont empêché d'avoir une très bonne stabilité de faisceau.

4.5.2 Mesure et discussion

Ce spectromètre nous permet de résoudre tous les spectres expérimentaux obtenus. On constate que nous étions bien limités par la résolution du spectromètre précédemment, certains spectres ayant une dispersion en énergie de l'ordre de 1 %. La figure 4.37 représente un des spectres les plus fins obtenus lors de

cette campagne expérimentale (et à ce jour parmi les plus fins observés dans l'accélération d'électrons par interaction laser plasma). D'une charge de 11 pC et d'une énergie de 178 MeV, sa dispersion en énergie à mi hauteur est seulement de 1.3 %. Il n'y a pas d'autres électrons dans la fenêtre d'énergie enregistrée et la dispersion en énergie rms totale est de seulement 3.1 %. Le spectre est résolu : la divergence étant estimée à 3 ± 1 mrad, la résolution est de $0.3 \pm 0.1\%$.

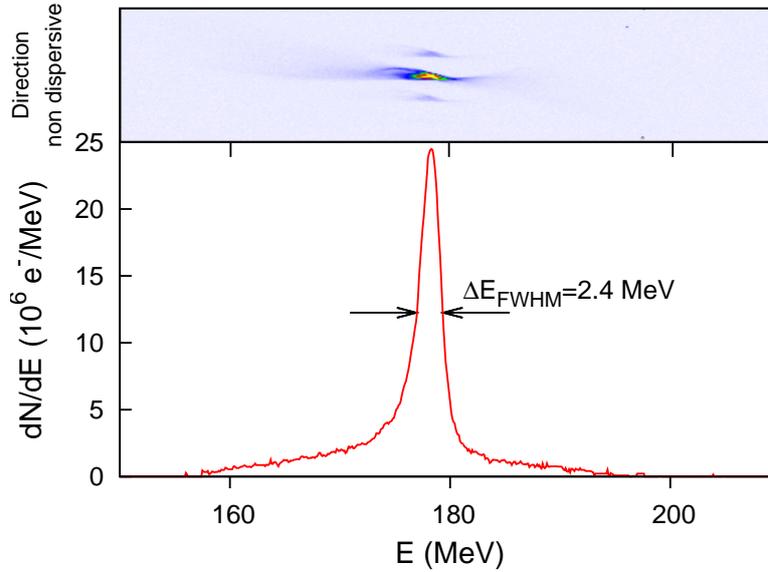


FIG. 4.37 – Spectre obtenu pour $a_0 = 1.2$, $a_1 = 0.35$, $z_{\text{coll}} = -300 \mu\text{m}$ dans le jet de gaz de 3 mm et $n_e = 7.1 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$. La dispersion en énergie à mi-hauteur est de 1.3%, la dispersion rms de la totalité du faisceau mesuré est de 3.1%.

Ce résultat est important car il démontre expérimentalement la production de faisceaux de bonne qualité spectrale. Cette qualité est une caractéristique fondamentale pour certaines applications comme le laser à électrons libres.

On peut, comme dans la partie précédente, représenter l'énergie et la dispersion en énergie en fonction de la charge pour essayer de déterminer la charge optimale de notre accélérateur. La figure 4.38 représente ces valeurs pour les 120 spectres obtenus dans des conditions similaires à la figure 4.37, pour $a_0 = 1.3$, $a_1 = 0.35$, $n_e = 7.1 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ mais $z_{\text{coll}} = -200 \mu\text{m}$. La figure a) représente l'évolution de l'énergie en fonction de la charge, la figure b) la dispersion en énergie. Si la stabilité n'est pas excellente, on constate néanmoins que l'on peut obtenir des faibles dispersions en énergie de manière récurrente : pour des charges inférieures à 10 pC, 70 % des spectres ont une dispersion en énergie inférieure à 3 %. Les fluctuations sont cependant assez importantes, aussi pour voir plus clairement les variations, on représente, à l'aide des aires grisées, les valeurs moyennes et déviations standard de l'énergie et de la dispersion en énergie pour des spectres de charge proche.

Malgré les fluctuations plus importantes que dans la partie précédente, on retrouve le comportement des figures 4.22 et 4.26 : l'énergie du pic décroît avec la

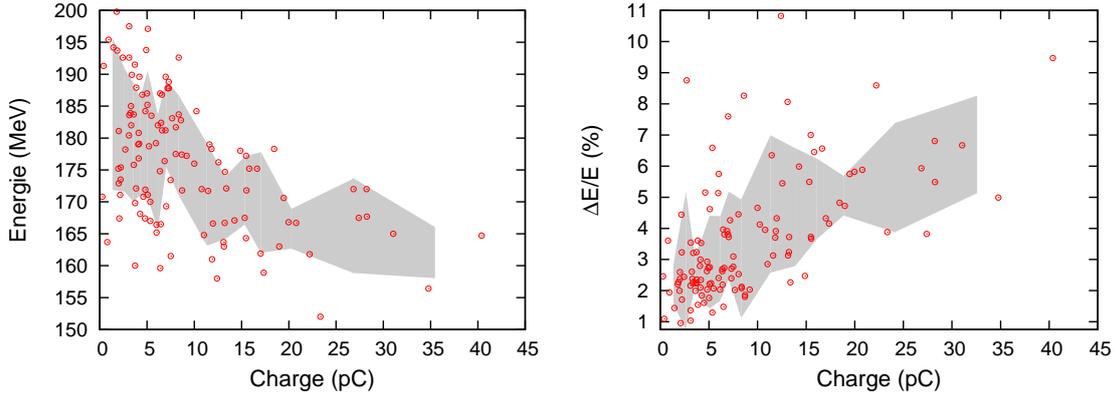


FIG. 4.38 – Evolution de l'énergie et de la dispersion en énergie en fonction de la charge injectée pour $a_0 = 1.3$, $a_1 = 0.35$, $n_e = 7.1 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ et $z_{\text{coll}} = -200 \text{ }\mu\text{m}$. Les aires grisées représentent les moyennes et déviations standard sur 10 tirs pour $Q < 15 \text{ pC}$, et 5 tirs pour $Q > 15 \text{ pC}$.

charge ; et la dispersion en énergie, autour de 2-3 % pour des charges inférieures à 10 pC, croît pour des charges supérieures. Il est difficile de déterminer avec précision la charge optimale mais il semble qu'elle soit inférieure à 20 pC. Ceci peut s'expliquer par le fait qu'on ait un a_0 plus faible que précédemment.

Une étude paramétrique complète (plus de 30 simulations sur toute la longueur d'accélération), effectuée avec le code PIC à décomposition de Fourier [Lifschitz 08] confirme que l'on peut injecter et accélérer des charges de 6 pC avec une très bonne dispersion en énergie (1.4 % à mi-hauteur).

Ces résultats permettent donc de confirmer l'utilité de la méthode d'injection optique pour obtenir des spectres de bonne qualité : cette méthode permet non seulement de limiter le volume dans l'espace des phases des électrons accélérés, mais aussi de charger l'onde plasma de façon optimale pour aplatir le champ par effet de *beam loading*.

4.6 Conclusion

Ce chapitre a montré l'utilité et la polyvalence du mécanisme d'injection optique.

La variation de position de collision permet non seulement de changer facilement l'énergie du faisceau d'électrons mais aussi de sonder plusieurs conditions de piégeage différentes grâce à l'évolution non linéaire du laser et de l'onde plasma. On a ainsi pu mettre en évidence et expliquer l'injection d'électrons dans un schéma avec deux lasers de polarisations croisées.

Les variations de l'intensité et de la polarisation du laser d'injection permettent de changer le volume d'injection et ainsi, la charge injectée et la dispersion en énergie du faisceau d'électrons. Ce chargement différentiel permet d'observer précisément les effets du *beam loading*, phénomène majeur dans un accélérateur

laser plasma. En effet, optimisé, le *beam loading* permet de réduire la dispersion en énergie et fixe une limite sur le courant du paquet d'électrons qui peut être accéléré. Nous avons vérifié, grâce à un spectromètre de haute résolution, que l'on pouvait obtenir des spectres de dispersion en énergie de l'ordre du pourcent, ce qui marque une amélioration conséquente par rapport aux résultats précédemment obtenus dans le domaine. Ces spectres sont à ce jour les plus fins générés dans l'interaction laser plasma.

Si on ajoute à ces caractéristiques de faisceaux la stabilité constatée dans le chapitre 3, la source d'électrons devient particulièrement intéressante pour un spectre large d'applications.

Chapitre 5

Applications et perspectives

5.1 Résultats obtenus pendant la thèse

Résumons les résultats obtenus lors de cette thèse, tous basés autour de l'injection optique d'électrons dans une onde plasma.

D'un point de vue théorique, nous avons pu déterminer précisément l'apparition du chauffage stochastique lors de la collision de deux lasers polarisés linéairement et avons clairement montré que ce choix de polarisation est plus efficace que l'utilisation de polarisations circulaires. Nous avons également mis en évidence le phénomène d'inhibition d'onde de sillage qui limite fortement la charge injectée dès lors que les électrons sont piégés dans le battement des deux lasers.

C'est cependant d'un point de vue expérimental que cette thèse a été la plus riche en résultats. Nous avons en effet démontré la faisabilité expérimentale (et la relative facilité) de l'injection optique d'électrons dans une onde plasma. Cette méthode permet non seulement d'injecter des faisceaux de très bonne qualité spectrale mais aussi, puisque nous opérons bien au dessus des seuils d'injection, de stabiliser grandement la production de faisceaux d'électrons aux propriétés bien déterminées. Nous avons également démontré comment les paramètres du faisceau peuvent être contrôlés en changeant les paramètres optiques de l'impulsion d'injection. Nous avons ainsi obtenu une source d'électrons dont l'énergie, la charge et la dispersion en énergie sont ajustables. Ces paramètres de contrôle supplémentaires permettent de réellement comprendre dans le détail les processus physiques à l'œuvre, non seulement pendant l'injection, mais aussi pendant l'accélération des électrons dans le plasma. Nous avons ainsi, pour la première fois, pu mettre clairement en évidence les effets de *beam loading* dans un accélérateur laser-plasma, étude qui bénéficiera à l'ensemble de la communauté, quelle que soit la méthode d'injection. Enfin, en optimisant les paramètres d'injection et les effets de *beam loading*, nous avons pu obtenir une des sources d'électrons les plus fines spectralement obtenues à ce jour dans l'accélération laser plasma, avec une dispersion en énergie de l'ordre du pourcent.

Il reste bien évidemment encore beaucoup de points à améliorer pour rivaliser avec les accélérateurs conventionnels, mais au vu de l'évolution rapide de la

qualité des faisceaux produits dans l'interaction laser plasma, nous pouvons être optimistes. Les progrès réalisés au cours des cinq dernières années étaient inconcevables il y a dix ans : aujourd'hui, des faisceaux mono-énergétiques stables et avec des caractéristiques contrôlables commencent à être produits. La question est maintenant plutôt de les utiliser pour générer des sources de rayonnement secondaire ou de mettre à profit leurs caractéristiques uniques dans des expériences d'application originales.

Je vais maintenant présenter certaines des applications envisagées pour ces faisceaux d'électrons.

5.2 Applications

Si leur durée n'est pas encore mesurée expérimentalement avec une résolution suffisante, on peut déduire des simulations et d'autres observations indirectes que les faisceaux d'électrons produits dans l'interaction laser plasma sont ultra courts, de durée de quelques femtosecondes. De telles durées, particulièrement pour des faisceaux de faible énergie, sont pour l'instant inatteignables avec des accélérateurs conventionnels.

De même, si une mesure d'émittance précise n'a pas été effectuée pour caractériser les faisceaux produits¹, les observations de divergence (quelques mrad) et les tailles de sources constatées dans les simulations (quelques microns), confirment l'excellente qualité spatiale de ces faisceaux d'électrons.

Ces caractéristiques uniques, obtenues avec un système compact et accessible à des laboratoires de tailles moyennes², permettent de réaliser ou d'envisager plusieurs applications très intéressantes que le groupe Sources de Particules par Laser s'efforce de développer [Malka 08]. Si certaines applications n'ont pas pu être réalisées dans le temps imparti pour ma thèse, elles devraient cependant être finies lors de ma soutenance et j'en présenterai ici les principes.

5.2.1 Radiographie

Une première application met à profit la taille réduite du faisceau d'électrons produit et sa faible divergence naturelle. Le principe est le suivant : on utilise un convertisseur de numéro atomique élevé pour générer, via le rayonnement de freinage des électrons, une source de rayonnement γ . Les accélérateurs conventionnels de 20 MeV, ne permettent pas de focaliser des faisceaux sur des tailles inférieures au millimètre, et ne permettent donc pas d'avoir des sources γ sub-millimétriques ce qui limite fortement la résolution des images obtenues par radiographie.

Dans un accélérateur laser plasma, la taille de la source d'électrons est très réduite ($< 10 \mu\text{m}$ d'après les simulations) et la divergence est également petite (quelques mrad). En plaçant un convertisseur assez près du jet de gaz on peut

¹Dans [Fritzler 04] les électrons n'étaient pas encore produits dans le régime de la bulle.

²Des lasers de classe 100 TW sont maintenant vendus commercialement par plusieurs entreprises.

obtenir des tailles de sources γ inférieures au millimètre [Glinec 05]. Cependant, dans cette expérience menée en 2005, le convertisseur en Tantale d'épaisseur 2.5 mm n'était pas optimisé : la taille de la source se voyait augmentée par la diffusion des électrons dans le matériau. Ainsi, lors de cette expérience, des tailles de 450 μm ont été mesurées, en bon accord avec les tailles données par les simulations Monte-Carlo modélisant la génération du rayonnement de freinage (320 μm rms, 160 μm FWHM). Ces tailles peuvent être encore réduites si on utilise un convertisseur optimisé.

Cette optimisation du convertisseur a été réalisée numériquement par A. Ben-Ismaïl [Ben-Ismaïl 09] avec le code GEANT4 [Agostinelli 03] en prenant les paramètres de faisceaux typiques : un spectre présentant un pic à haute énergie (150 MeV) de 50 pC et des électrons à basse énergie (≤ 20 MeV), pour un faisceau d'électrons de divergence 3 mrad qui en sortie du plasma mesure 1 μm . Les résultats de cette étude numérique montrent qu'un convertisseur d'une épaisseur de 1 mm, même s'il génère un flux deux fois moins important qu'un convertisseur d'épaisseur de 2.5 mm permet d'obtenir une source γ de taille 70 μm et de divergence $\simeq 30$ mrad tout en gardant la même température du spectre γ (40 MeV).

Nous avons donc utilisé cette épaisseur de convertisseur dans une nouvelle expérience dont le montage est très similaire à celui présenté dans [Glinec 05]. Un schéma du montage est représenté figure 5.1. Nous n'utilisons ici qu'un faisceau et nous opérons dans le régime d'auto-injection à des densités plus importantes que dans les expériences présentées dans les chapitres 3 et 4 pour avoir plus de charge. La qualité spectrale du faisceau n'est pas ici un facteur limitant, les spectres de rayonnement de freinage obtenus étant de toute façon maxwelliens.

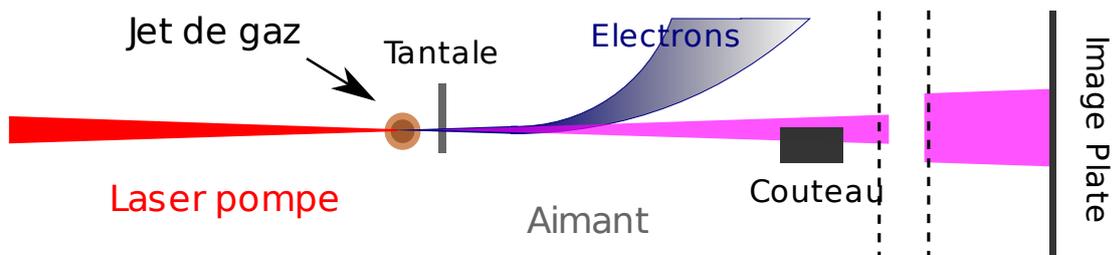


FIG. 5.1 – Dispositif expérimental de l'expérience de radiographie γ .

La figure 5.2 représente le spectre moyen obtenu (sur 3 tirs) pour une densité de $n_e = 1 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ pour le jet de gaz de 3 mm. Les électrons sont accélérés jusqu'à 200 MeV et la charge est supérieure à 300 pC. Le convertisseur est situé à 3 mm de la sortie du jet de gaz. On utilise ensuite un aimant permanent pour se débarrasser des électrons. Pour estimer la taille de la source on utilise un couteau en acier d'épaisseur 5 mm à 20 cm de la source γ . On enregistre le rayonnement γ en utilisant une plaque photosensible FUJIFILM BAS qui donne une image de l'objet avec un grandissement de 8.6. Une fois exposées, ces plaques sont scannées avec une résolution de 25 μm par pixel.

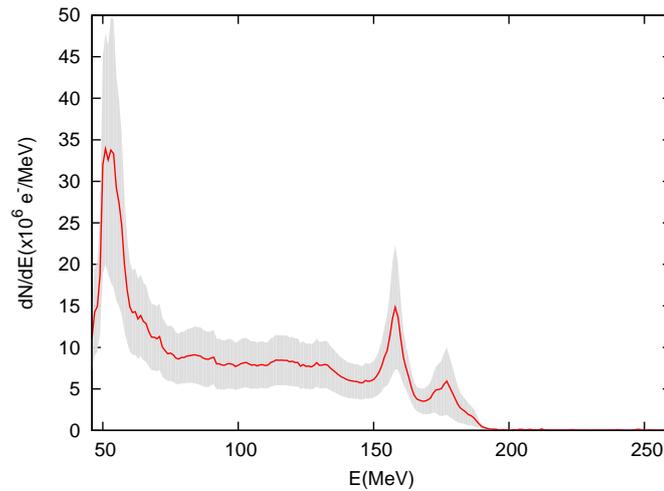


FIG. 5.2 – Spectre moyen pour $n_e = 1 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$.

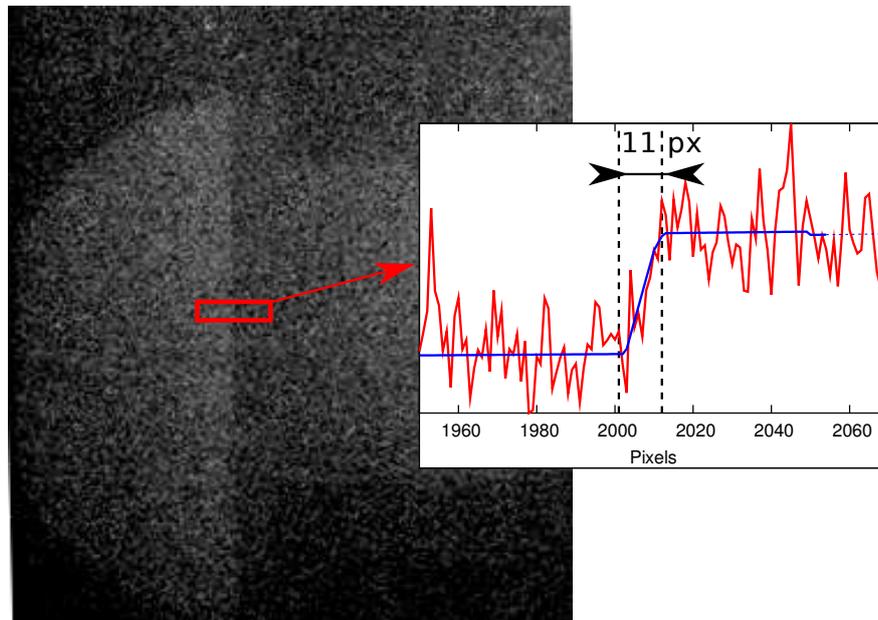


FIG. 5.3 – Estimation de la taille de source par la méthode du couteau.

La figure 5.3 présente une radiographie obtenue avec un seul tir à $n_e = 1 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$. Même si ces images sont bruitées, principalement à cause des électrons secondaires produits dans l'enceinte³, on peut estimer la taille de la source en regardant la netteté du bord imagé. La taille du bord est de l'ordre de 10-15 px sur le détecteur soit 250 – 375 μm . En prenant compte du grandissement de 8.6 du système, on obtient ainsi une taille de source inférieure à $\simeq 50 \mu\text{m}$.

³On peut s'en débarrasser en utilisant d'autres aimants après l'objet à imager, mais cela n'a pas été fait lors de cette expérience.

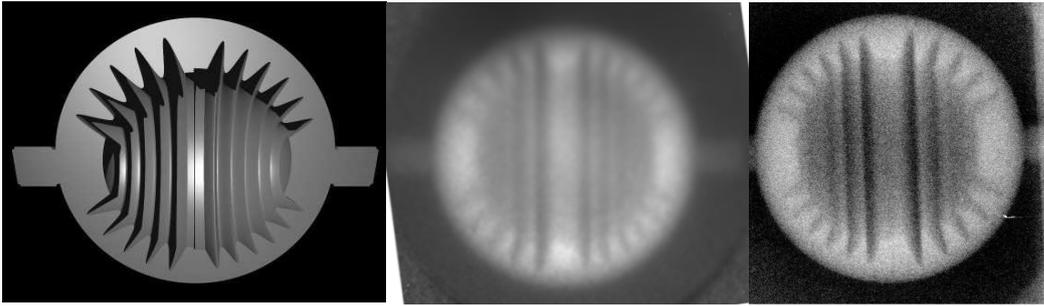


FIG. 5.4 – A gauche : Coupe de l’objet (20 mm de diamètre) représenté en 3D, révélant la structure interne. Au milieu : Radiographie de cet objet avec un convertisseur non optimisé (image tirée de [Glinec 05]). A droite : Radiographie obtenue avec un convertisseur optimisé.

L’amélioration de la résolution avec ce convertisseur optimisé est particulièrement visible sur la figure 5.4, qui représente la radiographie d’un objet sphérique creux en tungstène de 20 mm de diamètre. La partie gauche de la figure 5.4 représente une coupe de la structure de la gravure interne, constituée de sinusoides à symétrie cylindrique.

La figure du milieu représente la radiographie obtenue par Yannick Glinec dans un dispositif similaire, décrit dans [Glinec 05], avec un convertisseur non optimisé et un grandissement de 7.3. La figure de droite, obtenue avec un convertisseur optimisé et un grandissement de 2.8 montre une bien meilleure résolution.

Une telle source γ , de plus extrêmement brève, peut être très intéressante pour le contrôle non destructif de structures denses et peut avoir des applications directes dans l’industrie aéronautique ou militaire. Etudier les réponses des matériaux sous contraintes à des temps extrêmement brefs ainsi que l’évolution de défauts submillimétriques pourrait également intéresser l’industrie automobile.

5.2.2 Radiothérapie

Ces électrons pourraient également avoir des applications dans le domaine médical. Les électrons de 10-20 MeV, générés par un accélérateur conventionnel de taille raisonnable, ne sont utilisés que dans le traitement d’un nombre très réduit de cancers. Ils ne permettent en effet pas de traiter des tumeurs plus profondes que 10 cm. De plus, même à ces profondeurs, à cause de leur diffusion dans la matière, leur pénombre latérale⁴ est relativement mauvaise, et les tissus sains sont exposés. La situation est différente avec des électrons de haute énergie (200 MeV). La profondeur de pénétration est plus importante et la pénombre plus raide [DesRosiers 00]. En refocalisant le faisceau d’électrons à l’aide d’optiques magnétiques, on peut atteindre des pénombres plus courtes pour des profondeurs inférieures à 10 cm [Glinec 06b] ce qui permet en principe de préserver des tissus sensibles.

⁴Distance entre les tissus recevant 90 % et ceux recevant 20 % de la dose maximale.

Pour valider le concept, une étude de cas concret de traitement de la prostate a été menée par T. Fuchs du DKFZ (Deutsches Krebs Forschung Zentrum) [Fuchs 09], en utilisant nos faisceaux d'électrons, dont on peut, comme nous l'avons vu moduler l'intensité. Il a montré sur ce cas concret que la dose reçue par les organes sains à proximité (rectum et vessie) était réduite de 30% par rapport à un traitement à base de photons à 8 MeV. En modulant l'énergie du faisceau d'électrons, ce qui est expérimentalement faisable, le traitement pourrait encore certainement être amélioré.

Ces résultats sont encourageants pour l'avenir de l'utilisation de faisceaux d'électrons de haute énergie dans le traitement de tumeurs. Les accélérateurs laser plasma, de tailles raisonnables et peu onéreux, permettraient ce genre de traitements. Il reste cependant encore du chemin à parcourir pour obtenir un accélérateur avec une fiabilité et une stabilité répondant aux critères des accélérateurs médicaux.

Dépôt de dose

Les calculs de dépôt de dose, basés sur des simulations Monte Carlo, seront bientôt (juillet 2009) testés expérimentalement en étudiant la propagation de nos faisceaux d'électrons dans des fantômes. Ces fantômes, fournis par le département de radiothérapie et de médecine nucléaire de l'hôpital universitaire de Gand, sont composés d'un gel simulant le corps humain et permettent de visualiser le dépôt de dose des électrons dans le volume [De Deene 06].

Efficacité biologique

De la même manière, pour valider la méthode, il faut connaître l'efficacité biologique des faisceaux d'électrons ultra brefs pour lesquels aucune étude n'a jamais été faite. C'est une expérience intéressante d'un point de vue théorique car les transformations physico-chimiques, responsables des dommages cellulaires aux temps longs, ont lieu à ces échelles de temps $10^{-14} - 10^{-10}$ s. On peut donc, avec nos paquets d'électrons ultra-courts, déterminer la réponse d'une cellule à une ionisation véritablement impulsionnelle. De plus les effets de champ liés au faisceau d'électrons pourraient modifier l'efficacité biologique. Une collaboration avec Michèle Martin du Laboratoire de Génomique et Radiobiologie du Kératinocyte (LGRK) devrait avoir lieu très prochainement. Dans cette expérience commune, des cellules seront irradiées à 40 cm de la source d'électrons. L'étude de la mort cellulaire en fonction de la dose, et pour plusieurs énergies de faisceaux d'électrons, permettra de déterminer si l'efficacité biologique est conforme aux mesures dosimétriques existantes.

5.2.3 Génération de rayonnement

Une application très importante de nos faisceaux d'électrons ultra brefs est la génération de rayonnement X bref, permettant de sonder la matière avec des résolutions temporelles inégalées.

Il existe plusieurs méthodes pour générer ces sources de rayonnement à partir des électrons produits dans l'interaction laser plasma. C'est une thématique étudiée au Laboratoire d'Optique Appliquée par une partie du groupe PHARE, anciennement PXF (Physique X Femtosecondes).

Bétatron

Le rayonnement bétatronique est basée sur l'oscillation des électrons dans le champ transverse de l'onde de sillage [Kiselev 04]. Ce mécanisme permet d'obtenir du rayonnement X jusqu'à des énergies de 10 keV [Rousse 04] avec une durée inférieure à 100 fs [Phuoc 07].

On peut forcer le rayonnement bétatronique de plusieurs manières. En utilisant des taches focales asymétriques [Glinec 08], en tiltant le front d'onde du laser [Popp 08, Osterhoff 09] ou en injectant les électrons hors axe ce qui pourrait être réalisé de façon optique, en utilisant un laser d'injection plus petit que la taille de l'onde plasma⁵. On peut également accroître l'intensité de ce rayonnement si on augmente l'excursion transverse des électrons [Phuoc 08]. Pour ce faire, on peut utiliser des modulations de densité dans lesquelles les électrons peuvent être momentanément défocalisés. Une méthode originale permettant de réaliser le même objectif pourrait être basée sur l'inhibition d'onde de sillage, en faisant rencontrer le laser pompe avec un laser de faible intensité, de durée variable.

Thomson X et miroirs volants

La géométrie utilisée à deux faisceaux contre-propagatifs peut également servir à d'autres schémas de sources de rayonnement dans le domaine X.

Quand un paquet d'électrons est soumis au champ d'un laser, il émet du rayonnement dipolaire. Dans une géométrie contre-propagative ce rayonnement voit sa fréquence multipliée par un facteur $4\gamma^2$ (γ étant le facteur relativiste des électrons), par effet Doppler. Ainsi, on peut obtenir une source mono énergétique, de haute énergie ($\simeq 500$ keV pour des électrons de 150 MeV), brève et collimatée (angle en γ^{-1}) [Krafft 05]. Dans un accélérateur classique le problème de la synchronisation entre le faisceau d'électrons et le laser est critique. Cette synchronisation est évidemment beaucoup plus facile dans un accélérateur laser plasma, les deux faisceaux étant générés avec la même source primaire. De plus, pour ce schéma, l'injection optique peut servir de diagnostic d'alignement et de synchronisation des deux faisceaux. Pour l'instant, dans nos conditions, aucun résultat concluant n'a été observé : l'intensité du laser d'injection utilisée est trop

⁵Si le principe reste à confirmer, les résultats obtenus à basse densité semblent montrer que cela est réalisable.

faible pour que le signal produit par diffusion Thomson puisse être distingué du rayonnement bêtatron. Le principe a cependant déjà validé, des photons de 2 keV ont récemment été produits par diffusion Thomson avec des électrons produits dans l'interaction laser plasma [Schwoerer 06].

Un autre concept expérimentalement proche est d'utiliser l'onde plasma pour réfléchir le rayonnement incident contre-propagatif [Bulanov 03]. Le « miroir » plasma se déplaçant à des vitesses relativistes, la fréquence incidente est cette fois multipliée par un facteur γ_p^2 par effet Doppler. De plus, la surdensité électronique du fond de la bulle ayant une forme quasi parabolique on peut espérer ainsi refocaliser l'impulsion réfléchie et atteindre des intensités importantes. Si des résultats prometteurs ont également été publiés en utilisant cette interprétation [Kando 07], il manque néanmoins encore une expérience avec des ondes plasmas très relativistes.

Onduleur

Aujourd'hui des électrons de 1 GeV peuvent être produits par interaction laser plasma. Ces énergies sont proches de celles utilisées dans les synchrotrons. Il est donc assez légitime de vouloir générer du rayonnement en utilisant des onduleurs conventionnels. Des expériences ont montré qu'on pouvait obtenir du rayonnement visible [Schlenvoigt 08] à l'aide d'un accélérateur laser plasma couplé à un onduleur. Des résultats très récents rapportent une production de rayonnement X à des longueurs d'onde inférieures à 10 nm en utilisant la même méthode [Fuchs 09]. Dans un onduleur de période λ_u les électrons oscillent périodiquement et émettent du rayonnement à la fréquence

$$\lambda = \frac{\lambda_u}{2\gamma^2} \left(1 + \frac{K^2}{2} \right) \quad (5.1)$$

et à ses harmoniques où $K = e\lambda_u B / (2\pi m_e c)$ est le paramètre de l'onduleur. Pour $K < 1$, les électrons peuvent interagir avec leur propre rayonnement. Cependant dans le cas classique, les électrons sont distribuées de façon uniforme dans la période de l'onduleur et émettent du rayonnement incohérent. Le nombre de photons émis est alors proportionnel au nombre d'électrons.

Laser à électrons libres

Au contraire, dans le régime du laser à électron libre, le nombre de photons émis est proportionnel au carré du nombre d'électrons. Dans ce régime le faisceau d'électrons, sous l'effet de son rayonnement se structure en micro paquets qui émettent de façon cohérente et amplifient le rayonnement. Les brillances atteintes dans ce régime sont bien supérieures à celles produites par les synchrotrons et permettent par exemple de faire de la diffraction X d'une molécule unique. Les machines permettant de réaliser ces lasers à électrons libres dans le domaine X ont des coûts de plusieurs centaines de millions d'euros. Les accélérateurs laser plasma pourraient réduire la taille et le coût de ces machines. Cependant les

caractéristiques de faisceaux d'électrons produits ne sont toujours pas suffisantes pour produire un XFEL [Schroeder 06, Grüner 07]. En effet, pour obtenir cet effet d'émission cohérente il faut avoir un faisceau d'électrons de haute énergie, de très bonne qualité et de très fort courant. Ces caractéristiques peuvent être résumées dans le paramètre de Pierce qui définit la dispersion en énergie maximale d'un faisceau d'électrons [Bonifacio 84] :

$$\rho = \frac{1}{2\gamma} \left[\frac{I}{I_A} \left(\frac{\lambda_u A_u}{2\pi\sigma_x} \right)^2 \right]^{1/3} \quad (5.2)$$

où γ est l'énergie des électrons, I_A est le courant d'Alfvén, $A_u \simeq K/\sqrt{2}$ est le paramètre de l'onduleur et σ_x la dimension transverse du faisceau d'électrons. Le courant élevé des accélérateurs laser plasma permet d'avoir des contraintes plus lâches sur la dispersion en énergie. Cependant pour des énergies élevées, elle ne peut pas être supérieure au pourcent, voire au dixième de pourcent. L'obtention de dispersions en énergie aussi faibles dans l'accélération laser-plasma n'a pas encore été démontrée. L'étude sur le *beam loading* prend toute son importance pour la conception de faisceaux d'électrons permettant cette application car elle pose une contrainte supplémentaire entre le courant et la qualité de faisceau.

Il faut également conserver la caractéristique de courant élevé dans le transport de faisceau [Grüner 09], ce qui n'est technologiquement pas facile. Ainsi une divergence de 2 mrad du faisceau d'électrons entraînera après un mètre de propagation une élongation longitudinale du faisceau de 2 μm . Si cet effet est généralement négligé dans les accélérateurs conventionnels, il divise ici le courant par un facteur 3 pour un paquet d'électrons de durée initiale 2 fs.

5.3 Perspectives

Vers plus d'énergie

Nous avons vu comment l'injection externe, réalisée par l'injection optique par faisceaux contre-propagatifs, permettait d'améliorer sensiblement la stabilité du faisceau d'électrons produit. Cette injection permet également d'opérer dans des régimes où l'auto-injection n'a pas lieu.

Il est donc intéressant de regarder les lois d'échelles développées dans le modèle de la bulle qui permettent de comparer les mérites de l'auto-injection et de l'injection contrôlée.

On se base sur les lois développées dans le modèle phénoménologique de Lu *et al.* [Lu 06a, Lu 07], déjà introduites dans la section 1.5. Rappelons que nous avons $k_p R_b = k_p w_0 = 2\sqrt{a_0}$ et que le gain d'énergie s'écrit $\Delta E = \frac{2}{3} mc^2 \frac{n_c}{n_e} a_0$. De plus, pour accélérer les électrons jusqu'à la longueur de déphasage tout en optimisant le rendement énergétique nous prendrons une durée de laser telle que la longueur d'épuisement du laser $L_{\text{ep}} = c\tau\gamma_p^2$ soit égale à la longueur de déphasage $L_{\text{déph}} = \frac{4}{3}\gamma_p^2 k_p^{-1} \sqrt{a_0}$.

		n_e [cm ⁻³]	L_{acc} [mm]	τ [fs]	a_0	w_0 [μm]	ΔE [GeV]
Salle Jaune (1 J)	a)	3.5×10^{18}	3.4	23	3.4	10	0.58
	b)	1×10^{18}	17	33	2	15	1.2
LUIRE (15 J)	a)	1×10^{18}	24	50	4.4	22	2.5
	b)	1.6×10^{17}	255	81	2	38	7.3
ILE (150 J)	a)	3.5×10^{17}	130	90	5.4	41	8.9
	b)	3.4×10^{16}	2550	175	2	82	34

TAB. 5.1 – Paramètres lasers plasma permettant l’accélération d’électrons dans les régimes a) d’auto-focalisation et auto-injection b) injection et guidage externe. L’énergie finale du faisceau d’électrons est également estimée.

On peut alors considérer deux cas différents :

- Le cas a) où le laser est auto-focalisé, c’est à dire où on a⁶ $a_0 = (n_c/n_e)^{1/5}$. Dans ce régime, l’auto-injection aura de plus lieu si $a_0 = 3 - 4$
- Le cas b) où on reste à la limite du régime non linéaire, avec $a_0 = 2$. Dans ce cas, il faut d’une part injecter les électrons mais aussi guider le laser de façon externe.

Dans les deux cas, on peut alors déduire les paramètres laser plasma et l’énergie finale des électrons en fonction de l’énergie laser disponible. Pour les expressions de ces lois d’échelles, on se référera à l’annexe B.

Ces paramètres sont résumés dans le tableau 5.3 pour les lasers de la Salle Jaune et les deux systèmes lasers qui devraient être construits prochainement au LOA : le laser LUIRE, d’énergie sur cible 15 J et de durée 30 fs et le laser ILE, d’énergie sur cible 15 J et de durée minimale 5 fs.

Le cas b) permet à chaque fois d’obtenir des énergies plus élevées. De plus rappelons que le rendement du régime de la bulle est optimal pour $a_0 = 2$ [Lu 07] ce qui est un autre argument en faveur de l’utilisation d’un schéma d’injection externe. Dans ce cas, il faut également, pour les densités peu élevées, guider le laser sur des distances très supérieures à la longueur de Rayleigh. L’étude d’un tel guide d’onde sera l’objet de l’annexe A. Notons cependant que pour l’instant, des guides d’ondes de plus de 50 mm n’existent pas, et que le guidage à très faible densité ($n_e < 10^{18}$ cm⁻³) n’a jamais été prouvé.

Ces lois d’échelles sont basées sur une accélération jusqu’au déphasage et elles donnent par conséquent la prime à l’énergie finale. La principale motivation pour accélérer des électrons jusqu’à la longueur de déphasage est que cela permet, à priori, de minimiser la dispersion en énergie, si on ne considère pas les effets de *beam loading* (la rotation dans l’espace des phases est complète). Cependant nous avons vu dans la section 4.4 que comme le courant minimisant la dispersion en énergie dépend de la phase, un déphasage du faisceau peut rendre plus difficile l’optimisation de la dispersion en énergie. De plus, même si on arrive à adapter le

⁶si cette condition est remplie, la vitesse d’érosion correspond à la vitesse à laquelle le faisceau laser est diffracté, condition permettant l’auto-focalisation d’impulsions courtes.

courant initial pour avoir une accélération globalement constante, par exemple en sous chargeant initialement l'onde de sillage de manière à avoir E_z croissant sur la longueur du faisceau au début de l'accélération, puis décroissant à la fin, la contrainte $L_{ep} \geq L_{deph}$ impose des durées d'impulsion longues et des intensités modestes. Comme on peut de plus écrire dans ce cas $I_{opt} \propto a_0$ ($\simeq a_0 I_A/2$) si on veut avoir un champ plat à la fin de l'accélération, on voit que les courants vont rester modestes ($\leq 50kA$).

Une autre possibilité est de donner la prime au courant : les électrons sont accélérés avec un fort a_0 sur une courte distance. L'accélération est alors limitée par la longueur d'épuisement du laser, qui dépend de la durée du laser. Ainsi, pour les paramètres du laser LUIRE, en prenant une durée de 30 fs et une densité de $n_e = 1.7 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$, on peut accélérer des électrons à 500MeV avec $a_0 = 6$ avant que le laser soit épuisé ($L_{acc} = 10 \text{ mm}$). Les électrons restant à l'arrière de la bulle, les courants peuvent être bien plus importants que précédemment $I_{opt} \propto a^{3/2}$ (dans le cas considéré $I_{opt} > 10I_A$). Remarquons que dans ce cas nous sommes clairement dans un régime d'auto-injection et qu'il sera difficile de régler le courant initial du faisceau accéléré. Notons également que du point de vue du rendement, cet accélérateur est moins performant : pour $a_0 \gg 1$ beaucoup d'énergie est transférée aux électrons de l'enveloppe de la bulle.

Problème de récurrence

L'extrapolation du cas b) nous apprend qu'un laser d'énergie de 1 kJ et de durée 330 fs permettrait d'atteindre des énergies de 120 GeV en seulement 17 m⁷. Cette énergie est comparable à ce que les plus grands accélérateurs d'électrons conventionnels peuvent produire. Cependant de nombreuses considérations pratiques restreignent pour l'instant l'utilisation de l'accélération laser plasma pour faire de la physique des particules. Comme le souligne Katsouleas dans [Katsouleas 06], le paramètre important pour avoir des événements physiques est la luminosité du faisceau.

$$L = \frac{fN^2}{4\pi\sigma_x\sigma_y}$$

où f est la fréquence de répétition, N le nombre d'électrons dans le paquet, et $\sigma_{x,y}$ les dimensions transverses du faisceau.

En supposant l'accélération de 1 nC (soit un rendement global de 10%), et des faisceaux focalisés avec des tailles nanométriques (ce qui est très optimiste) $L/f \simeq 10^{32} \text{ cm}^{-2}$. Pour atteindre la luminosité nécessaire de l'ordre de $10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$, il faudrait donc avoir une fréquence de répétition de 100 Hz. Les lasers de forte énergie ne permettent pas actuellement d'atteindre de telles fréquences car les milieux amplificateurs solides doivent évacuer l'énergie thermique. Le pompage des milieux amplificateurs par diode pourrait, dans l'avenir, permettre de limiter ces

⁷En supposant que l'on puisse guider le laser sur une telle distance, ce qui nécessiterait des développements technologiques conséquents.

effets thermiques dans les lasers de pompe et améliorer par ailleurs le rendement à la prise des lasers, mais l'utilisation de cette technologie pour les lasers à haute puissance n'en est encore qu'à ses débuts.

La distance restant à couvrir pour réaliser un accélérateur à des énergies de 100 GeV avec une technologie laser-plasma reste immense et fortement assujettie au développement des technologies laser. Une alternative plus réaliste à court terme est l'utilisation d'un faisceau d'électrons pour exciter l'onde plasma. Dans ce cas le rendement et la fréquence de répétition sont bien meilleurs et le plasma permet d'accélérer des électrons sur des distances très réduites. Ainsi, un gain de 40 GeV sur une longueur de 80 cm a déjà été constaté [Blumenfeld 07]. Cependant, pour cette technique, l'injection reste à améliorer pour obtenir des distributions d'énergie mono-énergétiques.

Enfin, soulignons que pour faire de la physique des particules, il faut également être capable d'accélérer des positrons. Si l'accélération de positrons dans un plasma a été prouvée [Blue 03], le régime de la bulle n'est pas un régime favorable à leur accélération et l'obtention d'énergies très élevées sera un problème encore plus complexe.

Vers une fréquence plus élevée

Si les applications de haute énergie semblent compromises dans l'avenir immédiat par l'absence de lasers de haute répétition, et de forte puissance moyenne, nous pouvons, à l'opposé, nous intéresser aux lasers de moindre énergie et de plus haute cadence. Basés sur des méthodes d'amplification paramétriques ou classiques avec recompression de la durée, ils permettent d'obtenir des durées de l'ordre de 4 – 5 fs. Leur taux de répétition permet de stabiliser thermiquement la chaîne laser : ces systèmes sont alors extrêmement stables. Ils ont été développés à l'origine pour les expériences de production d'harmoniques, cependant ils pourraient être aussi pertinents pour l'accélération d'électrons. Si on suit les mêmes lois d'échelle que précédemment on peut voir que l'énergie nécessaire pour être dans le régime de la bulle, est proportionnelle à $\tau^{22/6}$ dans le cas a) et à τ^3 dans le cas b). Ainsi des impulsions de 4 fs nécessitent une énergie inférieure à 2 mJ si elles sont focalisés à $w_0 \simeq 2 \mu\text{m}$. Cette valeur est très proche de ce qui est produit aujourd'hui en Salle Noire au Laboratoire d'Optique Appliquée. Des faisceaux d'électrons ultra courts d'énergie $\simeq 20 \text{ MeV}$ pourraient alors être produits au KHz⁸ dans un plasma de densité $n_e = 6 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$. Pour injecter des électrons, à ces intensités réduites, il faudrait cependant avoir recours à un mécanisme d'injection externe comme l'injection optique (en extrapolant nos résultats, des énergies de l'ordre de la centaine de microjoules, pas forcément comprimées à des durées aussi faibles que le faisceau pompe suffiraient à injecter efficacement des électrons). Les applications à la femto chimie et à la biologie, ou le rayonnement créé par

⁸Notons que nous avons complètement négligé les phénomènes d'ionisation qui pourraient faire perdre une énergie substantielle aux faisceaux. De même, de telles densités au KHz ne sont pas aujourd'hui techniquement réalisables.

diffusion Thomson, ne nécessitent pas des énergies plus élevées et pourraient profiter du développement de tels lasers. Enfin, sa fréquence élevée pourrait en faire un candidat sérieux pour un injecteur d'accélérateur conventionnel.

Comment encore améliorer la qualité de faisceau

Si la qualité de faisceau obtenue a été grandement améliorée en injectant de façon externe les électrons, la dispersion en énergie de un pourcent reste toujours dix fois plus élevée que dans les accélérateurs conventionnels et constitue le facteur limitant pour la réalisation d'un laser à électrons libres. S'il paraît assez clair que des dispersions en énergie de l'ordre de 0.1 % nécessiteront des schémas d'injection contrôlée, rien ne nous permet d'affirmer que des dispersions en énergie si basses puissent être atteintes avec un mécanisme d'injection optique.

On peut cependant donner quelques pistes pour améliorer encore la dispersion en énergie d'un faisceau d'électrons injectés optiquement. Une première considération est basée sur le fait que l'émittance longitudinale, c'est à dire le volume du faisceau dans l'espace des phases, est plus ou moins conservée. On peut donc à priori améliorer la qualité de faisceau (sa dispersion en énergie relative) si on accélère les électrons à plus haute énergie. Cette méthode n'est pas spécifique au mécanisme d'injection, et est d'ailleurs souvent invoquée pour augmenter la qualité de faisceaux d'électrons auto-injectés. Notons cependant que pour qu'elle soit véritablement efficace il faut pouvoir contrôler très précisément la charge injectée (avec une précision inférieure à 10 % comme nous l'avons vu dans la section 4.4). De plus, nous avons vu que l'injection externe permettait d'atteindre de plus hautes énergies, à énergie laser constante.

Dans le même ordre d'idée, une diminution de la densité plasma peut aussi être bénéfique pour l'injection optique. En effet, en opérant à une densité plus basse, tout se passe comme si on utilisait des impulsions plus courtes. On peut alors avoir une injection encore plus locale et diminuer le volume d'injection. On peut également tirer avantage de modulations de densité, qui permettrait soit d'avoir une injection encore plus en phase si on injecte des électrons dans un gradient descendant de densité [Fubiani 06] ou en accélérant les électrons dans un gradient montant de densité pour augmenter la longueur de déphasage.

En utilisant la même géométrie mais avec des paramètres légèrement différents, on peut utiliser les effets pondéromoteurs ou le mécanisme d'injection froide pour injecter des électrons avec une dispersion en énergie initiale plus faible.

Enfin, on peut espérer pouvoir réaliser une mise en forme du faisceau d'électrons en choisissant une impulsion laser d'injection appropriée : on peut ainsi, d'après les simulations, augmenter légèrement la durée du paquet d'électrons en utilisant une impulsion laser d'injection plus longue. Cependant, l'inhibition d'onde de sillage empêche une traduction directe entre l'impulsion laser et le paquet d'électrons et des études complètes seront nécessaires pour trouver, s'ils existent, les paramètres d'injection permettant l'injection d'un paquet optimal, permettant d'optimiser le rendement tout en gardant une bonne qualité de faisceau.

Dans tous les cas, l'accélération laser-plasma reste très dépendante des performances des systèmes laser. Pour l'instant, la disponibilité et la relative instabilité de ces systèmes, souvent construits au fil des années et des dernières avancées technologiques, rend la technique d'accélération laser-plasma très expérimentale. L'arrivée d'entreprises développant des systèmes laser complets, plus fiables, sera très certainement bénéfique à cet égard. Une approche d'optimisation systématique des paramètres du faisceau d'électrons, plus semblable à une démarche d'ingénieur, pourra alors être mise en place.

Annexe A

Guidage dans un capillaire

Pour augmenter l'énergie des électrons ainsi que le rendement de l'accélérateur, il est nécessaire de guider l'impulsion laser sur des distances supérieures à la longueur de Rayleigh. L'auto-focalisation permet de réaliser ce guidage mais demande des intensités importantes : pour accélérer des électrons au GeV, selon la théorie de la bulle [Lu 06a], il faut un laser de 100 TW. Pour les lasers existants, de classe 30-50 TW, si on veut augmenter l'énergie, il faut donc utiliser un guide d'onde externe. On peut utiliser un capillaire creux, qui va guider l'impulsion par réflexion sur les parois [Dorchies 99] mais cette méthode utilise des capillaires de tailles comparables aux taches focales du laser ($w_M = 0.64r_{\text{cap}}$) ce qui les rend très sensibles aux fluctuations de pointé du laser et réduit leur durée de vie. Une autre méthode est l'utilisation d'un gradient de densité plasma pour guider l'impulsion laser. Ce guide d'onde plasma est plus robuste car il n'est pas endommagé par le passage d'une impulsion laser.

Cette annexe décrit le travail réalisé pendant ma thèse pour développer et caractériser à faible intensité un tel guide d'onde. Ce guide est basé sur la technique développée par le groupe de S. Hooker du Clarendon Laboratory (Oxford) dans laquelle le profil de densité nécessaire au guidage est créé par une décharge électrique dite "lente" dans un plasma [Spence 00].

A.1 Théorie et motivation

A.1.1 Guidage d'un laser dans un canal de densité

Nous avons vu dans la partie 1.4 qu'un faisceau laser non relativiste peut être guidé dans un canal de plasma parabolique $n_e = n_0 + \Delta n_e r^2 / w_0^2$ si $\Delta n_e = 1 / (\pi r_e w_0^2)$, où $r_e = e^2 / m_e c$ est le rayon classique de l'électron. Cette condition se traduit en unités pratiques par : $\Delta n_e [\text{cm}^{-3}] = 1.1 \times 10^{20} \text{cm}^{-3} / w_0^2 [\mu\text{m}]$. Il est intéressant de constater que cette expression ne dépend pas de la longueur d'onde du laser mais uniquement de la taille du faisceau. Pour une longueur d'onde plus courte, la longueur de Rayleigh est plus longue mais cet effet est compensé

par un rapport $\Delta n/n_c$ ¹ plus faible (tout se passe comme si le plasma est moins dense). C'est pourquoi, par la suite, nous pourrions caractériser le guidage dans nos capillaires à l'aide d'un laser Nd :YAG doublé, de longueur d'onde 532 nm et extrapoler les résultats aux lasers Ti : Sa de longueur d'onde 800 nm.

Comment créer ce profil parabolique ?

Plusieurs méthodes peuvent être utilisées pour créer ce profil de densité.

- Un laser peut préformer un canal de densité de manière hydrodynamique [Durfee 93, Malka 97, Faure 00, Geddes 04]. Cette méthode ne permet cependant pas un guidage sur de très longues distances et nécessite un laser supplémentaire de haute énergie.
- Ce profil peut être créé en utilisant une décharge électrique qui vaporise les parois d'un capillaire [Ehrlich 96] en polypropylène. Ce processus étant destructif, il ne permet pas de réaliser plus d'une centaine de tirs.
- Des décharges avec un fort courant (> 5 kA) peuvent comprimer le plasma et par implosion, former de manière temporaire (pendant $\simeq 10$ ns) un profil de densité parabolique [Hosokai 00].
- La méthode que nous allons utiliser par la suite, et la plus largement répandue pour créer ces profils paraboliques, est d'utiliser une décharge électrique dans un capillaire [Spence 00]. Un équilibre thermique peut avoir lieu entre le chauffage résistif, au centre du capillaire, et le refroidissement par les parois du capillaire. Il faut choisir un matériau qui résiste au flux laser et à la température et de plus très isolant pour que la décharge ne claque pas sur les parois. Un matériau adapté est l'alumine, nous l'utiliserons dans sa forme cristalline, le saphir.

A.1.2 Formation du canal de densité

On peut utiliser le modèle simple suivant pour estimer la profondeur du canal en fonction des paramètres du capillaire [Bobrova 02]. On part de l'équation de la chaleur dans le capillaire :

$$\frac{1}{r} \frac{d}{dr} \left(r \kappa_{\perp} \frac{dT}{dr} \right) + \sigma_{\perp} E^2 = 0 \quad (\text{A.1})$$

où σ_{\perp} est la conductivité électrique, κ_{\perp} est la conductivité thermique. En supposant que $\sigma_{\perp} = \sigma_0 T^{3/2}$ et $\kappa_{\perp} = \kappa_0 T^{5/2}$ (ce qui revient à supposer des logarithmes de Coulomb constants) cette équation devient :

$$\frac{1}{r_{ch} \xi} \frac{d}{d\xi} \left(\xi \kappa_0 T^{5/2} \frac{dT}{d\xi} \right) + \sigma_0 T^{3/2} E^2 = 0 \quad (\text{A.2})$$

¹Où n_c est cette fois la densité critique.

avec $\xi = r/r_{ch}$ et r_{ch} le rayon du capillaire. On peut intégrer numériquement cette équation différentielle sur T en prenant comme conditions aux limites $dT/dr|_{r=0} = 0$ et $T_{r=r_{cap}} = 0$. On a alors pour un gaz parfait $n \propto 1/T$ et on peut en déduire $n_e(0)/\langle n_e \rangle \simeq 0.7$ soit $n_e(0) = 1.4n_{H_2}^i$ où $n_{H_2}^i$ est la densité moléculaire de dihydrogène. Un développement de Taylor donne, au voisinage de $r = 0$, un profil parabolique $n = n_e(0)(1 + 0.33r^2/r_{ch}^2)$.

La taille du faisceau guidé va donc s'écrire, en fonction de la taille du capillaire et de la densité plasma sur l'axe comme :

$$w_M[\mu\text{m}] = 43 \left(\frac{r_{ch}}{100 \mu\text{m}} \right)^{0.5} \left(\frac{n_e(0)}{10^{18} \text{ cm}^{-3}} \right)^{-0.25} \quad (\text{A.3})$$

Ce modèle simple est confirmé par des simulations magnéto hydrodynamiques 1D [Bobrova 02]. Des simulations plus raffinées [Broks 06] donnent un résultat très proche bien qu'avec une densité électronique sur l'axe plus faible à partir de la même densité moléculaire de H_2 :

$$n_e(0) = 0.74n_{H_2}^i + 0.27 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3} \quad (\text{A.4})$$

$$w_M[\mu\text{m}] = 38 \left(\frac{r_{ch}}{100 \mu\text{m}} \right)^{0.5625} \left(\frac{n_e(0)}{10^{18} \text{ cm}^{-3}} - 0.27 \right)^{-0.25} \quad (\text{A.5})$$

Enfin des mesures interférométriques de densité dans un capillaire rectangulaire de dimension X , à comparer avec le diamètre pour des capillaires circulaires, permettent de déduire expérimentalement [Gonsalves 07] :

$$n_e(0) = 0.87n_{H_2}^i + 0.11 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3} \quad (\text{A.6})$$

$$w_M[\mu\text{m}] = 41 \left(\frac{X/2}{100 \mu\text{m}} \right)^{0.651} \left(\frac{n_e(0)}{10^{18} \text{ cm}^{-3}} - 0.11 \right)^{-0.1875} \quad (\text{A.7})$$

A.1.3 Motivations

L'accord entre ces valeurs expérimentales et les valeurs théoriques est très bon. A faible flux laser, les tailles de faisceaux adaptées ou guidées sont toujours de l'ordre de $w_0 = 30 - 35 \mu\text{m}$. Il est difficile de guider des impulsions plus focalisées : en augmentant la densité on change peu la taille du faisceau guidé et de plus on quitte rapidement le régime d'interaction intéressant $L_{\text{deph}} > L_{\text{cap}}$. On ne peut pas non plus trop réduire le rayon du capillaire car l'approximation parabolique ne tient que près du centre. De plus, pour des rayons de capillaire trop petits, du couplage peut avoir lieu entre l'impulsion laser et les parois du capillaire.

Même s'il semble qu'en utilisant des lasers de plus haute intensité l'autofocalisation puisse aider à guider des lasers plus focalisés², il est intéressant de réduire

²Dans [Leemans 06] et dans [Osterhoff 08]), des lasers de rayons $w_0 = 26 \mu\text{m}$ et $w_0 = 19 \mu\text{m}$ ont été guidés

ces tailles de faisceaux guidés. Sans parler de l'encombrement des optiques de focalisation, on peut ainsi opérer dans des conditions proches des expériences déjà réalisées, dans un régime faiblement non linéaire.

Nous avons donc décidé de développer notre propre décharge capillaire pour tester d'autres régimes de fonctionnement. Une collaboration fructueuse avec le groupe de S. Hooker d'Oxford nous a donné une base d'expérience pour la conception d'une nouvelle décharge capillaire. Ce travail a été effectué dans une collaboration avec L. Arantchuk et J. Larour du Laboratoire de Physique des Plasmas (LPP) de l'Ecole Polytechnique, tous deux spécialistes des décharges de haute puissance.

A.2 Décharge capillaire

Le dispositif final reste proche de celui du groupe de S. Hooker, avec quelques modifications pour faire en sorte que la décharge capillaire puisse être utilisée sous vide.

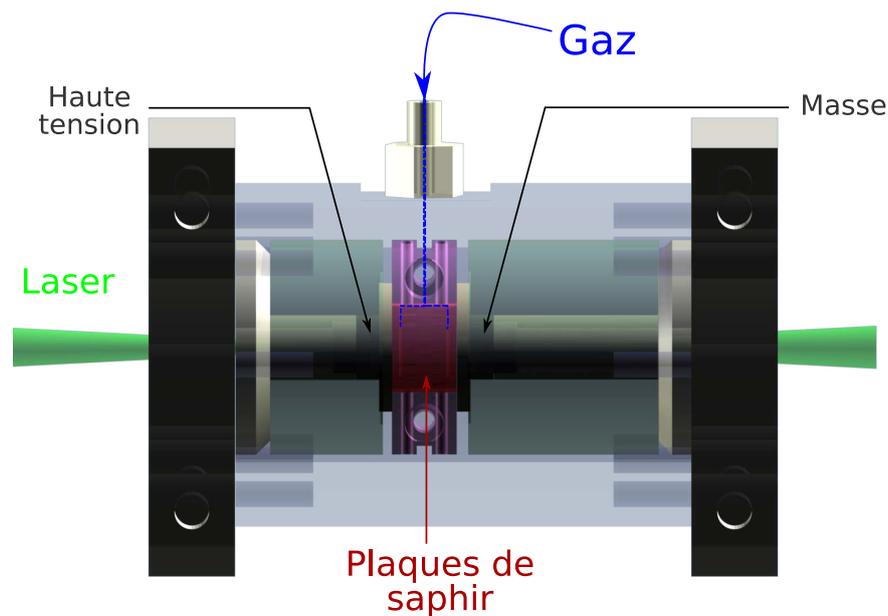


FIG. A.1 – Schéma de l'enceinte contenant le capillaire.

Le système est complètement enchâssé dans une enceinte en plexiglas (transparente). Les électrodes trouées, en inox, sont en contact avec les deux plaques de saphir gravées de telle sorte qu'elles forment un capillaire de $200\ \mu\text{m}$ de diamètre lorsqu'elles sont jointes. L'hydrogène rentre par le haut et peut circuler jusqu'aux faces latérales de ces plaques du saphir. Des gravures transversales de $600\ \mu\text{m}$ de diamètre permettent alors de remplir le capillaire central. Des joints plats et toriques permettent d'éviter que l'hydrogène puisse s'échapper par une autre sortie que les extrémités du capillaire.

A.2.1 Dispositif électrique et décharge

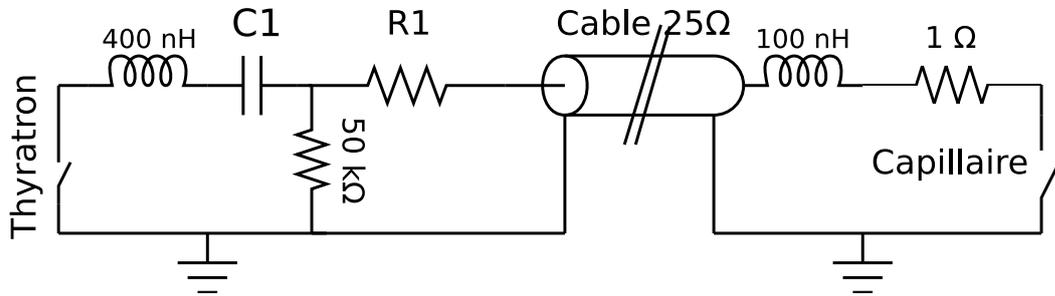


FIG. A.2 – Circuit électrique de décharge.

La figure A.2 représente le circuit électrique de la décharge. Une alimentation extérieure permet de charger le condensateur C_1 . Une fois ce condensateur chargé, on déclenche la décharge à l'aide d'un thyatron. Ce composant joue le rôle d'un interrupteur permettant une montée très rapide du courant. L'impulsion électrique circule ensuite dans un câble coaxial de longueur 6 m et d'impédance $Z_c = 25 \Omega$. L'utilisation de ce câble coaxial est une différence importante avec les dispositifs existants, basés sur de simples circuits LC.

- D'après l'équation des télégraphistes on peut avoir une réflexion de l'impulsion électrique aux bornes du capillaire d'amplitude $A_r/A_i = (Z_{cap}/Z_c - 1)/(Z_{cap}/Z_c + 1)$ où Z_{cap} est l'impédance du capillaire. Tant que la décharge n'a pas lieu $Z_{cap} \gg Z_c$ et on peut ainsi doubler la valeur de la tension aux bornes du capillaire. Cette réflexion permet donc de déclencher plus facilement la décharge. Comme on utilise de plus une résistance R_1 , pour dissiper l'énergie et éviter des oscillations trop importantes du courant nuisibles au thyatron, la tension aux bornes du capillaire est donc $2Z_c/(Z_c + R_1)U_{in}$, où U_{in} est la tension de charge du condensateur.
- Le câble va également avoir une influence sur la forme du courant. On peut le comprendre ainsi : quand on ferme le thyatron, et ce jusqu'à ce qu'il y ait une réflexion, le condensateur ne « voit » pas ce qu'il y a de l'autre côté du câble. Tout se passe comme si on avait un circuit RC avec R l'impédance du câble. De même, quand le claquage a lieu aux bornes du capillaire et que son impédance devient nulle, la tension mesurée aux bornes du condensateur ne le voit qu'après un temps $\tau_0 = L_{cable}/v$. Ce temps de transport des impulsions dans le câble est un des temps caractéristique qui va influencer la période des oscillations de la tension et du courant. La figure A.3 représente des simulations (a et b) et des mesures expérimentales (c et d) de la tension (aux bornes du condensateur) et du courant (aux bornes du capillaire, de l'autre côté du câble). Dans le cas a, le câble mesure 6 m, ce qui correspond à un temps caractéristique $\tau_0 = 30$ ns, alors que dans le cas b, la longueur de câble est de 10 m soit $\tau_0 = 50$ ns. Dans les deux cas, la durée du pic de courant est à peu près de $2\tau_0$. Ce comportement est également bien visible

expérimentalement : le cas d correspond à un ajout de 4 m au câble utilisé pour le cas c.

- L'impédance du câble va également jouer dans l'amplitude du courant électrique. Dans les simulations, on a bien $I \approx U/Z_c$. Dans l'expérience, nous n'avons que $I \approx 500$ A pour $U = 20$ kV. Cependant l'influence du câble est visible quand on change la capacité C_1 : le courant est alors moins modifié que dans un circuit LC.

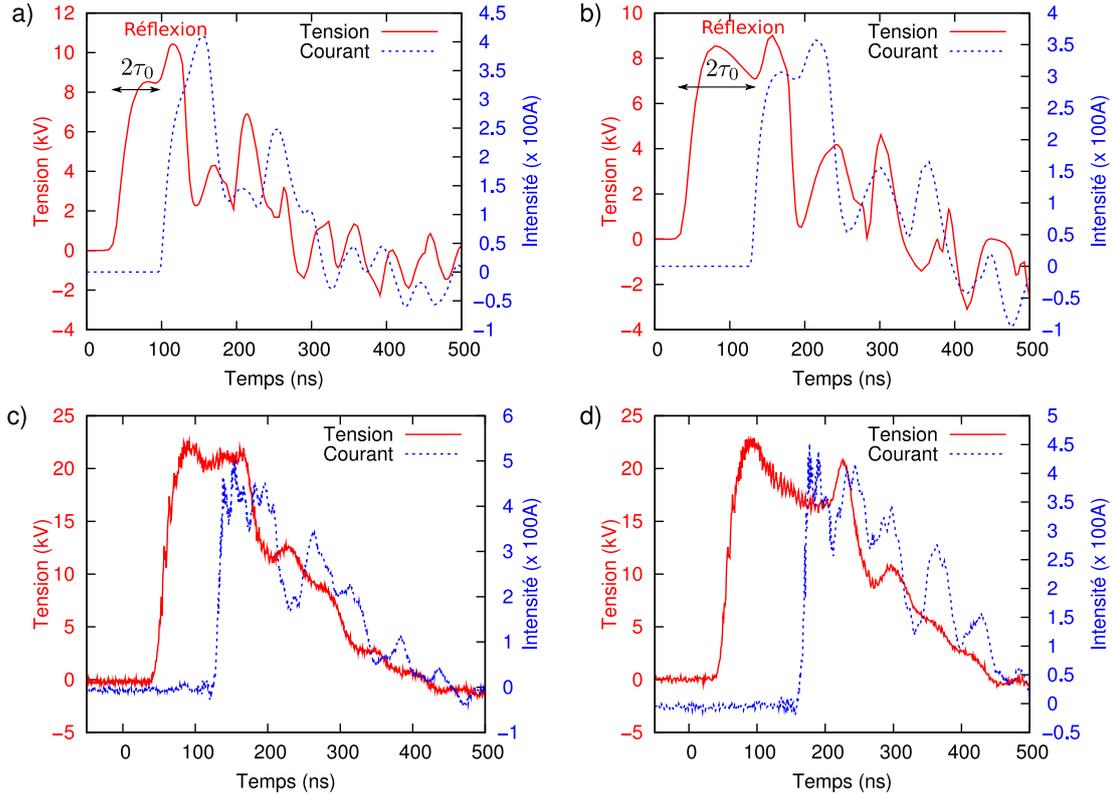


FIG. A.3 – Simulations (a et b) et mesures expérimentales (c et d) de la tension aux bornes du condensateur et du courant à travers le capillaire. Les cas a et c correspondent à un câble de 6 m, les cas b et d à un câble de 10 m.

Enfin, l'impédance totale du circuit a été réduite pour obtenir des montées de courant les plus rapides possible ($\simeq 10$ ns). Ces courbes sont finalement très différentes des courbes de courant mesurées par les autres groupes utilisant un schéma LC simple, avec une oscillation sinusoïdale du courant de demi période supérieure à $\simeq 200$ ns. Nous allons voir dans la partie suivante si le guidage est influencé par ces changements.

A.2.2 Jitter

Le processus de décharge n'est pas tout à fait déterministe et introduit des variations de délais entre la déclenche du thyatron et le passage du courant dans

le capillaire. Ce jitter n'est pas du tout souhaitable dans les expériences de guidage car la fenêtre temporelle dans laquelle on peut guider (cf partie suivante) et encore plus celle où on arrive à accélérer des électrons [Rowlands-Rees 08] est réduite (< 10 ns). Si on ne maîtrise pas ce délai, on doit, pour obtenir des résultats expérimentaux propres, trier les tirs en fonction du délai mesuré et donc faire l'acquisition de bien plus de tirs.

Nous avons identifié plusieurs sources de jitter.

- Si la pression dans l'enceinte est supérieure à 10^{-1} mbar, le claquage peut avoir lieu dans l'enceinte, car d'après la loi de Paschen, une pression de quelques mbar est celle qui permet le claquage le plus facile sur des distances de l'ordre du centimètre.
- L'usure des électrodes contribue également à augmenter le jitter. A chaque décharge, les aspérités de l'électrode, d'où est initiée la décharge, sont arrachées. On peut remédier à cet effet en taraudant les électrodes.
- Un problème récurrent est la pollution des capillaires par l'inox vaporisé par la décharge. On a alors une couche métallique qui perturbe le bon fonctionnement de la décharge. Pour réduire ce problème, on a réduit C_1 , de 4 à 2 nF pour diminuer l'énergie emmagasinée.

A.3 Caractérisation du guidage à faible flux

On utilise le banc optique représenté sur la figure A.4. Un laser Nd : Yag doublé (@532 nm) de durée à mi hauteur 5 ns et d'énergie 5 mJ fournit la lumière pulsée. On utilise un afocal de grandissement 15 et un iris d'ouverture réglable pour choisir la taille de faisceau. Ce faisceau laser est focalisé par une lentille de focale 50 cm à l'entrée du capillaire. A l'aide de l'iris, on peut régler la taille de la tache focale entre $50 \mu\text{m}$ et $15 \mu\text{m}$. La sortie du capillaire est imagée par une caméra CCD 12 bits munie d'un objectif de microscope (x 25). On peut ainsi obtenir le flux et la distribution spatiale de la lumière transmise par le capillaire.

Alignement du capillaire

Pour aligner le capillaire sur l'axe laser, on utilise la procédure suivante.

1. On image le foyer de la lentille sur la caméra.
2. Une translation de la lentille à l'intérieur de la chambre à vide permet d'imager le plan de sortie du capillaire. En diaphragmant le laser, on peut centrer précisément le laser sur la caméra. Le système d'imagerie est alors fixé.
3. On met le capillaire dans le faisceau, en centrant la face de sortie du capillaire.
4. Des rotations, centrées sur le point de sortie du capillaire, permettent alors de maximiser le flux / avoir le faisceau le plus circulaire possible, avec un laser diaphragmé.

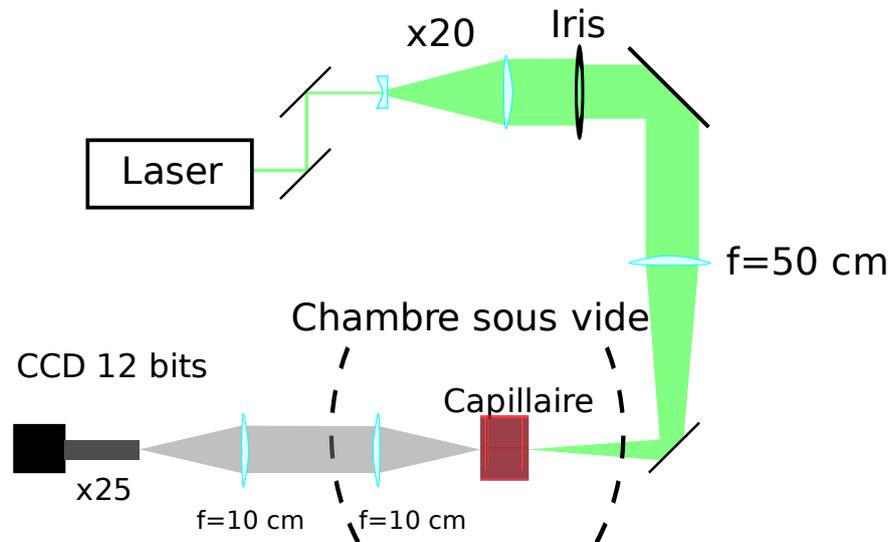


FIG. A.4 – Schéma du banc de test optique

Si la procédure est correctement effectuée, le capillaire est en position optimale pour le guidage, avec le plan focal du laser à l'entrée du capillaire.

Guidage expérimental

La figure A.5 présente un résultat typique de guidage dans un capillaire de longueur 15 mm et de diamètre $200\ \mu\text{m}$, avec $C_1 = 2\ \text{nF}$, $R_1 = 12.5\ \Omega$, $U_{in} = 20\ \text{kV}$ pour une pression de dihydrogène de 200 mbar. D'après la loi d'échelle A.6, cette pression correspond à une densité électronique sur l'axe de $5 \times 10^{18}\ \text{cm}^{-3}$. Ces paramètres seront communs à toutes les données présentées par la suite.

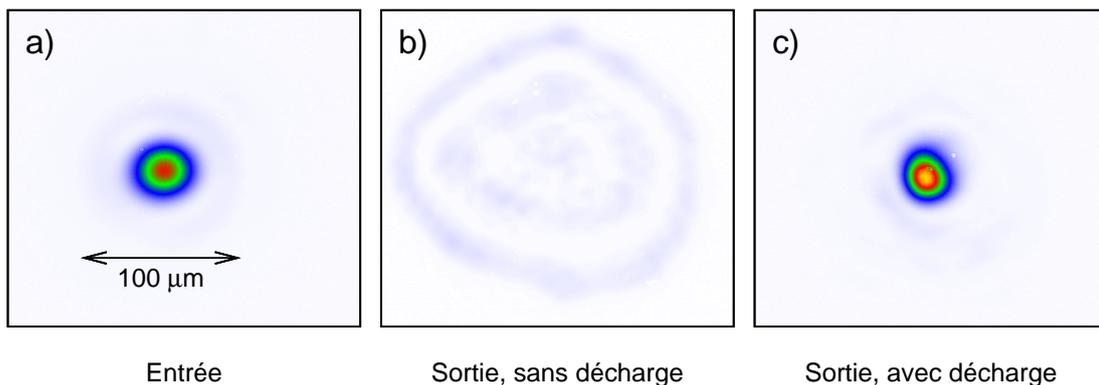


FIG. A.5 – Guidage d'une impulsion laser dans un capillaire de 15 mm. a) entrée du capillaire, b) sortie du capillaire sans décharge, c) sortie du capillaire 70 ns après la décharge.

L'image a) représente la tache focale en entrée du capillaire. Le diamètre à mi hauteur est de $27\ \mu\text{m}$, ce qui correspond à $w_0 = 23\ \mu\text{m}$. L'image b) représente la

sortie du capillaire sans décharge, on voit bien la lumière diffusée par les parois du capillaires. Si de l'énergie est transmise (40 %), le faisceau est complètement défocalisé, ce qui est normal après ≈ 4 longueurs de Rayleigh. Par contre quand la décharge a lieu (ici le laser traverse le capillaire 70 ns après le début de la décharge), il est possible de guider le laser. La taille du laser en sortie du capillaire est $w_0 = 19 \mu\text{m}$.

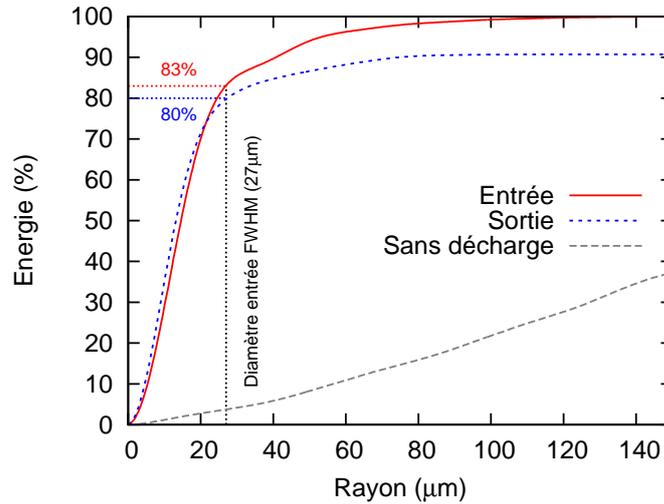


FIG. A.6 – Comparaison de la qualité du laser en entrée avec le laser guidé. Les courbes représentent l'évolution de l'énergie encerclée dans un cercle centré sur le maximum.

Pour comparer plus en détail les transmissions, on représente sur la figure A.6 l'énergie encerclée dans un cercle de rayon croissant centré sur le maximum d'intensité. La transmission totale est de 91 % pour le cas guidé. On utilisera également le concept d'énergie encerclée dans le rayon correspondant au diamètre FWHM du faisceau. Pour le faisceau en entrée, cette valeur est de 83 %, à comparer à une énergie encerclée de 84 % pour un faisceau gaussien parfait. Dans le même rayon, 80 % de l'énergie incidente est transmise dans le cas guidé, ce qui correspond à une transmission de l'énergie encerclée de 96 %. Dans la suite, on utilisera plutôt l'énergie encerclée, ou la transmission encerclée si on la compare à une référence, qui permet de caractériser à la fois la transmission et la qualité du faisceau guidé.

Influence du délai

On représente sur la figure A.7 la transmission encerclée (dans un cercle de rayon le diamètre à mi hauteur du faisceau en entrée, soit ici $27 \mu\text{m}$) en fonction du délai entre la décharge et le passage du laser dans le capillaire. Il faut attendre à peu près 50 ns après le début de la décharge pour que le laser soit convenablement guidé. Cela peut s'expliquer par la dynamique de formation du canal de densité. Pendant les 50 nanosecondes suivantes, la transmission est élevée : supérieure à 80 %. Ensuite, la transmission décroît en même temps que le courant et peut redevenir meilleure dans la deuxième bosse de courant.

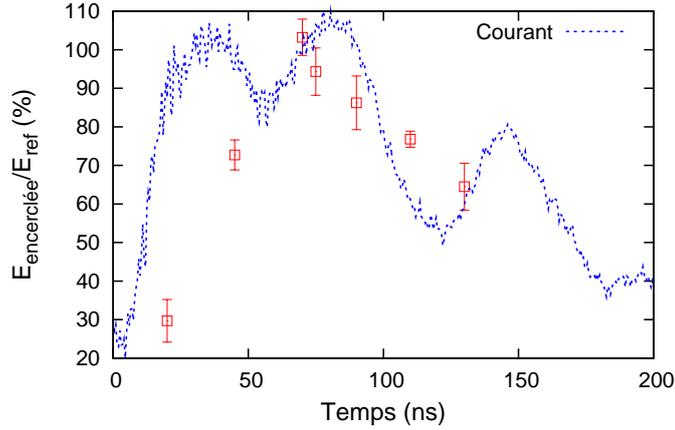


FIG. A.7 – Transmission dans un cercle de $27 \mu\text{m}$ (correspondant au diamètre à mi hauteur du laser entrant dans le capillaire) en fonction du délai avec la décharge. $L_{\text{cap}} = 15 \text{ mm}$, $r_{\text{cap}} = 200 \mu\text{m}$, $C_1 = 2 \text{ nF}$, $R_1 = 12.5 \Omega$, $U_{\text{in}} = 20 \text{ kV}$ et $P_{H_2} = 200 \text{ mbar}$.

Le guidage de faisceaux de *waist* $w_0 = 23 \mu\text{m}$ est démontré : pendant 50 ns, il est possible d’avoir une transmission élevée et une bonne qualité spatiale. On a vu que le faisceau était plus focalisé en sortie qu’en entrée, ce qui semble indiquer que nous pouvons guider des faisceaux encore plus focalisés.

Taille de faisceau adaptée

La figure A.8 représente la transmission et la dilatation du faisceau entre l’entrée et la sortie pour différentes tailles de faisceaux en entrée, en faisant varier l’ouverture du faisceau à l’aide de l’iris.

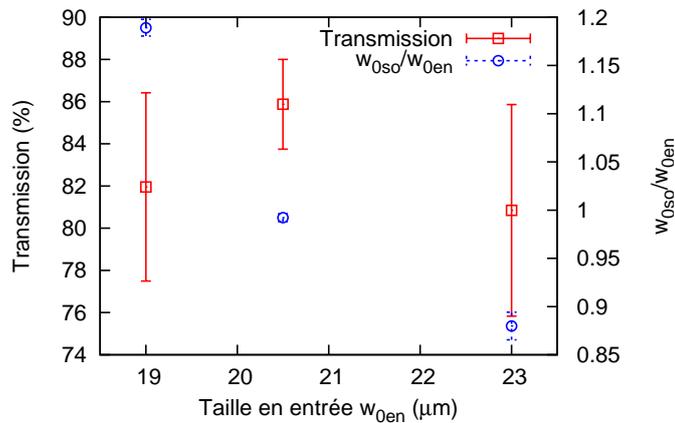


FIG. A.8 – Transmission et dilatation du faisceau entre l’entrée et la sortie du capillaire en fonction de la taille du faisceau en entrée. $L_{\text{cap}} = 15 \text{ mm}$, $r_{\text{cap}} = 200 \mu\text{m}$, $C_1 = 2 \text{ nF}$ et $R_1 = 12.5 \Omega$, $U_{\text{in}} = 20 \text{ kV}$ et $P_{H_2} = 200 \text{ mbar}$.

On constate premièrement que la transmission reste supérieure à 80% même pour des tailles de $19 \mu\text{m}$, elle est optimale pour $w_0 = 20.5 \mu\text{m}$. Si on compare la taille en sortie du faisceau, on constate qu'un faisceau plus focalisé que $20.5 \mu\text{m}$ sera défocalisé dans le capillaire; au contraire des faisceaux plus gros seront focalisés.

Ceci semble indiquer que la taille de faisceau adaptée se situe vers $w_0 = 20.5 \mu\text{m}$. Pour pouvoir confirmer cette assertion, il faudrait des mesures interférométriques ou un dispositif permettant de contrôler la divergence du faisceau en sortie³. Cela semble également montrer que notre capillaire, pour des raisons encore non comprises, guide mieux que les capillaires précédemment utilisés. A titre de comparaison, dans nos conditions, la loi d'échelle A.6 donne une taille de faisceau adaptée de $w_M = 30 \mu\text{m}$, soit 50% plus importante.

A.4 Perspectives

Ces résultats prometteurs doivent être confirmés dans une véritable expérience à haut flux, dans laquelle les effets d'autofocalisation vont aussi aider à guider le faisceau. Cette expérience devrait avoir lieu prochainement au CEA Saclay.

Si on couple ce guidage avec une méthode d'injection optique nous serons alors capables :

- d'augmenter l'énergie finale des électrons, ce qui servira principalement à générer du rayonnement secondaire plus court.
- d'augmenter le rendement de l'accélérateur, en opérant sur des longueurs plus proches de la longueur de dépletion.
- de réduire la dispersion en énergie relative, pour un faisceau optimisé ou en opérant sur des distances d'accélération proches de la distance de déphasage.

Il faut également noter que cette méthode d'injection optique nous permettra de travailler à des densités suffisamment basses permettant d'avoir des longueurs de déphasage comparables à la longueur du capillaire, nous permettant d'optimiser à la fois l'énergie du faisceau d'électrons et sa dispersion en énergie relative. Ce n'est pas le cas des expériences utilisant des capillaires menées jusqu'à présent : dans [Leemans 06], $L_{\text{cap}}/L_{\text{deph}} \simeq 5$, dans [Karsch 07] $L_{\text{cap}}/L_{\text{deph}} \simeq 3 - 5$.

³Un tel dispositif n'a pour l'instant pas été mis en place pour des raisons d'encombrement de l'enceinte sous vide.

Annexe B

Lois d'échelles

Cette annexe présente les lois d'échelles utilisées dans la section 5.3.

Pour le cas a), c'est à dire un laser auto-guidé, on obtient les lois d'échelles suivantes en fonction de l'énergie laser sur cible :

$$\frac{n_c}{n_p} = 491 \left(\frac{E[J]}{\lambda/0.8 \mu\text{m}} \right)^{10/22} \quad (\text{B.1})$$

$$\Delta E[\text{GeV}] = 0.58 \left(\frac{E[J]}{\lambda/0.8 \mu\text{m}} \right)^{12/22} \quad (\text{B.2})$$

$$L_{\text{acc}}[\text{mm}] = 3.4 E[J]^{16/22} (\lambda/0.8 \mu\text{m})^{6/22} \quad (\text{B.3})$$

$$\tau[\text{fs}] = 23 E[J]^{6/22} (\lambda/0.8 \mu\text{m})^{16/22} \quad (\text{B.4})$$

$$a_0 = 3.43 \left(\frac{E[J]}{\lambda/0.8 \mu\text{m}} \right)^{1/11} \quad (\text{B.5})$$

$$w_0[\mu\text{m}] = 10.45 E[J]^{6/22} (\lambda/0.8 \mu\text{m})^{16/22} \quad (\text{B.6})$$

Dans le cas b), c'est à dire $a_0 = 2$, avec un guidage et une injection externes ces lois d'échelles deviennent.

$$\frac{n_c}{n_p} = 1.75 \cdot 10^3 \left(\frac{E[J]}{\lambda/0.8 \mu\text{m}} \right)^{2/3} \quad (\text{B.7})$$

$$\Delta E[\text{GeV}] = 1.2 \cdot 10^3 \left(\frac{E[J]}{\lambda/0.8 \mu\text{m}} \right)^{2/3} \quad (\text{B.8})$$

$$L_{\text{acc}}[\text{mm}] = 17 E[J] \quad (\text{B.9})$$

$$\tau[\text{fs}] = 33 E[J]^{1/3} (\lambda/0.8 \mu\text{m})^{2/3} \quad (\text{B.10})$$

$$a_0 = 2 \quad (\text{B.11})$$

$$w_0[\mu\text{m}] = 15.5 E[J]^{1/3} (\lambda/0.8 \mu\text{m})^{2/3} \quad (\text{B.12})$$

La densité plasma (en 10^{18} cm^{-3}), l'énergie maximale (en GeV), la taille du faisceau (en microns), la durée du faisceau (en fs) et la distance d'accélération (en cm) sont représentées graphiquement sur la figure B.1, en fonction de l'énergie laser (en J) pour une longueur d'onde $\lambda = 0.8 \mu\text{m}$.

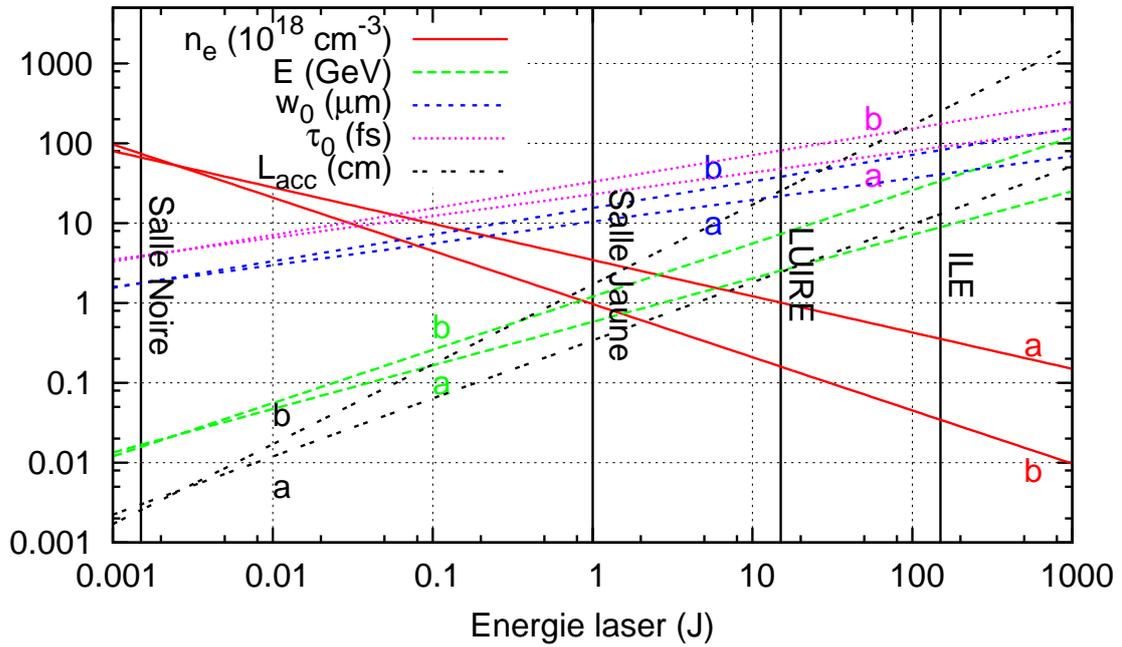


FIG. B.1 – Lois d'échelles de l'accélération laser plasma dans le régime de la bulle, en fonction de l'énergie laser sur cible pour un laser de longueur d'onde $\lambda = 0.8 \mu\text{m}$. Le cas a) correspond à un laser auto-focalisé, le cas b) à un laser partiellement guidé, mais avec un rendement laser-plasma optimal ($a_0 = 2$). Théoriquement, l'auto-injection ne se produit que dans le cas 1) pour des énergies supérieures à 200 mJ ($a_0 \simeq 3$). Tous les autres cas nécessitent une injection externe.

Annexe C

Publications

Les travaux menés pendant cette thèse ont abouti à la publication des articles suivants. Une sélection de ces articles est reproduite en annexe.

- 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*, 444 :737–739, 2006. [C.1](#)
- J. Faure, C. Rechatin, A. Norlin, F. Burgy, A. Tafzi, J.-P. Rousseau, and V. Malka. Controlled electron injection in a laser-plasma accelerator. *Plasma Phys. Control. Fusion*, 49 :B395–B402, 2007.
- C. Rechatin, J. Faure, A. Lifschitz, V. Malka, and E. Lefebvre. Plasma wake inhibition at the collision of two laser pulses in an underdense plasma. *Phys. Plasmas*, 14(6) :060702, 2007. [C.2](#)
- X. Davoine, E. Lefebvre, J. Faure, C. Rechatin, A. Lifschitz, and V. Malka. Simulation of quasimonoenergetic electron beams produced by colliding pulse wakefield acceleration. *Phys. Plasmas*, 15(11) :113102, 2008.
- J. Faure, C. Rechatin, A. Lifschitz, X. Davoine, E. Lefebvre, and V. Malka. Experiments and simulations of the colliding pulse injection of electrons in plasma wakefields. *IEEE Trans. Plasma Sci.*, 36 :1751–1759, 2008.
- A. Lifschitz, X. Davoine, E. Lefebvre, J. Faure, C. Rechatin, and V. Malka. Particle-in-Cell modelling of laser-plasma interaction using Fourier decomposition. *Journal of Computational Physics*, 2008.
- 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 Jour. Phys.*, 11(1) :013011, 2009. [C.3](#)
- V. Malka, J. Faure, C. Rechatin, A. Ben-Ismaïl, J. K. Lim, X. Davoine, and E. Lefebvre. Laser-driven accelerators by colliding pulses injection : A review of simulation and experimental results. *Phys. Plasmas*, 16(5) :056703, 2009. [C.4](#)

- X. Davoine, E. Lefebvre, C. Rechatin, J. Faure, and V. Malka. Cold optical injection producing monoenergetic, multi-GeV electron bunches. *Phys. Rev. Lett.*, 102(6) :065001, 2009. [C.5](#)
- 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(16) : 164801, 2009. [C.6](#)
- T. Fuchs, H. Szymanowski, U. Oelfke, Y. Glinec, C. Rechatin, J. Faure, and V. Malka. Treatment planning for laser-accelerated very-high energy electrons. *Physics in Medicine and Biology*, 54(11) :3315–3328, 2009.
- C. Rechatin, X. Davoine, A. Lifschitz, A. Ben Ismaïl, J. Lim, E. Lefebvre, J. Faure, and V. Malka. Observation of beam loading in a laser-plasma accelerator. *Accepté à Phys. Rev. Lett.*, 2009. [C.7](#)
- C. Rechatin, J. Faure, X. Davoine, O. Lundh, J. Lim, A. Ben-Ismaïl, F. Burgy, A. Tafzi, A. Lifschitz, E. Lefebvre, and V. Malka. Characterization of beam loading in a laser-plasma accelerator. *Soumis à New Jour. Phys.*, 2009.

LETTERS

Controlled injection and acceleration of electrons in plasma wakefields by colliding laser pulses

J. Faure¹, C. Rechatin¹, A. Norlin¹, A. Lifschitz¹, Y. Glinec¹ & V. Malka¹

In laser-plasma-based accelerators¹, an intense laser pulse drives a large electric field (the wakefield) which accelerates particles to high energies in distances much shorter than in conventional accelerators. These high acceleration gradients, of a few hundreds of gigavolts per metre, hold the promise of compact high-energy particle accelerators. Recently, several experiments have shown that laser-plasma accelerators can produce high-quality electron beams, with quasi-monoenergetic energy distributions at the 100 MeV level^{2–4}. However, these beams do not have the stability and reproducibility that are required for applications. This is because the mechanism responsible for injecting electrons into the wakefield is based on highly nonlinear phenomena⁵, and is therefore hard to control. Here we demonstrate that the injection and subsequent acceleration of electrons can be controlled by using a second laser pulse⁶. The collision of the two laser pulses provides a pre-acceleration stage which provokes the injection of electrons into the wakefield. The experimental results show that the electron beams obtained in this manner are collimated (5 mrad divergence), monoenergetic (with energy spread <10 per cent), tuneable (between 15 and 250 MeV) and, most importantly, stable. In addition, the experimental observations are compatible with electron bunch durations shorter than 10 fs. We anticipate that this stable and compact electron source will have a strong impact on applications requiring short bunches, such as the femtology of water⁷, or high stability, such as radiotherapy with high-energy electrons^{8,9} or radiography¹⁰ for materials science.

In laser-plasma-based accelerators, the longitudinal accelerating electric field is excited via the ponderomotive force of an ultrashort and ultra-intense laser. This force is proportional to the gradient of the laser intensity I . The normalized laser vector potential is defined as a_0 , with $a_0^2 \propto I$. The ponderomotive force pushes electrons outward and separates them from the ions, thus creating a travelling electric field, with a phase velocity v_p close to the speed of light in vacuum c , as is required for accelerating particles to relativistic energies. This wakefield can have a longitudinal electric field $E_z > 100 \text{ GV m}^{-1}$ and the characteristic scale length of the accelerating structure is the plasma wavelength $\lambda_p = 10\text{--}30 \mu\text{m}$, for typical plasma densities of $n_e = 10^{18}\text{--}10^{19} \text{ cm}^{-3}$. To be trapped and accelerated, electrons need to be injected into the wakefield with sufficient initial energy.

The experiments reported^{2–4} in 2004 operated in the bubble regime⁵ (or blow-out regime¹¹), in which electrons were ‘self-injected’ into the wakefield, allowing the trapping and the acceleration of quasi-monoenergetic bunches. In these experiments, a single laser pulse was responsible for trapping and accelerating electrons. This physics is highly nonlinear and can be explained as follows: the nonlinear evolution of the laser pulse via self-focusing¹² and self-compression¹³ leads to an increase of the laser intensity and to the formation of an electron-evacuated cavity (the bubble), filled with

ions and surrounded by a dense wall of electrons. When the electron density at the walls reaches a threshold value, self-injection occurs at the back of the bubble. Injection stops when the charge density of the trapped bunch is comparable to the charge density at the bubble walls. This short and localized injection leads to the formation of a quasi-monoenergetic electron bunch. However, this self-injection mechanism depends crucially on the nonlinear evolution of the laser pulse, which might be different from shot to shot. This causes injection to occur at different times, and our previous experiments⁴ have suffered large fluctuations in the self-injected electron beam in terms of electron energy distribution: some shots produce electron beams with a well-defined monoenergetic peak (one out of 3–5 shots), whereas others produce beams with several peaks or sometimes even a plateau distribution. Recently, other groups have obtained more stable beams using tailored gas jet targets¹⁴ or capillary discharges¹⁵.

It is believed that the stabilization of the electron beam can be achieved by controlling the injection of electrons. Therefore, a method of injecting electrons ‘externally’ is highly desirable. In addition, the production of monoenergetic electron bunches requires that the injected beam load have a duration shorter than $\lambda_p/c = 30\text{--}100 \text{ fs}$. However, the production of such short bunches is at the edge of conventional radio-frequency (r.f.) accelerator technology and no successful experiment involving an external r.f. injector has been demonstrated so far. In contrast, our experimental results demonstrate a method that greatly enhances the stability of the electron beam by controlling the injection of electrons in the wakefield using a second laser pulse. The idea of using an additional laser pulse for injecting electrons was first proposed in ref. 16. It was further developed⁶ into a method based on counter-propagating laser pulses. In its simplest form, this method uses two counter-propagating ultrashort laser pulses with the same central wavelength and polarization¹⁷. The first laser pulse—the ‘pump’ pulse (with laser strength a_0)—creates a wakefield, whereas the second laser—the ‘injection’ pulse (with laser strength $a_1 < a_0$)—will only be used for injecting electrons. The laser pulses collide in the plasma and their interference creates a laser beatwave pattern with phase velocity $v_{\text{bw}} \approx 0$.

The beatwave pattern is a standing wave, with characteristic spatial scale $\lambda_0/2$, where λ_0 is the laser central wavelength. Because of this small scale length, the ponderomotive force of the beatwave is very large: $F_{\text{bw}} \propto 2a_0a_1/\lambda_0$. Owing to its zero phase velocity and large ponderomotive force, the beatwave can pre-accelerate plasma background electrons. Under certain conditions for a_0 and a_1 , this pre-acceleration permits the injection and trapping of electrons in the wakefield and further acceleration to relativistic energies. Analytical work¹⁷ and simulations^{17,18} have shown that this two-stage acceleration mechanism can lead to the production of high-quality electron bunches, with narrow energy spread, small divergence and ultrashort duration, even when using relatively modest lasers ($a_0 = 1$, $a_1 = 0.3$).

¹Laboratoire d’Optique Appliquée, ENSTA, CNRS, Ecole Polytechnique, UMR 7639, 91761 Palaiseau, France.

LETTERS

NATURE | Vol 444 | 7 December 2006

In the experiment, we focused two ultrashort 30 fs laser pulses with linear polarization at the edge of a 2 mm supersonic helium gas jet¹⁹ (see Supplementary Information). The gas was rapidly ionized by the front of the laser pulses and provided the plasma medium. The pump pulse was focused to an intensity of $I_0 = 3.4 \times 10^{18} \text{ W cm}^{-2}$, for which $a_0 = 1.3$. The injection pulse was collinear and counter-propagating, with an intensity of $I_1 = 4 \times 10^{17} \text{ W cm}^{-2}$, for which $a_1 = 0.4$. The electron beam was measured with an electron spectrometer²⁰, which gives access to the electron beam angular distribution, energy distribution and charge. Figure 1a–c shows the electron distribution obtained when the pump pulse alone is fired into the gas jet: this is the usual self-injected beam obtained in the bubble regime. Achieving controlled injection requires that self-injection be turned off. Figure 1a–c shows that by decreasing the plasma density from $n_e = 1.25 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ to $n_e = 7.5 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$, we were able to suppress the self-injected electron beam by operating below the threshold of self-injection. For densities lower than $n_e = 7.5 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$, the nonlinear evolution of the laser pulse through self-focusing and self-compression was not strong enough to cause significant injection of electrons into the wakefield. However, at $n_e = 7.5 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$, the addition of the injection pulse produced a monoenergetic electron beam around 200 MeV, as shown in Fig. 1d. In the latter, the two laser beams had parallel polarization, allowing them to interfere and set up the beatwave pattern necessary for injecting electrons. When the polarizations of the two beams are orthogonal, no electron beam is produced; see Fig. 1e.

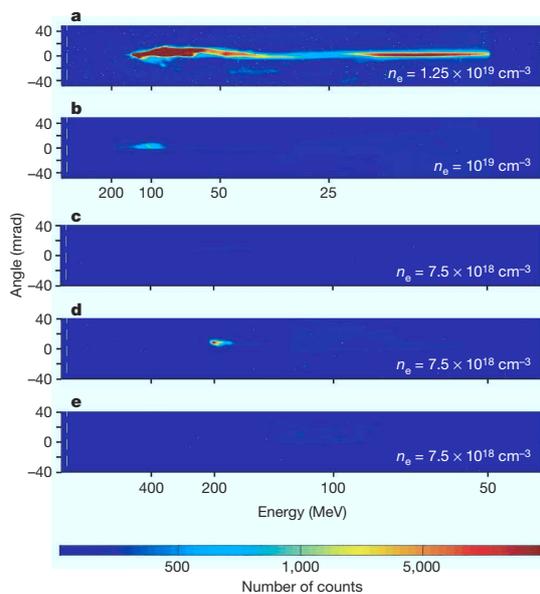


Figure 1 | Raw images of the electron beam obtained with the electron spectrometer. Horizontal axis, electron energy; vertical axis, angular divergence. The colour scale reflects the number of counts which gives an indication of the beam charge. **a–c** were obtained with the pump laser pulse only. **a**, The image shows an intense self-injected electron beam with a broad energy distribution ($n_e = 1.25 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$). In **b** the self-injected electron beam has less charge but a quasi-monoenergetic distribution ($n_e = 10^{19} \text{ cm}^{-3}$). In **c** there is no electron beam, because the density is below the threshold for self-injection ($n_e = 7.5 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$). **d** was obtained by colliding the pump with the injection pulse with parallel polarizations, at the same plasma density ($n_e = 7.5 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$). A high-quality monoenergetic electron beam at 200 MeV is produced. **e**, When the polarizations of the laser beams are crossed, no injection occurs.

738

Table 1 | Statistics of the electron beam parameters over 20 shots

Peak energy (mean \pm s.d.)	$117 \pm 7 \text{ MeV}$
Energy spread FWHM (mean \pm s.d.)	$11 \pm 2 \%$
Charge (mean \pm s.d.)	$19 \pm 6.8 \text{ pC}$
Beam divergence FWHM (mean \pm s.d.)	$5.8 \pm 2 \text{ mrad}$
Beam pointing stability (mean \pm s.d.)	$0 \pm 1.8 \text{ mrad}$

This laser polarization test strongly supports the idea that electron injection comes from the beatwave at the collision of the two lasers. It also suggests both that the injected charge can be tuned simply by rotating the polarization of one of the laser beams, and that the electrons are injected during the overlap of the two laser pulses (~ 30 fs). Thus, the trapped electron bunch originates from a single period of the plasma wave (because $\lambda_p/c = 40 \text{ fs} > 30 \text{ fs}$). Although some electrons might slip backwards in the following arches of the plasma wave, the measured monoenergetic bunch has a high energy, with a small energy spread and divergence, indicating that it resides in an accelerating and focusing phase of the wakefield, which has a length of $\lambda_p/4$ (see Supplementary Information for details). These considerations suggest that our observations are compatible with electron bunch durations shorter than $\tau < \lambda_p/4c = 10 \text{ fs}$.

One of the main differences between the colliding pulse injection scheme and the self-injected regime is that the electron beams obtained in this manner are very stable: every shot consistently gives the same monoenergetic electron distribution. A series of 20 consecutive shots was carried out to estimate the statistical fluctuations of the beam. Figure 2 shows a typical electron spectrum from this series, whereas Table 1 summarizes the mean parameters of the beam and their standard deviation.

In addition to enhanced stability, tuning the electron beam energy can be achieved by adjusting the position of the collision in the gas jet. The collision point can be modified by simply changing the delay between the two laser pulses. If the lasers collide at the entrance of the gas jet, electrons will be injected at an early stage and they can be accelerated over the whole gas jet length (2 mm). Thus their energy will be high. On the contrary, injection at the exit of the gas jet will limit the acceleration length and will lead to a low-energy beam.

This is demonstrated in Fig. 3, which shows the evolution of the beam peak energy (red curve) from about 50 MeV (the limit of the spectrometer) to 250 MeV. The small size of the error bars illustrates the stability of the beam energy. The blue curve shows how the energy spread $\delta E/E$ decreases from 20% to 5% (the resolution of the spectrometer) with beam energy. This is because the width of the monoenergetic bunch (at full-width at half-maximum, FWHM), $\delta E = 10\text{--}20 \text{ MeV}$, stays constant over the acceleration length. The beam charge is in the tens of picoCoulomb range: it goes as high as 60–80 pC below 100 MeV, it is in the 15–30 pC range at 100–200 MeV and drops below 10 pC when the beam energy is higher than 200 MeV. In

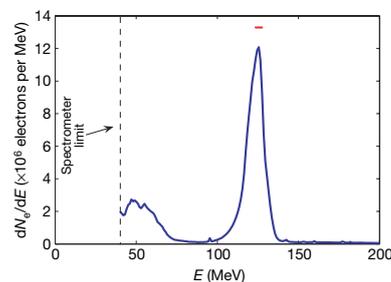


Figure 2 | A typical quasi-monoenergetic electron spectrum obtained by colliding pulse injection. Here, injection occurred at the middle of the gas jet, at position $z_{inj} = 0$. The beam charge is 25 pC, the peak energy is 125 MeV and the energy spread is 9%. The red error bar corresponds to the resolution of the spectrometer, which is 4% in this case.

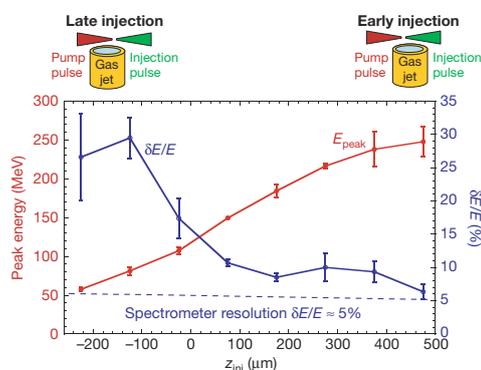


Figure 3 Evolution of the electron beam peak energy and its energy spread. z_{inj} is the injection position, that is, the position at which the two laser pulses collide. The electron beam peak energy is shown in red, and the energy spread in blue. Each point is an average of 3–5 shots and the error bars correspond to the standard deviation. The position $z_{inj} = 0$ corresponds to injection at the middle of the gas jet, whereas $z_{inj} = 500 \mu\text{m}$ corresponds to early injection close to the entrance of the gas jet, as shown by the schematics on top of the graph.

addition, we can estimate the value of the average accelerating electric field from Fig. 3: the electron beam gains 190 MeV over 700 μm , which gives $E_z = 270 \text{ GV m}^{-1}$. During other scans and using a smaller magnet in the electron spectrometer, we have produced monoenergetic beams as low as 15 MeV. Thus the beam energy can be tuned simply by changing the position of the collision, bringing enormous flexibility to this accelerator.

The theory of colliding pulse injection^{6,17} was developed in the linear regime where $a_0 < 1$. Although our parameters are beyond the validity of the theory ($a_0 = 1.3$), we found it helpful to compare our experimental results to theoretical estimates. Following ref. 17, calculations show that for $a_0 = 1.3$, the trapped charge for $a_1 = 0.4$ is 31 pC, the beam energy reaches 70 MeV after 0.9 mm and the bunch duration after acceleration is 5 fs. The energy spread is $\delta E = 12 \text{ MeV}$ and the divergence (FWHM) is 6 mrad. These values are reasonably close to those found experimentally and show that analytical models of laser-triggered injection^{6,17} give a qualitative understanding of the physics at play (see Supplementary Information).

Thus by demonstrating a new method of electron injection into plasma wakefields, we have produced a high-quality electron source with a high level of stability. Quality, stability and control of beam parameters make these new laser-plasma accelerators attractive candidates for applications in various fields. We anticipate that increasing the beam charge to the nanoCoulomb level and the electron energy to several gigaelectronvolts using waveguides¹⁵ or more powerful lasers will aid the development of compact X-ray femto-second radiation sources.

METHODS

Laser pulses. The two laser pulses originated from a 10 Hz titanium-doped sapphire, chirped pulse amplification laser system. The pulses had linear polarization and a central wavelength of 820 nm. The pump pulse was focused using an $f = 1 \text{ m}$ on-axis spherical mirror. The parameters were: pulse energy 720 mJ, pulse duration $30 \pm 2 \text{ fs}$ at FWHM. The focal spot was carefully measured with a 12-bit charge-coupled device (CCD) camera; it was slightly elliptical: $16 \times 21 \mu\text{m}$ at FWHM. This gave a peak intensity of $3.4 \times 10^{18} \text{ W cm}^{-2}$ and $a_0 = 1.3$. The injection beam was focused with an $f = 1 \text{ m}$ off-axis parabola. The parameters were 250 mJ, $30 \pm 2 \text{ fs}$ FWHM, focal spot size $31 \mu\text{m}$ at FWHM, peak intensity $4 \times 10^{17} \text{ W cm}^{-2}$, and $a_1 = 0.4$. A third low-intensity laser pulse was used for synchronizing and overlapping the two main pulses by means of side-view imaging and shadowgraphy. Finally, a Faraday rotator was inserted in the laser system to prevent laser feedback from the experiment.

Gas jet. The gas jet was a supersonic helium gas jet with a 2 mm diameter. The lasers were focused 800 μm above the opening of the nozzle. The density profile was carefully characterized at this position: it had a 1.5 mm flat plateau surrounded by 400 μm gradients on each side. Both lasers were focused at the right edge of the plateau.

Electron spectrometer. The electron spectrometer consisted of a LANEX phosphor screen and a bending magnet (more details can be found in refs. 4 and 20). A round pole electromagnet providing an effective magnetic field of $B_{eff} = 1.6 \text{ T}$ over 2.5 cm was initially used (Fig. 1a and b were obtained with this magnet). In this configuration, electrons with energies greater than 10 MeV could be measured and the resolution at 200 MeV was 15%. Later in the experiment, a rectangular permanent magnet with $B_{eff} = 1.1 \text{ T}$ over 10 cm was used in order to increase the resolution. In this case, electrons with energies greater than 45 MeV could be measured, with a resolution of 5% at 200 MeV. The charge of the electron beam was obtained by measuring the number of photons emitted by the phosphor screen. The emission of the phosphor screen was independently calibrated using a 10 MeV r.f. accelerator.

Received 4 July; accepted 26 October 2006.

1. Tajima, T. & Dawson, J. M. Laser electron accelerator. *Phys. Rev. Lett.* **43**, 267–270 (1979).
2. Mangles, S. *et al.* Mono-energetic beams of relativistic electrons from intense laser–plasma interactions. *Nature* **431**, 535–538 (2004).
3. Geddes, C. G. R. High-quality electron beams from a laser wakefield accelerator using plasma-channel guiding. *Nature* **431**, 538–541 (2004).
4. Faure, J. *et al.* A laser-plasma accelerator producing monoenergetic electron beams. *Nature* **431**, 541–544 (2004).
5. Pukhov, A. & Meyer-ter-Vehn, J. Laser wake field acceleration: the highly nonlinear broken-wave regime. *Appl. Phys. B* **74**, 355–361 (2002).
6. Esarey, E., Hubbard, R. F., Leemans, W. P., Ting, A. & Sprangle, P. Electron injection into plasma wake fields by colliding laser pulses. *Phys. Rev. Lett.* **79**, 2682–2685 (1997).
7. Brozek-Pluska, B., Glier, D., Hallou, A., Malka, V. & Gauduel, Y. A. Direct observation of elementary radical events: low- and high-energy radiation femtochemistry in aqueous solutions. *Radiat. Chem.* **72**, 149–159 (2005).
8. Desrosiers, C., Moskin, V., Bielajew, A. F. & Papiez, L. 150–250 MeV electron beams in radiation therapy. *Phys. Med. Biol.* **45**, 1781–1805 (2000).
9. Glinec, Y. *et al.* Radiotherapy with laser-plasma accelerators: Monte-Carlo simulation of dose deposited by an experimental quasi-monoenergetic electron beam. *Med. Phys.* **33**, 155–162 (2006).
10. Glinec, Y. *et al.* High resolution γ -ray radiography produced by a laser-plasma driven electron source. *Phys. Rev. Lett.* **94**, 025003 (2005).
11. Tsung, F. S. *et al.* Near-GeV-energy laser-wakefield acceleration of self-injected electrons in a centimeter-scale plasma channel. *Phys. Rev. Lett.* **93**, 185002 (2004).
12. Sun, G., Ott, E., Lee, Y. C. & Guzdar, P. Self-focusing of short intense pulses in plasmas. *Phys. Fluids* **30**, 526–532 (1987).
13. Faure, J. *et al.* Observation of laser pulse shortening in nonlinear plasma waves. *Phys. Rev. Lett.* **95**, 205003 (2005).
14. Hsieh, C.-T. *et al.* Tomography of injection and acceleration of monoenergetic electrons in a laser-wakefield accelerator. *Phys. Rev. Lett.* **96**, 095001 (2006).
15. Leemans, W. P. *et al.* GeV electron beams from a centimetre-scale accelerator. *Nature Phys.* **2**, 696–699 (2006).
16. Umstadter, D., Kim, J.-K. & Dodd, E. Laser injection of ultrashort electron pulses into wakefield plasma waves. *Phys. Rev. Lett.* **76**, 2073–2076 (1996).
17. Fubiani, G., Esarey, E., Schroeder, C. B. & Leemans, W. P. Beat wave injection of electrons into plasma waves using two interfering laser pulses. *Phys. Rev. E* **70**, 016402 (2004).
18. Kotaki, H., Masuda, S., Kando, M., Koga, J. K. & Nakajima, K. Head-on injection of a high quality electron beam by the interaction of two laser pulses. *Phys. Plasmas* **6**, 3296–3302 (2004).
19. Semuchin, S. & Malka, V. High density gas jet nozzle design for laser target production. *Rev. Sci. Instrum.* **72**, 2961–2965 (2001).
20. Glinec, Y. *et al.* Absolute calibration for a broadrange single shot electron spectrometer. *Rev. Sci. Instrum.* **77**, 103301 (2006).

Supplementary Information is linked to the online version of the paper at www.nature.com/nature.

Acknowledgements We thank J.-P. Rousseau, F. Burgy, B. Mercier, A. Tafzi, D. Douillet, T. Lefrou, F. Alahyane and J.-L. Charles. J.F. thanks S. Sebban for his patient help with the experiment. J.F. acknowledges discussions with G. Fubiani. We also acknowledge the support of the European Community Research Infrastructure Activity under the FP6 “Structuring the European Research Area” programme (CARE).

Author Information Reprints and permissions information is available at www.nature.com/reprints. The authors declare no competing financial interests. Correspondence and requests for materials should be addressed to V.M. (victor.malka@ensta.fr).

Plasma wake inhibition at the collision of two laser pulses in an underdense plasma

C. Rechatin, J. Faure, A. Lifschitz, and V. Malka

Laboratoire d'Optique Appliquée, ENSTA, CNRS, Ecole Polytechnique, UMR 7639, 91761 Palaiseau, France

E. Lefebvre

Département de Physique Théorique et Appliquée, CEA, DAM Ile-de-France, Boite Postale 12, 91680 Bruyères-le-Châtel, France

(Received 20 February 2007; accepted 26 April 2007; published online 18 June 2007)

An electron injector concept for a laser-plasma accelerator was developed by E. Esarey *et al.* [Phys. Rev. Lett. **79**, 2682 (1997)] and G. Fubiani *et al.* [Phys. Rev. E **70**, 016402 (2004)]; it relies on the use of counterpropagating ultrashort laser pulses. In the latter work, the scheme is as follows: the pump laser pulse generates a large-amplitude laser wakefield (plasma wave). The counterpropagating injection pulse interferes with the pump laser pulse to generate a beatwave pattern. The ponderomotive force of the beatwave is able to inject plasma electrons into the wakefield. In this paper, this injection scheme is studied using one-dimensional Particle-in-Cell simulations. The simulations reveal phenomena and important physical processes that were not taken into account in previous models. In particular, at the collision of the laser pulses, most plasma electrons are trapped in the beatwave pattern and cannot contribute to the collective oscillation supporting the plasma wave. At this point, the fluid approximation fails and the plasma wake is strongly inhibited. Consequently, the injected charge is reduced by one order of magnitude compared to the predictions from previous models. © 2007 American Institute of Physics. [DOI: [10.1063/1.2741387](https://doi.org/10.1063/1.2741387)]

An intense laser pulse can drive an electrostatic plasma wave via the ponderomotive force, which scales as $\nabla \mathbf{a}^2$, where \mathbf{a} is the normalized potential vector of the laser: $|\mathbf{a}| = a = 8.6 \times 10^{-10} \lambda [\mu\text{m}] I_0^{1/2} [\text{W cm}^{-2}]$ for a linearly polarized laser. When the pulse duration is close to the plasma period (λ_p/c), the laser pulse ponderomotive force pushes electrons and efficiently creates charge separation (ions hardly move). This results in a traveling longitudinal wave whose phase velocity v_p is equal to the group velocity of the laser. In an underdense plasma, v_p is very close to c , the speed of light, thus enabling acceleration of electrons to very high energies once they are trapped in the wake.³ But in a linear or moderately nonlinear regime, an electron with no initial velocity is not trapped by this traveling wave and, consequently, is not accelerated. In a more nonlinear regime, transverse wave breaking effects can result in the self-trapping of electrons in the so-called “bubble regime.”⁴ This phenomenon has been observed in 2004 in Refs. 5–7, where quasimonoenergetic electron beams at the 100 MeV level were obtained. Nevertheless, in this scheme, self-injection and acceleration depend on the precise evolution of the laser pulse. Therefore, fine control over the output electron beam is hard to achieve. On the contrary, precise control of electron injection would translate into good tailoring of the electron beam parameters, and would be most useful for applications.^{8,9}

To trap electrons in a regime where self-trapping does not occur, one has to externally inject electrons in the plasma wave, i.e., give electrons an initial momentum. In addition, electrons should be injected in a short time ($< \lambda_p/c$) in order to produce a monoenergetic beam. This can be achieved us-

ing additional ultrashort laser pulses whose purpose is only restricted to triggering electron injection. Umstadter *et al.*¹⁰ first proposed to use a second laser pulse propagating perpendicular to the pump laser pulse. The idea was to use the radial ponderomotive kick of the second pulse to inject electrons. Esarey *et al.*¹ proposed a counterpropagating geometry based on the use of three laser pulses. This idea was further developed in Ref. 2, where only two laser pulses are necessary. In this scheme, a main pulse (pump pulse) with maximum amplitude a_0 creates a high amplitude plasma wave and collides with a secondary pulse of lower maximum amplitude a_1 . The interference of the two beams creates a ponderomotive beatwave pattern with phase velocity $v_{\text{bw}}=0$, and thus enables preacceleration of background electrons. Upon interacting with this field pattern, some background electrons gain enough momentum to be trapped in the main plasma wave and then accelerated to high energies. The force associated with this ponderomotive beatwave scales as $F_{\text{bw}} = 2k_0 a_0 a_1$, where k_0 is the central wavenumber of both pulses, F_{bw} is many times greater than the ponderomotive force associated with the pump laser, $F_{\text{pond}} \approx k_p a_0^2$, since in an underdense plasma $k_0 \gg k_p$. Therefore, the mechanism is still efficient even for modest values of a_0 and a_1 . As the overlapping of the lasers is short in time, the electrons are injected in a very short distance and can be accelerated to an almost monoenergetic beam. This concept has been recently validated in an experiment,¹¹ using two counterpropagating pulses. Each pulse had a duration of 30 fs at full width at half-maximum (FWHM), with $a_0=1.3$ and $a_1=0.4$. They

were propagated in a plasma with electron density $n_e = 7 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ corresponding to $\gamma_p = k_0/k_p = 15$. It was shown that the collision of the two lasers could lead to the generation of stable quasimonoenergetic electron beams. The beam energy could be tuned by changing the collision position in the plasma.

The precise understanding of these experiments, as well as the optimization of this process, motivate the present study. We have used one-dimensional (1D) Particle-in-Cell (PIC) simulations to model electron injection in the plasma wave at the collision of the two lasers, and their subsequent acceleration.

The PIC simulations are compared to existing models¹ and show major differences, such as the plasma fields behavior and the amount of injected charge.

We first describe the fluid model developed in Refs. 1 and 2. In the linear approximation, the wakefield potential (due to charge separation) is a superposition of three potentials:¹² $\Phi = \Phi_0 + \Phi_1 + \Phi_b$. $\Phi_{0,1}$ are the charge separation potentials driven by the laser pulses $\mathbf{a}_{0,1}$, Φ_0 representing the main accelerating structure we want to inject electrons in, and Φ_b is driven by the beatwave. The normalized expressions of the wakefields $\phi_i = e\Phi/mc$ are given by

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial \xi_{0,1}^2} + k_p^2 \right) \phi_{0,1} = \frac{k_p^2}{2} \langle \mathbf{a}_{0,1}^2 \rangle, \quad (1)$$

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial t^2} + \omega_b^2 \right) \phi_b = \omega_p^2 \langle \mathbf{a}_0 \cdot \mathbf{a}_1 \rangle, \quad (2)$$

where $\xi_{0,1} = z \mp v_p t$ stands for the phase relative to the pump and injection lasers, k_p is the plasma wave vector, and brackets $\langle \cdot \rangle$ denote the time average over the fast varying scale $[1/(k_0 c)]$. The term $\langle \mathbf{a}_0 \cdot \mathbf{a}_1 \rangle$ is the beatwave, appearing only during the collision of the two lasers. Its spatial scale is given by $2k_0$, for example for circularly polarized lasers we have $\mathbf{a}_0 \cdot \mathbf{a}_1 = a_0(r, \xi_0) a_1(r, \xi_1) \cos(2k_0 z)$.

The first approximation of this analytical model consists of neglecting the last term, ϕ_b . This is supported by the fact that the density variation linked with this electrostatic potential scales as $\delta n_b/n = 4k_0^2/k_p^2 \phi_b$ with $k_0/k_p \gg 1$. This density variation being limited to $\delta n_b/n \approx 1$ even in the nonlinear regime, the potential cannot be greater than $\phi_b = k_p^2/4k_0^2$, which is often negligible compared to the other terms scaling as $\phi_{0,1} \approx a_{0,1}^2$.

The second assumption is that we can separate the dynamics of the particles inside and outside the beatwave because the time scales are different (i.e., an electron will see a constant wakefield during an oscillation in a beatwave bucket). An underlying hypothesis here is that there are two different species of electrons, those maintaining the wakefield, or fluid electrons, and those being trapped in the beatwave, or test electrons.

Starting from these hypotheses, one can even build an analytical model when the lasers have modest intensities ($a_0 < 1$) and are circularly polarized. In that case, the beatwave pattern is time-independent. Using this analytical model, one can find an analytical threshold for trapping:^{1,2} $2\sqrt{a_0 a_1} \geq u_z(\xi_0 \text{ min})$, where $u_z(\xi_0 \text{ min})$ is the minimum normal-

ized longitudinal momentum p_z/mc for which the electrons can be trapped in the wakefield. The experiments described in Ref 11 operated well above this threshold.

A numerical implementation of this model is a particle tracking code² where test particles are pushed in prescribed fields. The plasma fields are given by $\mathbf{E}_{pl} = -\nabla(\Phi_0 + \Phi_1)$ and the laser fields are solutions of the paraxial wave equation with a linear plasma response (Gaussian beams). As expected, this model shows good agreement with the analytical model in the circular polarization case and allows extension of the scheme to the linear polarization case for which analytical theory is untractable. For linear polarization, the beatwave has a fast varying time dependence, which leads to stochastic effects.¹³ In that case, the trapping thresholds are even lower.

The main results of this model, which we will later on refer to as the ‘‘prescribed fields’’ model, are that electrons can be injected with modest values of a_0 and a_1 (linear regime). The resulting bunch is quasimonoenergetic because all the electrons are injected in a short distance (where the beating occurs). Moreover, the charge is expected to be up to some hundreds of pC in the linear regime. 1D PIC, simulations modeling this injection scheme have already been carried out.¹⁴ They confirmed that an electron beam with low-energy spread, low emittance, and short bunch length can be obtained with modest values of a_0 and a_1 .

Here we compare 1D PIC simulations with a 1D prescribed field model. In this latter model, we have used the 1D nonlinear theory of wakefield generation to be able to compare the results in a more nonlinear regime ($1 < a_0 < 2$). The corresponding equation is written as¹⁵

$$\frac{\partial^2 \phi_{0,1}}{\partial \xi_{0,1}^2} = k_p^2 \gamma_p^2 \left[\beta_p \left(1 - \frac{(1 + \langle \mathbf{a}_{0,1}^2 \rangle)}{\gamma_p^2 (1 + \phi_{0,1})^2} \right)^{-1/2} - 1 \right]. \quad (3)$$

1D PIC modeling is sufficient to capture the physics we will focus on, i.e., plasma kinetic effects such as trapping or stochastic heating, and the resulting inhibition of the plasma wakefield.

1D PIC simulations were carried out with the code CALDER.¹⁶ For all the simulation results presented here, we have used a simulation box of 6400 cells, each cell measuring $0.1/k_0$ and containing 50 particles. Both lasers were Gaussian pulses with 30 fs duration at FWHM and wavelength $\lambda_0 = 0.8 \mu\text{m}$. To avoid edge effects, the main pulse entered the plasma through a density ramp of $100 \mu\text{m}$, the maximum density being $7 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$. The simulation box was kept fixed to let the laser pulses enter the simulation correctly, and we otherwise used a moving window to follow the main pulse over long propagation distances.

Figure 1 shows the time evolution of the longitudinal electric field in 1D PIC simulations when the polarizations of the two pulses are parallel (solid line), compared to the fields externally specified by Eq. (3) (dotted line), for $a_0 = 2$ and $a_1 = 0.4$. The electric field is given in linear wave breaking field unit $E_p = cm_e \omega_p / e$ corresponding here to $E_p = 250 \text{ GV/m}$. The pump pulse propagates from left to right. We have also plotted the transverse electric field (thin dotted line) to show the position of the laser pulses. The collision

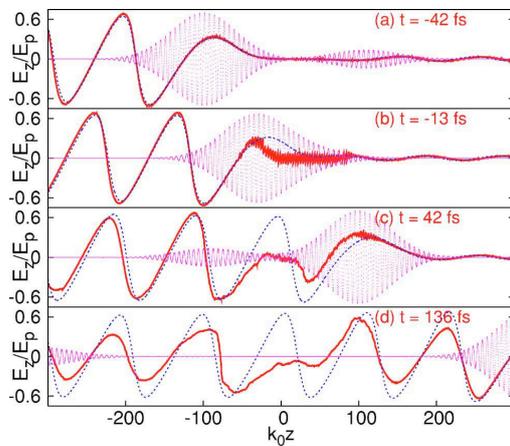


FIG. 1. (Color online) Longitudinal electric field computed at different times in PIC simulation (thick solid line), and in prescribed fields simulation (dotted line). The transverse electric field is also represented (thin dotted line)

occurs at $z=0$ at time $t=0$. Figure 1(a) shows the electric field 42 fs before the collision; it fits very well with the solution of Eq. (3). During the collision of the two beams [Fig. 1(b)], we clearly see a small spatial scale pattern at $2k_0$, created by the beatwave. However, in this nonlinear regime ($\delta n_p/n=1$) we do not observe a superposition of this pattern with the usual wakefields as is the case in Ref 12. The most remarkable feature is the strong distortion of the plasma wave at the position where the two pulses collide. This distortion remains after a long time [Figs. 1(c) and 1(d)] and a numerical estimate shows that the plasma wave amplitude is decreased by a factor of 10 at this position.

This decrease of the wakefield amplitude follows from the fact that the electrons experiencing the collision of the

lasers are trapped in the beatwave buckets and hence do not respond coherently (fluid-like) to the ponderomotive force of the main pulse. Without this fluid hypothesis, Eq. (3) fails. It would still hold if only some electrons were trapped, but here, as the phase velocity of the beatwave is zero, all electrons are trapped and kinetic effects cannot be treated as a perturbation.

To better understand this plasma wave “damping,” we have performed simulations where test electrons are submitted to the laser fields in vacuum. In particular, this allows us to understand electron motion in the ponderomotive beatwave. The results of these simulations are plotted in Fig. 2, where we represent the orbits of test electrons in $(z-z_0, p_z)$ phase space. Electrons are initially taken at rest; their initial position z_0 is randomly distributed around the collision position. Figure 2(a) illustrates the trajectories of electrons experiencing the pump laser field only (with $a_0=2$): in the laser reference frame, every electron has the same motion because they are pushed by the same ponderomotive force. This fluid motion leads to the charge separation that drives the electrostatic field known as the plasma wave. On the contrary, when a parallel polarized injection beam is included, trajectories are drastically modified [Fig. 2(b)]. Electrons are locally trapped in beatwave buckets; there is no large-scale charge separation and hence the plasma wave is no longer excited. This wake inhibition phenomenon also occurs for circularly polarized lasers as shown in Figs. 2(c) and 2(d). This demonstrates that the plasma wave distortion is not related to the stochastic motion of electrons, but really to their trapping in the beatwave buckets.

We now investigate the consequences of this plasma wake inhibition on the features of the electron beam. Figure 3 shows the energy of the electron beam versus their phase with respect to the laser (main plots) as well as the corresponding spectra (insets) 300 μm after the collision of the two beams. Figure 3(a) corresponds to the prescribed field simulation and Fig. 3(b) corresponds to the 1D PIC simula-

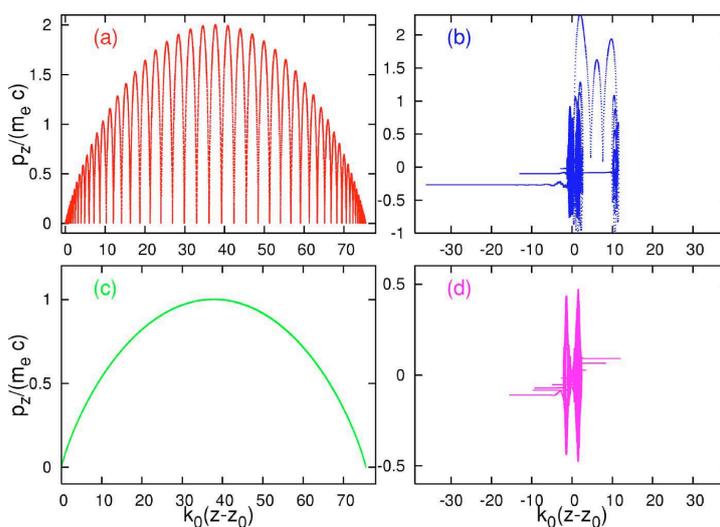


FIG. 2. (Color online) Typical trajectories of electrons in phase space. (a) Pump laser only, linear polarization ($a_0=2$); (b) Pump and injection lasers, parallel linear polarizations ($a_0=2$ and $a_1=0.4$); (c) Pump laser only, circular polarization ($a_0=2/\sqrt{2}$); (d) Pump and injection lasers, circular polarizations ($a_0=2/\sqrt{2}$ and $a_1=0.4/\sqrt{2}$).

060702-4 Rechatin *et al.*

Phys. Plasmas 14, 060702 (2007)

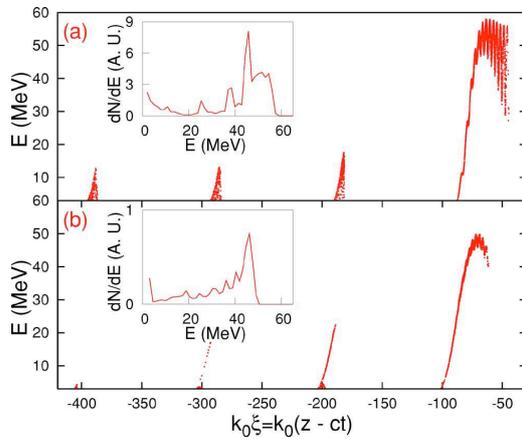


FIG. 3. (Color online) Energy gain after $300 \mu\text{m}$ as a function of relative phase $\xi = z - ct$ ($\xi = 0$ corresponding to the maximum of the pump pulse). Top: prescribed fields simulation; bottom: PIC simulation.

tion. Qualitative differences on the energy spectra are only minor, both spectra showing a peaked distribution around 45 MeV. Electrons are trapped mainly in the first wakefield bucket, and fewer than 10% are trapped in the next ones. However, depending on the model, the trapped charge differs by almost one order of magnitude.

In the prescribed fields model, electrons are preaccelerated in the beatwave. As their initial velocity is lower than the wakefield phase velocity, they slip backward in phase. They are then trapped in the wakefield provided the energy gained in the beatwave was sufficient. In that case, electrons catch up with the plasma wave and are accelerated to high energies. In the more realistic PIC simulation, the beatwave preaccelerates electrons in the same way but the wakefield is inhibited and most electrons just slip back in phase space without being trapped. In order to be trapped, electrons need to be preaccelerated at the end of the collision. As they have gained some longitudinal momentum, these electrons slip back slower in phase space than background electrons (i.e., electrons that have not undergone the collision). Hence they witness a restored wakefield suitable for trapping and acceleration when they reach the back of the pump pulse. Therefore, the plasma wake inhibition reduces the phase space volume of injected particles. This leads to lower trapped charge and, to a lesser extent, a smaller energy spread in the PIC simulation.

Figure 4 shows a more complete comparison of the charge obtained in both simulations (logarithmic scale), with a_0 varying between $a_0 = 0.9$ and 2 and $a_1 = 0.4$. Here, $a_0 = 0.9$ corresponds to the trapping threshold. The hollow squares represent the charge obtained in 1D PIC simulations; the triangles represent the charge obtained using the prescribed fields simulations. As we can see, the prescribed

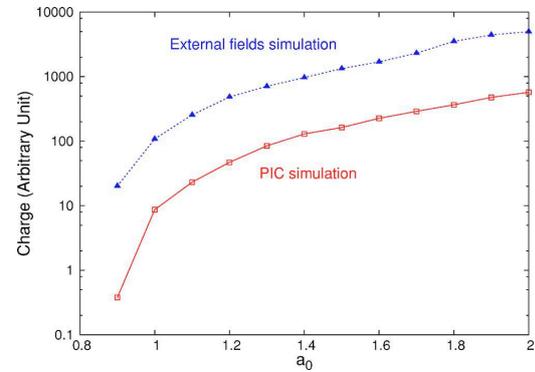


FIG. 4. (Color online) Comparison of injected charge obtained in PIC simulations and in prescribed fields simulations.

fields simulation overestimates the charge by a constant factor 8. The plasma wake inhibition and the reduction of the trapped charge has also been confirmed in 3D hybrid PIC simulations.¹⁷

In conclusion, although the previous modeling of the collision of two laser pulses in an underdense plasma gives a good understanding of the general processes at play in the injection of electrons, we have observed and explained an important physical process neglected to date. Using 1D PIC simulations, we have shown that the beatwave not only preaccelerates electrons, but also reduces the wakefield amplitude. In this process, the trapped charge decreases by almost one order of magnitude and, to a lesser extent, the energy spread can be improved compared with previous fluid-based modeling. Further studies will focus on minimizing this effect and increasing the injected charge.

¹E. Esarey, R. Hubbard, W. Leemans, A. Ting, and P. Sprangle, *Phys. Rev. Lett.* **79**, 2682 (1997).

²G. Fubiani, E. Esarey, C. Schroeder, and W. Leemans, *Phys. Rev. E* **70**, 016402 (2004).

³T. Tajima and J. M. Dawson, *Phys. Rev. Lett.* **43**, 267 (1979).

⁴A. Pukhov and J. Meyer-ter Vehn, *Appl. Phys. B* **74**, 355 (2002).

⁵S. P. D. Mangles, C. D. Murphy, Z. Najmudin *et al.*, *Nature* **431**, 535 (2004).

⁶C. G. R. Geddes, Cs. Toth, J. van Tilborg *et al.*, *Nature* **431**, 538 (2004).

⁷J. Faure, Y. Glinec, A. Pukhov *et al.*, *Nature* **431**, 541 (2004).

⁸C. DesRosiers, V. Moskvina, A. Bielajew, and L. Papier, *Phys. Med. Biol.* **45**, 1781 (2000).

⁹Y. Glinec, J. Faure, L. L. Dain *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **94**, 025003 (2005).

¹⁰D. Umstadter, J.-K. Kim, and E. Dodd, *Phys. Rev. Lett.* **76**, 2073 (1996).

¹¹J. Faure, C. Rechatin, A. Norlin, A. Lifschitz, and V. Malka, *Nature* **444**, 737 (2006).

¹²L. Gorbunov and A. Frolov, *Plasma Phys. Rep.* **29**, 407 (May 2003).

¹³Z.-M. Sheng, K. Mima, Y. Sentoku *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **88**, 055004 (2002).

¹⁴H. Kotaki, S. Masuda, M. Kando, J. K. Koga, and K. Nakajima, *Phys. Plasmas* **11**, 3296 (2004).

¹⁵E. Esarey and M. Pilloff, *Phys. Plasmas* **2**, 1432 (1995).

¹⁶E. Lefebvre, N. Cochet, S. Fritzier *et al.*, *Nucl. Fusion* **43**, 629 (2003).

¹⁷A. Lifschitz, J. Faure, C. Rechatin, and V. Malka, *Phys. Rev. Lett.* (submitted for publication).

New Journal of Physics

The open-access journal for physics

Quasi-monoenergetic electron beams produced by colliding cross-polarized laser pulses in underdense plasmas

C Rechatin¹, J Faure¹, A Lifschitz^{1,2}, X Davoine³,
E Lefebvre³ and V Malka^{1,4}

¹ Laboratoire d'Optique Appliquée, ENSTA, CNRS, Ecole Polytechnique, UMR 7639, 91761 Palaiseau, France

² Laboratoire de Physique des Gaz et des Plasmas, CNRS, UMR 8578, Université Paris XI, Bâtiment 210, 91405 Orsay cedex, France

³ Département de Physique Théorique et Appliquée, CEA, DAM Ile-de-France, BP 12, 91680 Bruyères-le-Châtel, France

E-mail: victor.malka@ensta.fr

New Journal of Physics **11** (2009) 013011 (9pp)

Received 6 August 2008

Published 7 January 2009

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

doi:10.1088/1367-2630/11/1/013011

Abstract. The interaction of two laser pulses in an underdense plasma has been proven to be able to inject electrons into plasma waves, thus providing a stable and tunable source of electrons. Whereas previous works focused on the 'beatwave' injection scheme in which two lasers with the same polarization collide in a plasma, this present paper studies the effect of polarization and more specifically the interaction of two colliding cross-polarized laser pulses. It is shown both theoretically and experimentally that electrons can also be preaccelerated and injected by the stochastic heating occurring at the collision of two cross-polarized lasers and thus, a new regime of optical injection is demonstrated. It is found that injection with cross-polarized lasers occurs at higher laser intensities.

⁴ Author to whom any correspondence should be addressed.

Contents

1. Introduction	2
2. Experimental results	3
3. Theory and simulations	6
4. Conclusion	8
Acknowledgments	9
References	9

1. Introduction

Plasma-based accelerators can sustain high electric fields in excess of 100 GV m^{-1} , which is approximately 1000 times beyond what can be achieved in conventional accelerators. In the plasma medium, an intense laser pulse can drive a longitudinal wave, called a wakefield, travelling with a phase velocity $v_p = v_g$, where v_g is the group velocity of the laser, and can be close to the speed of light c . This high phase velocity enables ultra relativistic acceleration [1], but also requires that the initial speed of the particles is high enough to allow trapping in the plasma wave. Whereas in a linear regime, an electron with no initial velocity is not trapped, in a more nonlinear regime, transverse wave breaking effects [2, 3] can result in the self-trapping of electrons in the so-called ‘bubble regime’ [4]. In this case, the injection of electrons occurs in a short space-time volume and leads to the production of narrow energy spread electron beams as observed in [5]–[7]. Nevertheless, in this scheme, self-injection and acceleration depend on the precise evolution of the laser pulse. Therefore, fine control over the output electron beam is hard to achieve. The precise control of electron injection can be achieved by an all-optical external injection scheme. This idea, first proposed by Umstadter *et al* [8], relies on an additional laser pulse for injecting electrons. In [8], the ponderomotive force of a second laser pulse ensures the injection of electrons in the wakefield, making this mechanism insensitive to laser polarization. An alternative scheme with three laser pulses was then proposed by Esarey *et al* [9, 10]. In this so-called beatwave scheme, two counterpropagating lasers with the same polarization are used to inject electrons in the wakefield created by a third more intense laser pulse with crossed polarization. The beatwave potential created at the collision of the pulses is indeed an efficient preacceleration stage for the electrons. In its simplest form, this scheme uses only two lasers, the pump pulse drives the wakefield and collides with the injection pulse [11, 12]. Previous publications [13, 14] have shown experimentally that this last injection scheme with only two linearly polarized lasers allows a fine control over the injection and therefore brings tremendous flexibility to laser–plasma accelerators. In particular, it makes it possible to tune the energy of the electron beam in a stable way.

The slow ponderomotive beatwave potential ϕ_b is proportional to $\langle \mathbf{a}_0 \cdot \mathbf{a}_1 \rangle$ where \mathbf{a}_0 and \mathbf{a}_1 are respectively, the normalized vector potentials of the pump and injection pulses. For the circular polarization case the motion of electrons is integrable and if both lasers have the same frequency ω_0 , the maximum energy gain is $2\sqrt{a_0 a_1}$. This preacceleration then allows the electrons to be trapped in the main plasma wave and to be further accelerated. The ponderomotive beatwave acceleration can be conversely seen as a heating process. The motion of electrons in two parallel polarized laser fields is not analytically tractable since there is not only the slow ponderomotive beatwave but also a fast varying component at $2\omega_0$. For a colliding

3

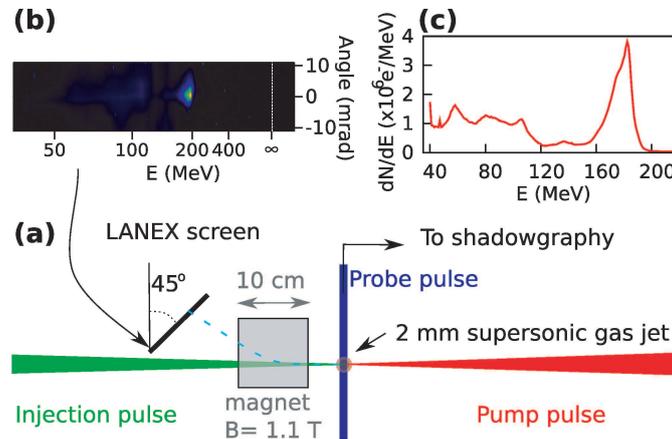
IOP Institute of Physics Φ DEUTSCHE PHYSIKALISCHE GESELLSCHAFT

Figure 1. Overview of the experimental setup. (a) Diagram of the experiment. (b) A typical raw image obtained on the LANEX screen of the electron spectrometer. (c) Corresponding deconvoluted spectrum.

(head-on) geometry and above a certain threshold, the motion becomes stochastic [15]–[17]. In this case, the collision of the laser pulses leads to an even more efficient heating of the electrons. In the case of cross-polarized lasers $\mathbf{a}_0 \cdot \mathbf{a}_1 = 0$ and there is no ponderomotive beatwave, thus no beatwave injection. However, we will show experimental and numerical evidence that, under some conditions, injection of high quality electron beams is still possible with cross-polarized laser pulses and that their features are comparable with the beatwave-injected beams.

2. Experimental results

The experiment was performed on the ‘Salle Jaune’ laser system at LOA. It delivers 720 mJ (pump pulse) and 250 mJ (injection pulse) at $\lambda_0 = 0.8 \mu\text{m}$ on target with full width half maximum (FWHM) duration 30 fs. The setup is the same as the one used in [13, 14]. The pump pulse is focused by a 1 m focal length spherical mirror to an intensity of $I_0 = 3.4 \times 10^{18} \text{ W cm}^{-2}$ thus giving a normalized strength parameter $a_0 = 1.3$. The injection pulse is focused by a 1 m focal length off axis parabola to an intensity of $I_1 = 4 \times 10^{17} \text{ W cm}^{-2}$, corresponding to $a_1 = 0.4$. The two collinear and counter-propagating lasers are focused on the edge of a 2 mm supersonic helium gas jet (figure 1(a)). Its density profile, independently measured by interferometry, is represented by the green dotted line on the top frame of figure 2. The profile has sharp edges and an electronic density plateau at $n_e = 7.5 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$. A third low-intensity laser pulse was used for synchronizing and overlapping the two main pulses by means of side-view imaging and shadowgraphy. The accelerated electrons are deviated by a permanent magnet with $B_{\text{eff}} = 1.1 \text{ T}$ over 10 cm. The light emitted when they hit the LANEX screen is then recorded (figure 1(b)). After proper deconvolution, it is then possible to retrieve the electron spectrum between 40 and 400 MeV (figure 1(c)). This spectrometer also gives access to the charge and divergence of the electron beam [18].

4

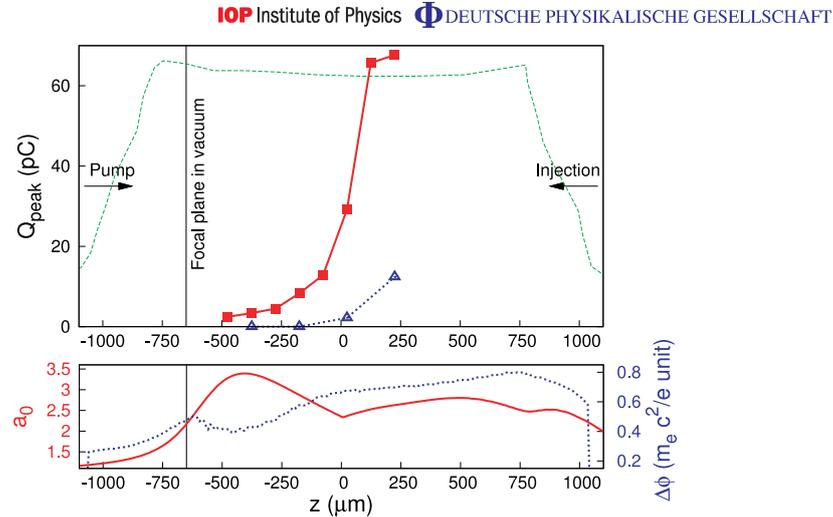


Figure 2. Top: experimental evolution of charge in the monoenergetic peak with collision position, for parallel (red solid squares line) and crossed (blue dotted triangles line) polarizations. The measured electron density profile is also represented (green slash dotted line). Bottom: simulated evolution along the gas jet of a_0 (red solid line) and $\Delta\phi$, average depth of the plasma wave potential in the accelerating and focusing regions (blue dotted line).

Finally, a half-wave plate makes it possible to rotate the polarization of the pump pulse during the experiment, thus allowing to study and compare the parallel and crossed polarizations cases. The collision point of the two lasers could be tuned simply by changing the time delay between the two pulses. This is an important feature of the experiment since nonlinear evolution of the laser in the plasma—due to self-focusing [19, 20] and self-compression [21, 22]—changes the laser intensity along the position in the gas jet. We used the particle code WAKE [23] to simulate the nonlinear evolution of the laser pulse and the corresponding wakefield in cylindrical geometry. The results of this simulation are shown in the bottom frame of figure 2: the red solid line represents the evolution of a_0 and the blue dotted line represents the average depth of the plasma wave potential in the accelerating and focusing regions $\Delta\phi$. The average is made over a diameter of $18\ \mu\text{m}$, i.e. the focal spot FWHM to take into account the transverse profile of the wakefield. This parameter characterizes the ability of the wakefield to trap preaccelerated electrons since it is directly related to the minimum momentum that an electron needs to be trapped, in normalized units: $u_{z,\text{min}} = \beta_p \gamma_p (1 + \gamma_p \Delta\phi) - \gamma_p \sqrt{(1 + \gamma_p \Delta\phi)^2 - 1}$, where $u_z = p_z/m_e c$, $\beta_p = v_p/c$ and $\gamma_p = (1 - \beta_p^2)^{-1/2}$. The nonlinear evolution of the pulse allows us to indirectly obtain data over a broad range of laser amplitudes a_0 at the collision of the two lasers and thus to change the heating conditions. Simultaneously, the wakefield becomes more suitable for trapping as the pump pulse self-compresses and distorts spatially.

The experimental results are summarized in the top frame of figure 2. The graph represents the charge of the monoenergetic component of the spectrum for different collision positions

5

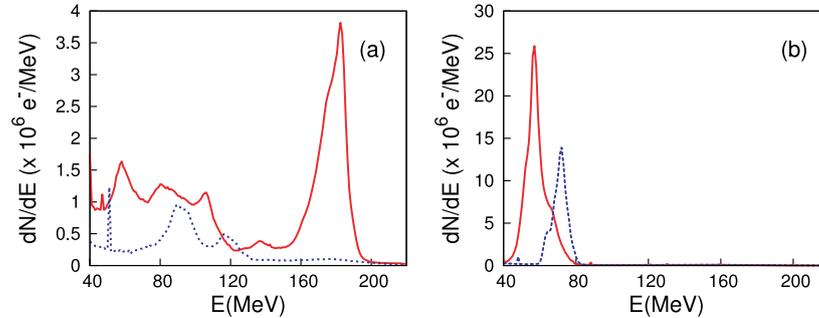
IOP Institute of Physics Φ DEUTSCHE PHYSIKALISCHE GESELLSCHAFT

Figure 3. Experimental spectra for $z_{\text{coll}} = -175 \mu\text{m}$ (a), $z_{\text{coll}} = 225 \mu\text{m}$ (b): red solid line: parallel polarizations, blue dotted line: crossed polarizations.

for the cases of parallel and crossed polarizations. The figure shows that in the case of parallel polarizations, injection of a monoenergetic beam starts for $z_{\text{inj}} > -500 \mu\text{m}$. This corresponds to positions where the laser pulse has self-focused (figure 2, bottom). From that point, the charge increases as injection occurs further inside the gas jet. The increase of the charge can be explained by the evolution of the wakefield: as the laser propagates in the gas jet, $\Delta\phi$ increases, making the wakefield more suitable for trapping a large amount of electrons (see also [24] for more detailed simulations). For the case of crossed polarizations, the behavior is different: there is a threshold behavior and monoenergetic electron beams are injected only for $z_{\text{inj}} > 25 \mu\text{m}$. The charge also increases with z , as in the parallel polarizations case, but it is lower by a factor of 5–6.

Figure 3 shows typical electron spectra obtained with parallel (red solid line) and crossed (blue dotted line) polarizations, at two injection positions ((a): $z_{\text{inj}} = -175 \mu\text{m}$ and (b): $z_{\text{inj}} = 225 \mu\text{m}$). At $z_{\text{inj}} = -175 \mu\text{m}$, we have observed a stable monoenergetic beam at 170 MeV with low charge ($\simeq 10 \text{ pC}$) in the parallel polarizations case. When the polarizations are crossed, the high energy monoenergetic component of the spectrum vanishes and a broad component at lower energy remains. This case corresponds to the results already published in [13, 14].

When the collision takes place further inside the gas jet, e.g. at $z_{\text{inj}} = 225 \mu\text{m}$, trapping becomes easier. Thus, for the parallel polarizations case, a 50 MeV beam with 68 pC is injected. The decrease of energy from position (a) (170 MeV) to (b) (50 MeV) can easily be explained by the decrease of the remaining acceleration length after the injection [13]. In the crossed polarizations case, the striking result is the production of a stable quasi-monoenergetic electron beam (see figure 3(b)). The beam is stable in energy $E = 72 \pm 6 \text{ MeV}$, in energy spread $\delta E/E = 14 \pm 2\%$ (FWHM), divergence $5 \pm 2 \text{ mrad}$ and charge $Q = 11 \pm 3 \text{ pC}$. The injection of such a beam cannot be explained by the beatwave scheme since the residual parallel polarization component due to the possible half-wave plate misalignment is well below the threshold for beatwave injection. Other heating mechanisms that are not polarization dependent such as ponderomotive heating by the colliding envelopes of the lasers [11], phase-kick injection where a colliding laser stimulates the wavebreaking of a nonlinear wake [25], or even wake collision [26, 27] could be possible explanations. Here, we will show that the features of this injection of electrons in a cross-polarized scheme can be explained by the concurrence of two physical phenomena: the heating of electrons during the laser collision and the plasma wake inhibition.

6

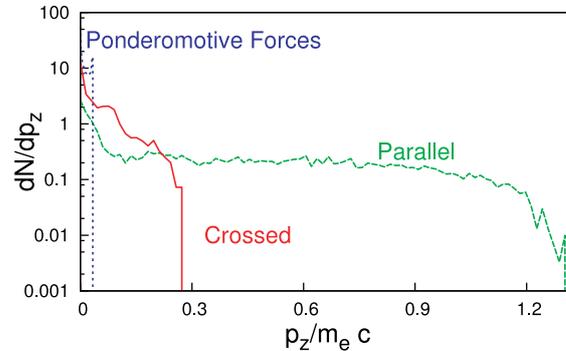
IOP Institute of Physics Φ DEUTSCHE PHYSIKALISCHE GESELLSCHAFT

Figure 4. Normalized relativistic longitudinal momentum ($p_z/m_e c$) distribution after the interaction of two Gaussian pulses with duration $\tau = 30$ fs, $a_0 = 2$ and $a_1 = 0.4$. The figure shows how electrons are heated for different polarization cases. Green dashed line: parallel polarizations, red solid line: crossed polarizations, blue dotted line: ponderomotive forces only.

3. Theory and simulations

First, we will show that heating of electrons occurs even with cross-polarized laser pulses. Here, we use a simple one-dimensional (1D) model in order to obtain an estimate of the stochastic heating for two lasers with arbitrary linear polarizations: we neglect collective plasma effects and follow test electrons in the laser fields. We use Gaussian laser pulses at 800 nm with duration $\tau = 30$ fs at FWHM with normalized strength $a_0 = 2$ for the pump pulse and $a_1 = 0.4$ for the injection pulse, which are close to the parameters of the experiment (after some self-focusing has occurred). Electrons are initially randomly distributed in the interval $z \in [-2\tau c, 2\tau c]$, $z = 0$ corresponding to the position where the two pulse maxima collide. Outside this region, electrons interact with the laser pulses successively and we have checked that they are not significantly heated.

Figure 4 shows the electron spectra after the collision: the green dashed line represents the heating when the polarizations of the two pulses are parallel, the red solid line corresponds to the crossed polarizations case and the blue dotted line corresponds to the case where electrons experience only the ponderomotive forces $\nabla \cdot (\langle \mathbf{a}_0^2 \rangle + \langle \mathbf{a}_1^2 \rangle)$. The latter case, where high frequencies are averaged, corresponds to the reference case for which there is no stochastic or beatwave heating.

The first remarkable feature is that electrons are more heated by two cross-polarized pulses (red solid line) than by the sum of the two ponderomotive forces (blue dotted line). This can be explained by the fact that for high laser intensities, the electron motion becomes relativistic ($a_0 > 1$) which introduces a longitudinal component p_z through the $\mathbf{v} \times \mathbf{B}$ force. Thus, the two perpendicular laser fields couple through the relativistic longitudinal motion of electrons. This relativistic coupling makes it possible to heat electrons stochastically [17].

This simple model also shows that the heating is much more efficient when the polarizations of the two pulses are parallel (dashed line), the maximal momentum obtained being four to five times higher than in the crossed polarizations case. This is why the injection

7

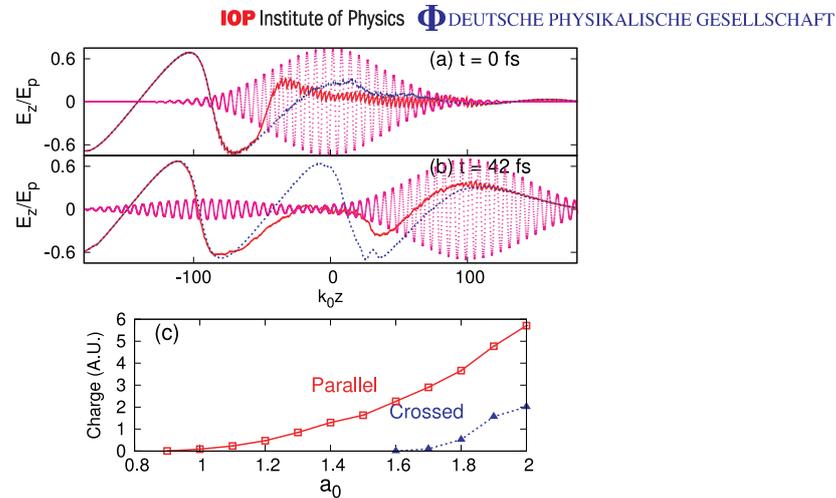


Figure 5. (a) and (b): 1D PIC simulation snapshots of the longitudinal electric field during the collision at different times for $a_0 = 2$. Red solid line: parallel polarizations. Blue dotted line: crossed polarizations. Thin dotted line: laser fields. (c) Trapped charge versus a_0 (all other parameters being the same) in 1D PIC simulations. Red solid square line: parallel polarizations. Blue dotted triangle line: crossed polarizations.

is strongly correlated with the polarization of the two pulses as we have seen in the experimental results.

If the electron injection were only dependent on the preacceleration spectrum of the electrons, the crossed polarizations case should always result in a decrease of the trapped charge by several orders of magnitude compared to the parallel polarizations case. This corresponds to the discussion on polarization influence on the trapped charge made in [11]. However, in [11] the electromagnetic fields do not depend self-consistently on the motion of electrons, and therefore the model does not take into account an important physical phenomenon: the wakefield inhibition [28] at the collision of the laser pulses. To exhibit the influence of this phenomenon, we have performed self-consistent 1D particle-in-cell (PIC) simulations. We have used the code CALDER [29] with the same laser parameters as above and an electronic density of $n_e = 7 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$. The simulation box consists of 13 600 cells measuring each $0.1/k_0 \approx 0.013 \mu\text{m}$ and containing 20 pseudo-particles each. The time step of the computation lasts $0.05/(ck_0) = 2.1 \times 10^{-2}$ fs.

Figures 5(a) and (b) show snapshots of the longitudinal electric field, during and after collision. The time $t = 0$ corresponds to the collision of the laser pulse maxima. The red solid line corresponds to the case of parallel polarizations, whereas the blue dotted line corresponds to the case of crossed polarizations. The laser fields are also represented by the thin dotted line.

When the pulses have the same polarization, electrons are trapped spatially in the beatwave and cannot sustain the collective plasma oscillation. Therefore the plasma wave is strongly distorted during and after the collision (see figures 5(a) and (b)). It has been shown in [28] that this process has a dramatic influence on the injected charge: in an inhibited plasma wave, it

is harder to trap electrons and the charge is reduced by approximately one order of magnitude compared with trapping in an unaffected plasma wave.

When the polarizations are crossed, the motion of electrons is only perturbatively disturbed compared with the motion under only one laser, and the plasma wave is almost unaffected during the collision, see figures 5(a) and (b). This tends to facilitate trapping.

In order to scan different injection conditions we have performed a numerical scan on a_0 , all other parameters of the 1D PIC simulations being the same. Figure 5(c) represents the trapped charge: it shows that the threshold for injection is higher when polarizations are crossed. This is consistent with the fact that electron heating is less efficient with cross-polarized lasers. It also shows that above this threshold, there is only approximately three times less charge injected with cross-polarized pulses than in the parallel polarizations case: the charge difference due to the heating efficiency is balanced by the charge reduction due to wake inhibition occurring only in the parallel polarizations case.

In these simulations, we have also checked that all trapped electrons witness the overlapping of the two lasers, i.e. electrons located outside the collision region are not trapped. This rules out the wake–wake and wake–laser collisions [25]–[27] as main injection processes. This has also been confirmed in 2D PIC simulations.

Simulations can also give a partial understanding of the spectra experimentally observed with the cross-polarized pulses. In figure 3(a), in the crossed polarizations case, the spectrum exhibits a broad component at lower energy, even though the threshold for the crossed polarizations injection is not reached. This could be explained by a staged acceleration mechanism: the electrons are first heated under the collision of the two lasers but as they have not gained enough momentum to be trapped, they slip back in the following buckets of the wakefield. They are then further accelerated in the collision of the two wakefields until they become trapped in the accelerating structure. In that case, injection is not localized as it occurs in multiple buckets, and it leads to the observed broad spectrum at low energy. On the other hand, when operating above the threshold, the volume where the electrons reach the required energy for trapping is very localized. Therefore injection results in a narrow energy distribution beam accelerated in the first plasma wave bucket. Due to the higher threshold, this injection volume is even smaller in the crossed polarizations case than in the parallel polarizations case. Therefore, for a given collision position, injection with crossed polarizations results in a lower charge and a smaller energy spread electron beam (see figure 3(b)). Finally, the energy difference (10 MeV) observed between the two cases (see figure 3(b)) could be explained by beamloading. The wakefield is less distorted by the lower charge injected in the crossed polarizations case and in consequence, electrons are accelerated to higher energies.

4. Conclusion

We have demonstrated both experimentally and theoretically a new regime of optical injection using the stochastic heating at the collision of two cross-polarized laser beams. This scheme can provide stable monoenergetic electron beams. The injection threshold for crossed polarizations is higher and in our experiment, we found that the beams produced in this case had lower charge and smaller energy spread than those injected by the beatwave scheme. Injection with crossed polarizations is also safer for the laser system when operating in a collinear colliding geometry: two polarizers are sufficient to protect the system from laser feedback. This would be particularly interesting for experiments using waveguides [30], for which the collinearity of the laser beams is mandatory.

Acknowledgments

We acknowledge the support of the European Community-Research Infrastructure Activity under the FP6 and of European Community Structuring the European Research Area program (CARE, contract number RII3-CT-2003-506395), the support of the European Community-New and Emerging Science and Technology Activity under the FP6 'Structuring the European Research Area' program (project EuroLEAP, contract number 028514), the support of the French national agency ANR-05-NT05-2-41699 ACCEL1.

References

- [1] Tajima T and Dawson J M 1979 *Phys. Rev. Lett.* **43** 267
- [2] Rosenzweig J B *et al* 1991 *Phys. Rev. A* **44** R6189–192
- [3] Bulanov S V *et al* 1997 *Phys. Rev. Lett.* **78** 4205–8
- [4] Pukhov A and Meyer ter Vehn J 2002 *Appl. Phys. B* **74** 355
- [5] Mangles S P D *et al* 2004 *Nature* **431** 535
- [6] Geddes C G R *et al* 2004 *Nature* **431** 538
- [7] Faure J *et al* 2004 *Nature* **431** 541
- [8] Umstadter D, Kim J-K and Dodd E 1996 *Phys. Rev. Lett.* **76** 2073
- [9] Esarey E *et al* 1997 *Phys. Rev. Lett.* **79** 2682
- [10] Schroeder C B *et al* 1999 *Phys. Rev. E* **59** 6037–47
- [11] Fubiani G, Esarey E, Schroeder C B and Leemans W P 2004 *Phys. Rev. E* **70** 016402
- [12] Kotaki H *et al* 2004 *Phys. Plasmas* **11** 3296
- [13] Faure J *et al* 2006 *Nature* **444** 737
- [14] Faure J *et al* 2007 *Plasma Phys. Control. Fusion* **49** B395–402
- [15] Mendonça J T 1983 *Phys. Rev. A* **28** 3592
- [16] Sheng Z-M *et al* 2002 *Phys. Rev. Lett.* **88** 055004
- [17] Bourdier A, Patin D and Lefebvre E 2005 *Physica D* **206** 1–2
- [18] Glinec Y *et al* 2006 *Rev. Sci. Instrum.* **77** 103301
- [19] Sun G-Z *et al* 1987 *Phys. Fluids* **30** 526–32
- [20] Borisov A B *et al* 1992 *Phys. Rev. A* **45** 5830
- [21] Esarey E *et al* 2000 *Phys. Rev. Lett.* **84** 3081–4
- [22] Faure J *et al* 2005 *Phys. Rev. Lett.* **95** 205003
- [23] Mora P and Antonsen T M 1996 *Phys. Rev. E* **53** R2068–71
- [24] Davoine X *et al* 2008 *Phys. Plasmas* **15** 113102
- [25] Cary J *et al* 2003 *PAC Proceedings* p 704 doi:10.1109/PAC.2003.1289019
- [26] Hemker R G *et al* 1998 *Phys. Rev. E* **57** 5920
- [27] Cary J, Giaccone R, Nieter C and Bruhwiler D L 2005 *Phys. Plasmas* **12** 056704
- [28] Rechatin C *et al* 2007 *Phys. Plasmas* **14** 060702
- [29] Lefebvre E *et al* 2003 *Nucl. Fusion* **43** 629
- [30] Leemans W P *et al* 2006 *Nat. Phys.* **2** 696–9

Laser-driven accelerators by colliding pulses injection: A review of simulation and experimental results^{a)}

V. Malka,^{1,b)} J. Faure,¹ C. Rechatin,¹ A. Ben-Ismaïl,^{1,2} J. K. Lim,¹ X. Davoine,³ and E. Lefebvre³

¹Laboratoire d'Optique Appliquée, École Nationale Supérieure de Techniques Avancées, École Polytechnique, CNRS, UMR 7639, 91761 Palaiseau, France

²Laboratoire Leprince Ringuet, École Polytechnique, CNRS-IN2P3, UMR 7638, 91128 Palaiseau, France

³CEA, DAM, DIF, Bruyères-le-Châtel, 91297 Arpaçon, France

(Received 3 December 2008; accepted 16 January 2009; published online 3 March 2009)

A review of recent simulation and experimental studies of the colliding pulse injection scheme is presented. One dimensional particle in cell simulations show that when the colliding pulses have parallel polarizations, the dominant effects that have to be considered for modeling electron injection in plasma waves are (i) stochastic heating and (ii) wakefield inhibition at the collision. With cross polarized pulses, injection of an electron beam is still possible because stochastic heating still occurs. However, it is found numerically that the injection threshold is higher in this case. The simulations also underline the possibility of tuning the electron beam parameters by modifying the injection laser pulse. Experiments (i) validate these scenarios and show that stable and high quality electron beams are produced when two counterpropagating laser pulses collide in an underdense plasma and (ii) confirm very clearly the existence of a threshold for injection, which is higher with cross polarized pulses than with parallel polarized pulses. © 2009 American Institute of Physics. [DOI: 10.1063/1.3079486]

I. INTRODUCTION

In 1979 Tajima and Dawson,¹ on the basis of theoretical work and simulations, showed that relativistic plasma waves are suitable for the development of compact accelerators. In their scheme, external electrons were accelerated through the very high electric (GV/m) sustained by relativistic plasma waves driven by lasers, in the laser beatwave regime or in the laser wakefield regime. Several experiments have been performed following their idea and injected electrons at the few MeV level have indeed been accelerated by electric fields in the GV/m range in a plasma medium using the beat wave²⁻⁵ and laser wakefield schemes.⁶ With the development of more powerful lasers, much higher electric fields were achieved, from few GV/m to TV/m.⁷ This fast increase in the laser power has allowed physicists (i) to produce electron beams directly from the interaction of an intense laser with an underdense plasma (i.e., without any external injection)^{8,9} and (ii) at the same time to explore new theoretical schemes: forward Raman instability,⁸ self-modulated laser wakefield,¹⁰⁻¹² direct laser acceleration,¹³ and forced laser wakefield.⁷ In all those experiments, the distribution of the electron was Maxwellian and the beam quality was far from what is required from some applications. These first beams did not compare well to beams produced by conventional accelerators. To control or to shape the electron beam distribution, one has to reduce the injection to a very limited volume of phase space. For external injection, this means that the injected electron beam must have a duration much

shorter than the plasma period (i.e., less than ten of femtoseconds). Note that longer electron bunches can be injected and compressed by the plasma wave when they are injected before the laser pulse.¹⁴ For “internal” injection, the control of injection can be done either in the bubble/blowout regime^{15,16} using one single laser beam or by colliding two¹⁷ or three laser pulses.¹⁸

In 2004, a major breakthrough came with the experimental demonstration of the bubble/blowout¹⁹⁻²¹ regime when three groups produced for the first time an electron beam with a quasimonoenergetic distribution. The bubble regime is reached when the laser power is high enough and when the laser pulse length and waist match the plasma wavelength. When these conditions are satisfied, the laser ponderomotive force expels the plasma electrons radially and leaves a cavitating region behind the pulse. Electrons are progressively injected at the back of this cavity forming a dense electron beam in the cavity. The increasing charge of the forming electron beam progressively reduces the electric value and the injection process eventually stops, leading to the formation of a quasimonoenergetic electron beam. A continuous transition between the self-modulated laser wakefield, forced laser wakefield, and bubble regimes has been measured by changing the electron density, i.e., by changing the ratio of the pulse length to the plasma wavelength.²²

The use of two laser beams instead of one offers more flexibility and enables one to separate the injection from the acceleration processes. The first laser beam (the pump beam) is used to drive relativistic plasma waves, creating the needed accelerating structure, whereas the second laser beam (the injection beam) is used to heat electrons during its collision with the pump beam. During the beating, electrons can gain enough momentum to “catch” the relativistic plasma

^{a)}Paper D12 1, Bull. Am. Phys. Soc. 53, 76 (2008).

^{b)}Invited speaker. Author to whom correspondence should be addressed. Electronic mail: victor.malka@ensta.fr.

wave and, consequently, to be trapped. In 2006, stable and tunable quasimonoenergetic electron beams were measured by using two laser beams in the colliding scheme with a counterpropagating geometry.²³ In Ref. 23, tuning of the beam energy was also demonstrated.

In the present article, we study in details the effect of the polarization of the injection beam on the injection process both in simulations and experiments. In Sec. II, we present one dimensional particle in cell simulations (1D PIC), showing the key features of the injection process in parallel and crossed polarizations. Experimental results are presented and discussed in Sec. III.

II. PHYSICS OF COLLIDING LASER PULSES

In the pioneering work of Esarey *et al.*,¹⁷ a fluid model was used to describe the evolution of the plasma wave, whereas electrons were described as test particles. Electron trajectories in the beatwave as well as their energy gain were derived analytically in the case of laser pulses with circular polarization. A recent publication shows that this approach fails to describe quantitatively the physics occurring at the pulse collision.²⁴ For example, in the fluid approach, the electron beam charge has been found to be one order of magnitude greater than the one obtained in PIC simulations. For a correct description of injection, one has to properly describe the heating process, e.g., kinetic effects and their consequences on the dynamics of the plasma wave during the beating of the two laser pulses.²⁴ In addition, for a realistic description of the acceleration process, one needs a detailed and correct description of the laser propagation, which governs the dynamics of the relativistic plasma waves. For a complete and accurate description of the injection and acceleration mechanisms, 3D PIC simulations are needed to correctly describe the evolution of the laser pulse during its propagation: relativistic self-focusing, laser pulse evolution, and erosion.²⁵ However, to understand the injection mechanisms, 1D PIC simulations, which are much less computer intensive, are still suitable. In this article, we will focus on 1D PIC simulations in order to discuss the physics of injection and to explain the role of the laser pulse polarizations.

A. Parallel polarization case

In a colliding pulse experiment, the pump pulse with normalized vector potential $a_0 = eA/(mc^2)$ (where A is the laser vector potential, e and m_e are, respectively, the charge and mass of the electron, and c is the velocity of light) generates a high amplitude plasma wave and collides with a secondary pulse of lower amplitude $a_1 < a_0$. In the parallel polarization (PP) case, the interference of the two beams creates a beatwave pattern with phase velocity $v_{bw} = 0$, causes stochastic heating,^{26–30} and thus enables to heat and to pre-accelerate plasma background plasma electrons. Electrons gaining enough momentum can then be trapped in the main plasma wave and accelerated to high energies. In addition, since the overlapping of the lasers is short in time, electrons are injected in a very short distance and can be accelerated to an almost monoenergetic beam. In the fluid description, the laser wakefield evolution is not perturbed by the beating of

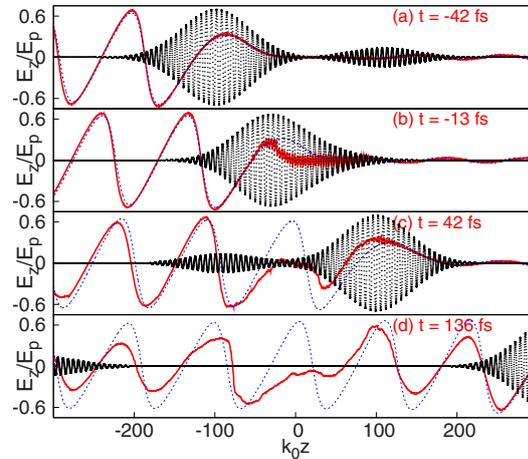


FIG. 1. (Color online) Longitudinal electric field computed at different times in 1D PIC simulation (solid red line) and in fluid simulations (dotted blue line). The transverse electric field is also represented (thin dotted line). Parameters are $a_0=2$ and $a_1=0.4$, 30 fs duration at FWHM, wavelength $\lambda_0=0.8 \mu\text{m}$, and electron plasma density $7 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$. The two laser pulses have PPs.

the two laser beams. An underlying hypothesis here is that there are two different species of electrons, those maintaining the wakefield, or fluid electrons, and those being trapped in the beatwave, or test electrons. This assumption clearly fails as it is demonstrated in Fig. 1 where we compare the longitudinal electric field value as a function of the position for different times calculated in the fluid model and using 1D simulation from CALDER (Ref. 31) (for which the field evolution is self-consistent). Both lasers were Gaussian pulses with 30 fs duration at full width half maximum (FWHM) and wavelength $\lambda_0=0.8 \mu\text{m}$. The electron density is $7 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ (the main pulse entered the plasma through a density ramp of $100 \mu\text{m}$ in order to avoid edge effects). The laser amplitudes are $a_0=2$ and $a_1=0.4$. The electric field is given in linear wave breaking field unit $E_p = cm_e \omega_p / e$ corresponding here to $E_p=250 \text{ GV/m}$. The pump pulse propagates from left to right and the injection pulse from right to left. The blue and red curves correspond, respectively, to the fluid and PIC models. The results clearly show high frequency $2k_0$ modulations in the longitudinal electric field where the two laser pulses collide [$t=-13 \text{ fs}$, curve 1(b)], and that the wake longitudinal electric field vanishes locally where the two pulses have collided. Outside this region, the longitudinal electric field is of course restored and follows the fluid model.

In the PIC simulations, wake inhibition reduces the amplitude of the electric field and, thus, makes trapping more difficult. Detailed analysis shows that the trapped electrons originate from the end of the collision region because they quickly witness a restored wakefield. Electrons located at the beginning of the collision region simply slip back the wave

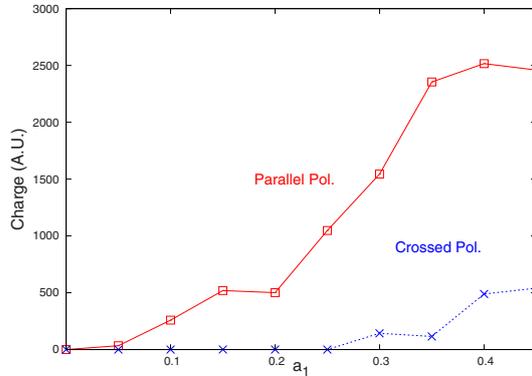


FIG. 2. (Color online) Injected charge vs a_1 (all other parameters are kept the same) in 1D PIC simulations. Solid red line with squares: PPs. Dotted blue line with crosses: crossed polarizations.

frame. Therefore, the plasma wake inhibition reduces the phase space volume of injected particles and reduces the number of trapped electrons.

Another interesting aspect of the colliding pulse scheme is that it gives control over the injection and enables one to tune the electron beam. For instance, changing the injection pulse amplitude a_1 permits to modify electron heating without modifying the accelerating structure (which is determined by the pump pulse amplitude). Thus, a decrease in a_1 will result in less heating and consequently a lower injected charge. This tuning capability is demonstrated in Fig. 2: the red curve shows the evolution of the trapped charge as a function of a_1 , as computed from 1D PIC simulations. The figure shows that the injection threshold is very low: a substantial charge is injected for $a_1 \geq 0.05$.

B. CP case

Surprisingly, 1D PIC simulations also show that for crossed polarizations (CPs), an injected electron beam can be obtained (of course it has been checked that with the pump beam only, no trapped electrons are observed). This is shown by the blue curve in Fig. 2: in the case of crossed polarizations, the threshold is higher ($a_1 > 0.25$ in this particular case), and the charge is lower than in the PP case. This result is counterintuitive because in the case of cross polarized lasers $\mathbf{a}_0 \cdot \mathbf{a}_1 = 0$ and there is no beatwave, thus one expects to have no beatwave injection.

However, experimental injection of high quality electron beams has been observed with CP laser pulses³² and their features are comparable to the PP injected beams (although the charge was lower by a factor of 3–5). To elucidate this contradiction, we have performed, on the basis of a 1D model and 1D PIC simulations, a detailed study which shows that under given conditions, stochastic heating with CP laser beam can occur and can explain the observed trapping of electrons.

First, we start with a simple 1D model where electrons are test particles in vacuum and they witness the collision of two laser fields. The two laser pulses have Gaussian shapes,

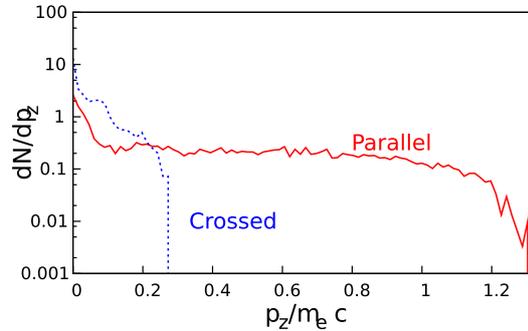


FIG. 3. (Color online) Result of test particle simulations in vacuum. Comparison between the two heating mechanisms: electron spectra after interaction with the two colliding pulses. Solid red line: PPs; dotted blue line: crossed polarizations. Parameters are Gaussian laser pulses at $0.8 \mu\text{m}$ with duration $\tau = 30$ fs at FWHM with normalized strength $a_0 = 2$ for the pump pulse and $a_1 = 0.4$ for the injection pulse.

they are 30 fs long at FWHM, the central wavelength is $\lambda_0 = 0.8 \mu\text{m}$, and laser amplitudes are $a_0 = 2$ and $a_1 = 0.4$. The resulting longitudinal momentum distribution is plotted in Fig. 3 for parallel and CPs. The longitudinal momentum can reach about 0.25 of $m_e c$ in the case of CP laser pulses and about 1.30 of $m_e c$ in the PP case. It should be noted that the high frequency fields (at frequency ω_0) are responsible for this heating, even for CPs: in the case where the ponderomotive forces alone are applied to the electrons, no substantial energy gain is observed.

In fact, the energy gain with CP is due to stochastic heating. This is clearly demonstrated in Fig. 4 which shows Poincaré sections for different cases. Note that to compute these Poincaré sections, we have considered that the laser beams are plane waves. The amplitude of the pump pulse was kept at $a_0 = 2$, as in the previous simulations. In the PP case, the sections show extended chaos even for low intensity lasers: extended chaos is already present for $a_1 = 0.1$. In

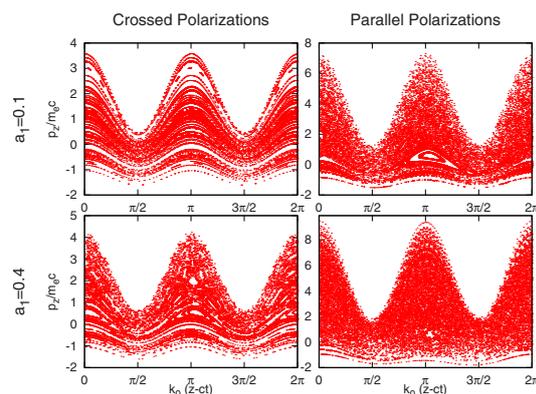


FIG. 4. (Color online) Poincaré sections performed for test electrons in vacuum witnessing the collision of two laser pulses. The lasers are assumed to be plane waves and $a_0 = 2$. One can see that chaos appears in the case of crossed polarizations for $a_1 = 0.4$.

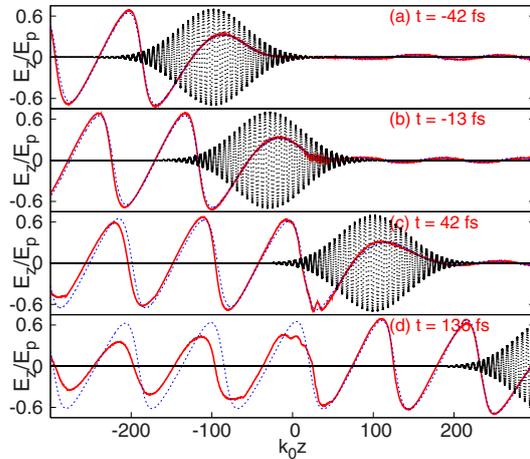


FIG. 5. (Color online) Longitudinal electric field computed at different times in 1D PIC simulation (solid red line) and in fluid simulations (dotted blue line). Parameters are identical to those of Fig. 1 except that the polarizations are crossed.

the crossed polarization case, at low laser intensity ($a_1 = 0.1$), there is no chaos as electron orbits are regular. However, for $a_1 = 0.4$, orbits cross each others as resonances overlap, leading to chaos and stochastic heating.

Physically, the emergence of stochastic heating can be explained by the fact that for high laser intensities, the electron motion becomes relativistic ($a_0 > 1$) which introduces a longitudinal component p_z through the $\mathbf{v} \times \mathbf{B}$ force. This relativistic coupling makes it possible to heat electrons. Thus, the two perpendicular laser fields couple through the relativistic longitudinal motion of electrons.

Similarly to the case of PPs, we now need to examine the effect of this heating on the plasma wave dynamics. For this, we have compared the fluid model and 1D PIC simulation, as in Sec. II A but with CP laser pulses. Figure 5 shows snapshots of the longitudinal electric field, during and after collision (the parameters are identical to the previous ones). The solid line corresponds to the PIC simulation results, whereas the dotted line corresponds to the fluid calculation. The pump laser field is also represented by the thin dotted line. We have seen in the Sec. II A that when the pulses have the same polarization, electrons are trapped spatially in the beatwave and cannot sustain the collective plasma oscillation inducing a strong inhibition of the plasma wave which persists after the collision (see Fig. 1). When the polarizations are crossed, the motion of electrons is only slightly disturbed compared to their fluid motion, and the plasma wave is almost unaffected during the collision. This tends to facilitate trapping. In this case, the electric field is very close to the one predicted by the fluid models.

In conclusion, we propose the following scenario to explain the injection of electrons in the CP case: (i) the collision provides stochastic heating, although less efficiently than in the PP case, (ii) on the other hand, wakefield inhibi-

tion does not occur, which facilitates trapping. These two effects somewhat balance each other, making trapping possible.

In the literature, others mechanisms have been proposed for injecting electrons in plasma waves: Ref. 33 relies on the ponderomotive force of an intense injection pulse for injecting electrons and Ref. 34 shows that wake-wake collisions can also produce injection. In these papers, the laser pulse polarizations are crossed. However, note that these mechanisms do not depend on polarization, as they rely on the ponderomotive force. Thus, one could think that they could explain our results. This is not the case: indeed, in Refs. 33 and 34 there is no collision between the two laser pulses: an injection pulse collides with a wakefield or two wakefields collide. This has an important consequence: trapped electrons originate from various locations but not from the collision between the two laser pulses. This is contrary to our findings: detailed analysis of our 1D PIC simulations reveals that all trapped electrons originate from the collision region (i.e., the location where the two laser pulses overlap). This rules out the injection mechanisms described in Refs. 33 and 34 as they would result in trapped electrons also originating from other locations. The fact that the ponderomotive or wake-wake injection mechanisms are not present in our simulations is not surprising: the amplitude of our injection pulse is very modest ($a_1 < 0.4$) compared to the one used in Refs. 33 and 34 ($a_1 > 2$). Finally we would like to point out that in Ref. 34, the authors reported that when the two laser pulses overlap and collide, the number of trapped electrons is enhanced. Yet, they do not provide an explanation for this phenomenon (as the paper does not focus on this particular fact). Our findings bring a natural interpretation to these results: when the pulses collide, stochastic heating provides extra energy gain to electrons located at the collision and resulting in a larger number of trapped electrons.

It is noteworthy that this stochastic effect occurs in 1D and that its threshold is not very high, so that it is a very dominant mechanism. We have also run two dimensional simulations that show that it is the dominant mechanism as long as the injection pulse amplitude stays modest (which is the case for $a_1 < 0.4$).

III. EXPERIMENTAL RESULTS

Section II has shown that injection of electrons can occur in parallel and crossed polarizations and that they both lead to the generation of electron beams. With the help of the simulations, we found that with crossed polarized pulses, the injection threshold is higher and that the charge is lower. Finally, Fig. 2 also showed that the charge can be tuned by modifying the injection beam amplitude. The goal of this section is to show recent experimental results addressing these various points.

Experiments have been performed at Laboratoire d'Optique Appliquée using the compact of 10 Hz, 0.8 μm , 40 TW "Salle Jaune" laser system. It routinely delivers 1 J laser energy (after compression) that can be split in two laser beams, each laser beam having its own compressor, so that one can adjust independently the laser pulse duration from

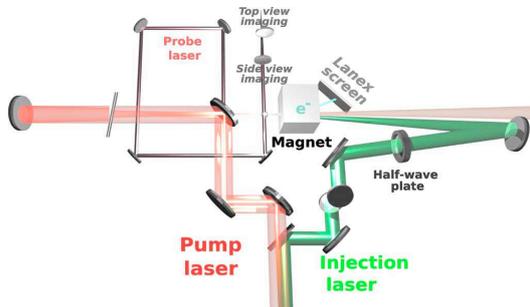


FIG. 6. (Color online) Experimental setup with two laser beams propagating at angle of 176° .

30 fs to few picoseconds. The maximum laser energy of the injection beam is limited to one-fourth of the total energy. After compression, the laser beams propagate in vacuum into the 1 m diameter interaction chamber. Two additional vacuum vessels have been added to this chamber in order to set up the long focal length optics. The pump beam is focused using a 1 m focal length off-axis spherical mirror, which corresponds to a $f/17$ aperture, giving a slightly elliptical focal spot with diameter at FWHM of $29 \times 24 \mu\text{m}$, and producing a laser intensity of $I = 4.6 \times 10^{18} \text{ W/cm}^2$. The injection beam is focused using a 0.7 m focal length off-axis parabolic mirror, which corresponds to a $f/18$ aperture, giving a focal spot with diameter at FWHM of $29 \times 24 \mu\text{m}$, and producing a laser intensity of $I = 4 \times 10^{17} \text{ W/cm}^2$. The corresponding normalized vector potentials are therefore $a_0 = 1.5$ for the pump beam and $a_1 = 0.4$ for the injection beam. The two laser beams are focused onto a 3 mm diameter helium gas jet target which has been designed to produce uniform gas density profiles with sharp edges.³⁵ At those intensities, the helium gas jet is fully ionized early in the interaction. A noncollinear geometry has been chosen in order to prevent feedback from the experiment to the laser system (a small feedback of 1 mJ of light scattered from the plasma has been measured but it was blocked by a Faraday rotator inserted between the second and third laser amplifiers). This noncollinear geometry (with 176° between the two laser beams) also offers easier access of the electron beams for applications or diagnostics. The experimental setup is shown in Fig. 6.

Alignments of the laser with respect to the nozzle are performed using two imaging systems (side and top view

images). Among all the optical diagnostics we use, one can mention Thomson scattered images and shadowgraphic images. A third laser beam (the probe beam) is used to synchronize the injection and the pump beams. The spatial overlapping of the two beams is done using shadowgraphy in one plane, and Thomson scattering for the other plane. Measurements of the electron beam distribution have been performed with a compact spectrometer consisting of a 1.1 T, 10 cm long permanent magnet and LANEX phosphor screen. Doing so, we were able to measure, in a single shot, the electron spectrum in the range of 45–300 MeV, and to record its image onto a 16 bit charged coupled device camera. Since we do not use a collimator for this spectrometer, the vertical direction on the LANEX screen corresponds to the angular aperture of the electron beam. The LANEX screen was protected by a $100 \mu\text{m}$ thick aluminum foil in order to avoid direct exposure to the laser light. The resolution is limited by the electron beam aperture and by the dispersing power of the magnet. For example, a 5 mrad angular aperture of the electron beam at 200 MeV provides a 5% energy resolution. Typical raw data and deconvoluted spectrum are shown on Fig. 7. For deconvolution of the images obtained with the LANEX screen, electron deviation in the magnetic field has been considered ($dN/dE = dN/dx \times dx/dE$, where x is the coordinate along the LANEX screen, N the number of electrons, and E is the electron energy) as well as the electron stopping power inside the LANEX screen.³⁶ The spectrum is obtained by integrating the count over the whole image in the vertical axis for each electron energy. The improvement of stability brought by the colliding pulse setup is clearly seen in Fig. 8, where we present a series of 30 consecutive shots without filtering any experimental data. The mean value and its standard deviation derived from this series are, respectively, for the charge, the energy, the divergence, and pointing stability: $13 \pm 4 \text{ pC}$, $206 \pm 10 \text{ MeV}$, $\Delta E/E: 6.8 \pm 1.4\%$, divergence: $4.5 \pm 1.6 \text{ mrad}$, pointing stability: 2 mrad.

This stable high-energy beam was obtained when the collision occurred at $z = -390 \mu\text{m}$. Here $z = 0$ represents the center of the gas jet so that at $z = -390 \mu\text{m}$, the laser has already propagated in the plasma for about 1 mm before injection occurs. At this position, rotating the polarization of the injection beam produced no electron beam. This is similar to the results presented in Fig. 1 of Ref. 23. It can be explained simply: at this position, the threshold for injection with crossed polarized pulses is not reached (but it is reached for PPs) and no electron beam is produced.

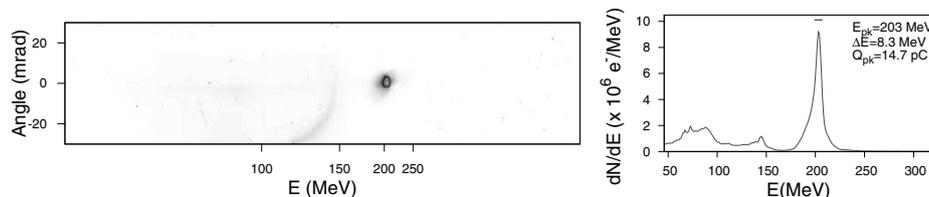


FIG. 7. Raw image from the LANEX screen and its corresponding deconvoluted spectra obtained with two parallel polarized laser pulses. Experimental parameters are $a_0 = 1.5$, $a_1 = 0.4$, injection position $z = -390 \mu\text{m}$ ($z = 0$ corresponds to the center of the gas jet), and density $n_e = 5.7 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$.

056703-6 Malka *et al.*

Phys. Plasmas 16, 056703 (2009)

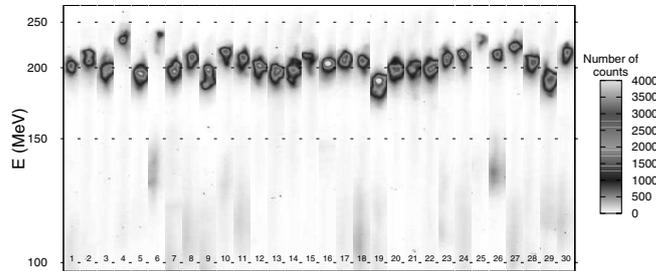


FIG. 8. Series of 30 consecutive shots with PP. $a_0 = 1.5$, $a_1 = 0.4$, injection position $z = -390 \mu\text{m}$, and density $n_e = 5.7 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$.

By moving the collision deeper into the gas jet, we were able to obtain injection with parallel and crossed polarizations. This is illustrated in Fig. 9 for which the collision position is now $z = 60 \mu\text{m}$: the red (blue) curve represents the electron spectrum for the case of parallel (crossed) polarizations. For the PP case, a 134 MeV beam with 33.5 pC is produced, whereas a 168 MeV electron beam with 11.5 pC is produced for CP case.

Obviously, here, the threshold for injection in crossed polarizations has been reached (these results are similar to the ones of Ref. 32, obtained in a collinear counterpropagating geometry). Note also that for PPs, the beam charge at $z = 60 \mu\text{m}$ is about 30 pC versus 13 pC at $z = -390 \mu\text{m}$. This increase in charge has been explained by 3D PIC simulations.²⁸ These simulations reveal that the pulse spatial and temporal profiles evolve through nonlinear effects (self-compression and self-focusing) during its propagation. The distorted laser pulse drives a distorted wakefield which has a slightly different shape and in which trapping seems to be easier. Thus, when injection occurs after a longer propagation distance, the laser pulse is more distorted, and larger amounts of electrons can be trapped.

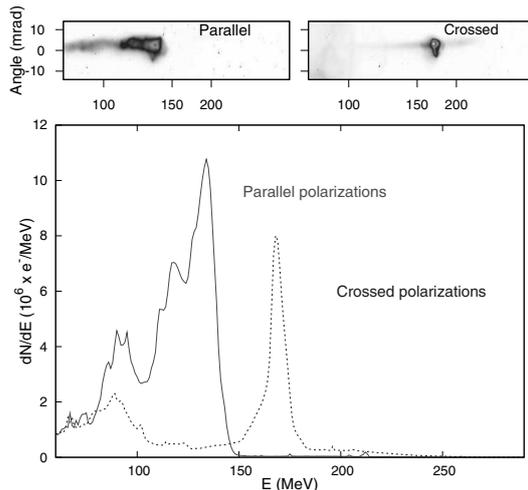


FIG. 9. Top: raw images from the LANEX screen. Bottom: corresponding electron spectra obtained with two laser beams in parallel (solid red line) and crossed (blue dotted line) polarizations with $a_0 = 1.5$, $a_1 = 0.4$, injection position $z = 70 \mu\text{m}$, and density $n_e = 5.7 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$.

Figure 9 also shows that for CP, the beam charge is lower but the energy spread is also better. Again, this is simply explained by the fact that the injection threshold is higher for CP. This leads to a smaller injection phase space, thus to a lower charge and smaller energy spread. The difference in energy, 134 MeV for PP versus 168 MeV for CP, could be explained by beam loading effects. Indeed, as the trapped charge is higher in the PP case, it could lower the wakefield amplitude and cause a lower energy gain. A full discussion on beam loading is outside the scope of this paper and will be the subject of a future publication.

Finally, by performing the scan of the injection pulse intensity, we were able to demonstrate that the threshold for injection with CP pulses is higher. The injection pulse intensity was tuned by using a polarizer coupled with a half wave plate (before the compressor), so that the energy could be changed from 125 to 0 mJ.

The red curve in Fig. 10 shows the increase in charge with a_1 (the injection pulse amplitude) for the PP case, whereas the blue curve shows the same for CP pulses. The graph shows very clearly that the injection threshold is very different depending on the polarizations: for PP, it is about $a_{1\text{th}} = 0.08$, whereas for CP, it is $a_{1\text{th}} = 0.25$. The charge is also systematically lower by a factor of 2–3 in the CP case. Figure 10 is highly reminiscent of Fig. 2 which shows similar trends and our experimental results confirm that the injection

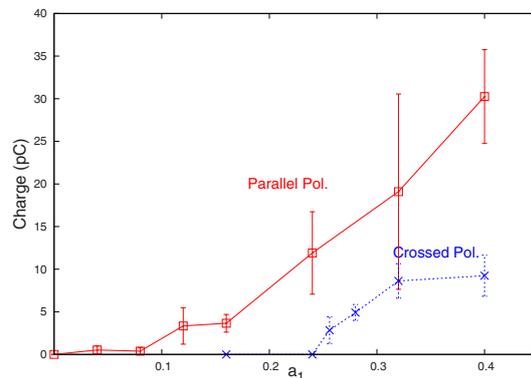


FIG. 10. (Color online) Injected charge vs a_1 (all other parameters are kept the same) in experiments. Solid red line with squares: PPs. Dotted blue line with crosses: crossed polarizations. Each point is an average of three to five shots and the error bars represent the standard deviation.

threshold is higher in the CP case. However, a direct comparison between the 1D PIC simulation and the experiment should be made with caution because the 1D simulation does not take into account self-focusing which plays an important role in the exact determination of the thresholds. For instance, the 1D PIC simulation of Fig. 2 was performed with $a_0=2$, but this value might be different in the experiment due to self-focusing.

IV. CONCLUSION

Successful experiments using two laser pulses have been recently achieved by other groups with different geometries: (i) counterpropagating laser pulses at 135° angle³⁷ (ii) or collinear laser pulses.³⁸ In addition, recent single beam experiments in the bubble regime have led to an enhancement of the electron beam stability.^{39–41} Thus, several different schemes are now available to the laser plasma accelerator community and this is very useful for the development and design of compact accelerators which will produce higher energy electron beams. The use of a second laser pulse allows physicists to tune the electron beam parameters. In this paper, we have shown that by changing the intensity of the injection pulse, one can decrease the energy spread and the charge. Through experiments and simulation, we have unveiled the mechanisms responsible for electron injection with cross polarized laser pulses. The development of laser facilities delivering hundreds of terawatt pulses will permit to change independently the charge and the relative energy spread, to increase the electron energy with or without guiding structure, and to explore new acceleration schemes.

ACKNOWLEDGMENTS

We acknowledge the support of the European Community–Research Infrastructure Activity under the FP6 and of European Community “Structuring the European Research Area” program (CARE, Contract No. RII3-CT-2003-506395), the support of the European Community–New and Emerging Science and Technology Activity under the FP6 “Structuring the European Research Area” program (project EuroLEAP, Contract No. 028514), the support of the French National Agency Grant No. ANR-05-NT05-2-41699 “ACCEL1.”

¹T. Tajima and J. M. Dawson, *Phys. Rev. Lett.* **43**, 267 (1979).

²Y. Kitagawa, T. Matsumoto, T. Minamihata, K. Sawai, K. Matsuo, K. Mima, K. Nishihara, H. Azechi, K. A. Tanaka, H. Takabe, and S. Nakai, *Phys. Rev. Lett.* **68**, 48 (1992).

³C. E. Clayton, K. A. Marsh, A. Dyson, M. Everett, A. Lal, W. P. Leemans, R. Williams, and C. Joshi, *Phys. Rev. Lett.* **70**, 37 (1993).

⁴N. A. Ebrahim, *J. Appl. Phys.* **76**, 7645 (1994).

⁵F. Amiranoff, D. Bernard, B. Cros, F. Jacquet, G. Matthieussent, P. Miné, P. Mora, J. Morillo, F. Moulin, A. E. Specka, and C. Stenz, *Phys. Rev. Lett.* **74**, 5220 (1995).

⁶F. 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, *Phys. Rev. Lett.* **81**, 995 (1998).

⁷V. Malka, S. Fritzler, E. Lefebvre, M.-M. Aleonard, F. Burgy, J.-P. Chambaret, J.-F. Chemin, K. Krushelnick, G. Malka, S. P. D. Mangles, Z. Najmudin, M. Pittman, J.-P. Rousseau, J.-N. Scheurer, B. Walton, and A. E. Dangor, *Science* **298**, 1596 (2002).

⁸C. Joshi, T. Tajima, J. M. Dawson, H. A. Baldis, and N. A. Ebrahim, *Phys. Rev. Lett.* **47**, 1285 (1981).

⁹A. Modena, A. E. Dangor, Z. Najmudin, C. E. Clayton, K. Marsh, C. Joshi, V. Malka, C. B. Darrow, D. Neely, and F. N. Walsh, *Nature (London)* **377**, 606 (1995).

¹⁰N. E. Andreev, L. M. Gorbunov, V. I. Kirsanov, A. A. Pogosova, and R. R. Ramazashvili, *JETP Lett.* **55**, 571 (1992).

¹¹T. M. Antonsen, Jr., and P. Mora, *Phys. Rev. Lett.* **69**, 2204 (1992).

¹²P. Sprangle, E. Esarey, J. Krall, and G. Joyce, *Phys. Rev. Lett.* **69**, 2200 (1992).

¹³A. Pukhov, *J. Plasma Phys.* **61**, 425 (1999).

¹⁴A. G. Khachatryan, *JETP Lett.* **74**, 371 (2001).

¹⁵A. Pukhov and J. Meyer-ter-Vehn, *Appl. Phys. B: Lasers Opt.* **74**, 355 (2002).

¹⁶W. Lu, C. Huang, M. Zhou, W. B. Mori, and T. Katsouleas, *Phys. Rev. Lett.* **96**, 165002 (2006).

¹⁷E. Esarey, R. F. Hubbard, W. P. Leemans, A. Ting, and P. Sprangle, *Phys. Rev. Lett.* **79**, 2682 (1997).

¹⁸G. Fubiani, E. Esarey, C. B. Schroeder, and W. P. Leemans, *Phys. Rev. E* **70**, 016402 (2004).

¹⁹S. 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, *Nature (London)* **431**, 535 (2004).

²⁰C. G. R. Geddes, Cs. Toth, J. van Tilborg, E. Esarey, C. B. Schroeder, D. Bruhwiler, C. Nieter, J. Cary, and W. P. Leemans, *Nature (London)* **431**, 538 (2004).

²¹J. Faure, Y. Glinec, A. Pukhov, S. Kiselev, S. Gordienko, E. Lefebvre, J.-P. Rousseau, F. Burgy, and V. Malka, *Nature (London)* **431**, 541 (2004).

²²V. Malka, J. Faure, Y. Glinec, A. Pukhov, and J.-P. Rousseau, *Phys. Plasmas* **12**, 056702 (2005).

²³J. Faure, C. Rechatin, A. Norlin, A. Lifschitz, Y. Glinec, and V. Malka, *Nature (London)* **444**, 737 (2006).

²⁴C. Rechatin, J. Faure, A. Lifschitz, V. Malka, and E. Lefebvre, *Phys. Plasmas* **14**, 060702 (2007).

²⁵X. Davoine, E. Lefebvre, J. Faure, C. Rechatin, A. Lifschitz, and V. Malka, *Phys. Plasmas* **15**, 113102 (2008).

²⁶J. T. Mendonca, *Phys. Rev. A* **28**, 3592 (1983).

²⁷F. Doveil and J. T. Mendonca, *Phys. Fluids* **26**, 3279 (1983).

²⁸P. Zhang, N. Saleh, S. Chen, Z. M. Sheng, and D. Umstadter, *Phys. Rev. Lett.* **91**, 225001 (2003).

²⁹A. Bourdier, D. Patin, and E. Lefebvre, *Physica D* **206**, 1 (2005).

³⁰Z.-M. Sheng, K. Mima, J. Zhang, and J. Meyer-ter-Vehn, *Phys. Rev. E* **69**, 016407 (2004).

³¹E. Lefebvre, N. Cochet, S. Fritzler, and V. Malka, *Nucl. Fusion* **43**, 629 (2003).

³²C. Rechatin, J. Faure, A. Lifschitz, X. Davoine, E. Lefebvre, and V. Malka, *New J. Phys.* **11**, 013011 (2009).

³³D. Umstadter, J.-K. Kim, and E. Dodd, *Phys. Rev. Lett.* **76**, 2073 (1996).

³⁴R. G. Hemker, K.-C. Tzeng, W. B. Mori, and C. E. Clayton, *Phys. Rev. E* **57**, 5920 (1998).

³⁵S. Semushin and V. Malka, *Rev. Sci. Instrum.* **72**, 2961 (2001).

³⁶Y. Glinec, J. Faure, A. Guemnie-Tafo, V. M. H. Monard, J. P. Larbre, V. D. Waele, J. L. Marignier, and M. Mostafavi, *Rev. Sci. Instrum.* **77**, 103301 (2006).

³⁷H. Kotaki, I. Daito, M. Kando, Y. Hayashi, J. Ma, L.-M. Chen, T. Esirkepov, Y. Fukuda, T. Homma, A. Pirozhkov, J. K. Koga, K. Nakajima, H. Daido, and S. V. Bulanov, *IEEE Trans. Plasma Sci.* **36**, 1760 (2008).

³⁸A. G. R. Thomas, C. D. Murphy, S. P. D. Mangles, A. E. Dangor, P. Foster, J. G. Gallacher, D. A. Jaroszynski, C. Kamperidis, K. L. Lancaster, P. A. Norreys, R. Viskup, K. Krushelnick, and Z. Najmudin, *Phys. Rev. Lett.* **100**, 255002 (2008).

³⁹N. A. M. Hafz, T. M. Jeong, I. Choi, S. K. Lee, K. H. Pae, V. V. Kulagin, J. H. Sung, T. J. Yu, K.-H. Hong, T. Hosokai, J. R. Cary, D.-K. Ko, and J. Lee, *Nat. Photonics* **2**, 571 (2008).

⁴⁰J. 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, *Phys. Rev. Lett.* **101**, 085002 (2008).

⁴¹S. P. D. Mangles, A. G. R. Thomas, O. Lundh, F. Lindau, M. C. Kaluzac, A. Persson, C.-G. Wahlström, K. Krushelnick, and Z. Najmudin, *Phys. Plasmas* **14**, 056702 (2007).

Cold Optical Injection Producing Monoenergetic, Multi-GeV Electron Bunches

X. Davoine,^{1,*} E. Lefebvre,¹ C. Rechatin,² J. Faure,² and V. Malka²

¹CEA, DAM, DIF, Bruyères-le-Châtel, 91297 Arpajon, France

²Laboratoire d'Optique Appliquée, ENSTA, CNRS, Ecole Polytechnique, UMR 7639, 91761 Palaiseau, France

(Received 20 November 2008; published 10 February 2009)

A cold optical injection mechanism for a laser-plasma accelerator is described. It relies on a short, circularly polarized, low-energy laser pulse counterpropagating to and colliding with a circularly polarized main pulse in a low density plasma. Contrary to previously published optical injection schemes, injection is not caused here by electron heating. Instead, the collision between the pulses creates a spatially periodic and time-independent beat force. This force can block the longitudinal electron motion, leading to their entry and injection into the propagating wake. In a specific setup, we compute after acceleration over 0.6 mm, a 60 MeV, 50 pC electron bunch with 0.7 MeV rms energy spread, proving the interest of this scheme to inject electron bunches with a narrow absolute energy spread. Acceleration to 3 GeV with a rms spread smaller than 1% is computed after propagation over 3.8 cm in a plasma channel.

DOI: 10.1103/PhysRevLett.102.065001

PACS numbers: 52.38.Kd

Over the past few years, striking progress on laser-wakefield acceleration of electrons [1] has been achieved. In particular, since the production of the first experimental quasimonoenergetic spectra [2–4], GeV energy has been reached [5,6], guided propagation [7] and acceleration [5] in a capillary have been demonstrated, and the use of optical injection has proven that stabilization and control of electron beams are possible [8]. Further developments of laser-wakefield accelerators reside in the improvement of the beam energy and quality, overall system stability, and reproducibility. In this Letter, we report on a new scheme for optical injection that enables injection of narrow-energy-spread bunches in low-plasma-density wakefields, allowing large energy gain. Control of injection with an all-optical method, high energy gain, and narrow energy spread are thus the major interests of the proposed method.

Optical injection was first proposed in Ref. [9]. In this scheme, injection is triggered by a second laser pulse (injection pulse) coming perpendicularly to the pulse generating the wakefield (pump pulse). When the injection pulse collides with the wakefield, the transverse ponderomotive force of the pulse provides some electrons with the necessary momentum to cross the wakefield separatrix and be trapped in the wake. These electrons can then be accelerated to high energy. The same scheme is used in Ref. [10], but the authors show that wake-wake collisions, rather than the injection pulse ponderomotive force, can also give to some electrons the necessary momentum for injection and trapping. A third scheme [11] uses three laser pulses instead of two and operates in a collinear geometry. A pump pulse creates the wakefield while two other counterpropagating pulses collide inside the wake. Electrons are heated in the collision and, as in the first case, those with enough momentum are trapped. This scheme has then been simplified [8,12–14] by keeping the collinear geometry but only using two pulses. The pump pulse still creates the

wakefield but also collides with the second pulse, coming from the opposite direction. This collision, as previously, heats the electrons and some of them can then be trapped. Two counterpropagating laser pulses are also used in the cold optical injection scheme presented in this Letter. However, in this regime, injection relies on a fundamentally different mechanism as no momentum gain is needed. Here, during the collision with a very low-energy second pulse, the longitudinal electron motion is frozen and electrons can enter into the propagating wake, at a position allowing their injection. As a result of this mechanism, low-energy-spread electron bunches can be produced.

To introduce the cold injection principle, we present a 1D analysis which can give qualitative understanding of the physics involved. Electron motion in the wakefield is described by the Hamiltonian [12] $H(\psi, u_x) = [\gamma_{\perp}^2(\psi) + u_x^2]^{1/2} - \beta_p u_x - \Phi(\psi)$, where $\psi = x - \beta_p c t$ is the wake phase, $\beta_p = v_p/c$ with v_p the laser pulse group velocity and wake phase velocity, $\gamma_{\perp} = (1 + \mathbf{u}_{\perp}^2)^{1/2}$, $\mathbf{u}_{\perp} = \mathbf{p}_{\perp}/m_e c$ and $u_x = p_x/m_e c$ are the electron normalized transverse and longitudinal momenta, and $\Phi(\psi)$ is the wakefield potential. An electron at phase ψ_0 with a longitudinal momentum u_{x0} is characterized by $H_0 = H(\psi_0, u_{x0})$. The evolution of its longitudinal momentum is then

$$u_x(\psi) = \beta_p \gamma_p^2 [H_0 + \Phi(\psi)] \pm \gamma_p \sqrt{\gamma_p^2 [H_0 + \Phi(\psi)]^2 - \gamma_{\perp}^2(\psi)}, \quad (1)$$

where $\gamma_p = (1 - \beta_p^2)^{-1/2}$. The boundary between trapped and untrapped orbits (the separatrix) is given by a critical value, H_c , of the Hamiltonian. Its equation is thus

$$u_{xc}^{\pm}(\psi) = \beta_p \gamma_p^2 [H_c + \Phi(\psi)] \pm \gamma_p \sqrt{\gamma_p^2 [H_c + \Phi(\psi)]^2 - \gamma_{\perp}^2(\psi)}. \quad (2)$$

Figure 1 shows a typical separatrix and the fluid orbit of electrons in a wake favorable for cold injection. In this figure, the separatrix is well above the fluid trajectory indicating that self-injection cannot occur for electrons initially at rest. An interesting feature of Fig. 1 is the region where the separatrix is under the $u_x = 0$ axis. The existence of this large region indicates the possibility to inject electrons without giving them additional longitudinal momentum. If we can simply modify their motion so they can enter this region with negligible momentum, then they will be trapped. This is exactly what is done by the injection scheme proposed in this Letter.

To understand how a low-energy injection pulse can modify the electron motion and cause injection, we need to describe this electron motion during the collision of both pulses. Still, for the sake of simplicity, we present a 1D analytical description made with monochromatic laser waves and we consider the motion of an electron in vacuum. The normalized vector potentials of the two counter-propagating laser waves are, respectively, $\mathbf{A}_0 = (a_0/\sqrt{2})[\cos(\omega_0 t - k_0 x)\mathbf{e}_y + \sin(\omega_0 t - k_0 x)\mathbf{e}_z]$ and $\mathbf{A}_1 = (a_1/\sqrt{2})[\cos(\omega_0 t + k_0 x)\mathbf{e}_y + \sin(\omega_0 t + k_0 x)\mathbf{e}_z]$. The Hamiltonian of an electron in this field is $H(u_x, x) = \gamma = [1 + \mathbf{u}_{\perp}^2(x) + u_x^2]^{1/2}$, where $\mathbf{u}_{\perp} = \mathbf{A}_0 + \mathbf{A}_1$. The equation governing the evolution of the longitudinal momentum, u_x , is $d_t u_x = \partial H / \partial x = -(2\gamma)^{-1} d\mathbf{u}_{\perp}^2 / dx$, leading to

$$\frac{du_x}{dt} = \frac{1}{\gamma} k_0 a_0 a_1 \sin(2k_0 x). \quad (3)$$

This equation shows the existence of a beat wave force F , time independent and spatially oscillating with a $\lambda_0/2$ period. In comparison, the longitudinal ponderomotive force F_p , generated by the main pulse envelope, scales as $F_p \approx (2\gamma)^{-1} a_0^2 / (c\tau)$, where τ is the pulse duration. As $1/k_0 \ll c\tau$, we have $F/F_p \approx 2k_0 a_0 a_1 / (a_0^2 / c\tau) = 2\omega_0 \tau a_1 / a_0 > 1$. Thus, electrons are trapped inside the

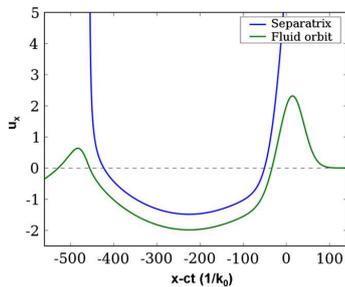


FIG. 1 (color online). Phase space plot of 1D fluid orbit and separatrix calculated in a typical case for cold optical injection.

$\lambda_0/2$ -long beat wave buckets and cannot have the large longitudinal motion normally caused by the ponderomotive force F_p .

To illustrate this mechanism, we consider two 30 fs, circularly polarized laser pulses with wavelength $\lambda_0 = 800$ nm. The pump pulse with energy of 4.2 J is focused to a $18 \mu\text{m}$ full width at half maximum (FWHM) focal spot. The peak normalized vector potential for this pulse is $a_0 = 4$. A 2 mJ injection pulse, propagating along the same axis but in the opposite direction, is focused to a $15 \mu\text{m}$ focal spot (FWHM) with a peak normalized vector potential $a_1 = 0.1$. The value of the plasma density is $n_e = 4.4 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3} = 2.5 \times 10^{-4} n_c$, $n_c = m_e \epsilon_0 \omega_0^2 / e^2$ being the critical density and ϵ_0 the permittivity of free space. To model this setup, simulations have been run with the particle-in-cell code CALDER [15], in 2D geometry. The simulated on-axis wakefield has been used to plot Fig. 1.

Beat wave influence can be seen in Fig. 2(a) where the trajectory in the laboratory frame of an electron undergoing the collision and being injected (two pulse case) is compared to the trajectory of the same electron obtained in a simulation where the injection pulse is turned off (reference case). In this last case no electron is injected. The trajectory of the injected electron is representative of the other injected electrons. In the reference case, the electron is first pushed forward and sideways by the laser pondero-

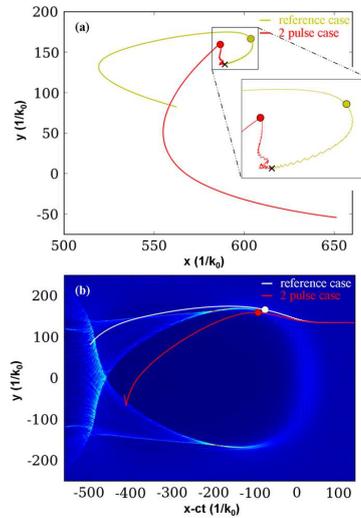


FIG. 2 (color online). Trajectories in laboratory frame (a) and wake frame (b) of an electron in simulations with injection pulse (two pulse case) or without (reference case). Both trajectories originate from the same point represented by a cross in (a). Dark gray (red) points and light gray (yellow) or white points represent electron position at $t = 820\omega_0^{-1}$, i.e., at the end of the collision in the two pulse case. The slow-evolving electron density map is plotted as background in (b).

motive force, and then its motion is determined by the wakefield. This electron is untrapped and slips backward in the wake frame. In comparison, the electron in the two pulse case is first trapped in a beat wave bucket. It is pushed sideways by the transverse ponderomotive force, but cannot move in the longitudinal direction on a distance greater than $\lambda_0/2$. As a consequence, just after the collision this electron is at a more backward position than in the reference case. Both electron trajectories are plotted in the wake frame in Fig. 2(b), together with the electron density computed in the reference simulation. Because of the collision, the wake generation is disturbed and inhibited [16]. However, as the pulse lengths are much shorter than the wake wavelength (approximately $10 \mu\text{m}$ compared to $60 \mu\text{m}$), the wakefield is not dramatically changed by the collision in our case. Using the reference electron density to analyze the trajectories in both cases is thus correct as a first approximation. Figure 2(b) indicates that after the collision, as the electron in the two pulse case is at a more backward position, it enters the blowout region. In this region, the wake transverse electric field is large and the electron is pulled towards the axis. Figure 3 represents the longitudinal momentum evolution with time for both electrons. For the two pulse case, in a first phase, the electron momentum oscillates slowly as it is trapped in the beat wave bucket. Then, the overlap of both laser pulses decreases and the beat wave force becomes weaker. Because of the fields of the back of the pump pulse, which still influences the electron, the electron momentum oscillates with a smaller period, as shown in Fig. 3. At the end of this collision phase, at time $t = 820\omega_0^{-1}$, the electron has gained a negligible longitudinal momentum. At this time, it is located inside the blowout region, as can be seen in Fig. 2(b) where its position is represented by a gray (red) point. Electron motion in the longitudinal direction is no longer restricted to the $\lambda_0/2$ beat wave bucket and the electron can move on a larger distance, as shown in

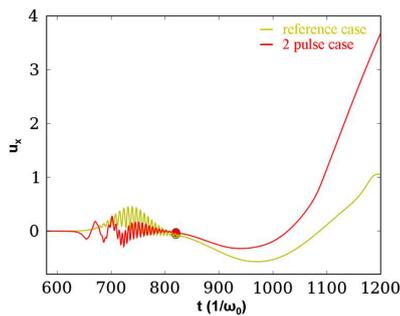


FIG. 3 (color online). Momentum evolution with time of an electron in simulations with injection pulse (two pulse case) or without (reference case). Dark gray (red) point and light gray (yellow) point represent electron momentum at time $t = 820\omega_0^{-1}$.

Fig. 2(a). Its position at this time is also represented by a dark gray (red) point in this figure. The electron can now be considered as injected, as it has been shifted backward in the wake by the collision, leading to its entry with negligible longitudinal momentum inside the region where $u_{xc}^- < 0$. It can then be accelerated to high energy.

Because of the laser and plasma parameters used in our simulation, the wake generation conditions are not far from the blowout regime [17] so multidimensional effects are important. Moreover, the electron is off axis when it enters the wake. However, as the longitudinal electric field in the blowout region is nearly constant in the transverse direction, the longitudinal momentum evolution of an on-axis or off-axis electron is not dramatically changed. 1D, on-axis analysis as it has been done then remains consistent, and can give the basic physical understanding of the process. This behavior is representative of the large majority of injected electrons, proving that injection relying on momentum gain due to the collision, as proposed in Refs. [11–13], is a different concept from the one discussed here.

This new injection mechanism can exist in our case because a higher pump pulse intensity than in Refs. [12,13] is used, leading to the generation of a large wake with a separatrix crossing the momentum axis $u_x = 0$ on a large region. Moreover, as previously described, operating at low plasma density allows us to use a wake wavelength much longer than pulse length, reducing wake inhibition during the collision. This is paramount for the injection of electrons, as they can therefore be accelerated by the regular wakefield just after the collision.

To underline the importance of this trajectory modification due to beat wave for injection, we have run an additional simulation where only the injection pulse polarization is changed. Circular polarization is still used but now rotates in the opposite direction. The normalized vector potential is then $\mathbf{A}_1 = (a_1/\sqrt{2})[-\cos(\omega_0 t + k_0 x)\mathbf{e}_y + \sin(\omega_0 t + k_0 x)\mathbf{e}_z]$. For infinite pulse, Eq. (3) becomes $d_t u_x = 0$, so no beat wave occurs for this polarization case. For real, finite duration pulses, the ponderomotive force of the injection pulse and its wake could disturb the main wake evolution, and can cause energy gain as in Refs. [9,10]. However, no injection is observed

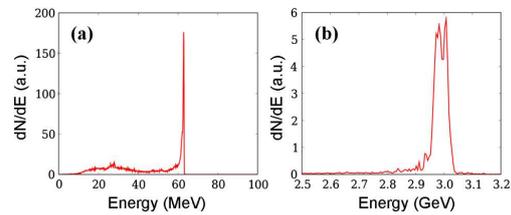


FIG. 4 (color online). Electron distributions obtained after acceleration over 0.6 mm (a) and over 3.8 cm in a plasma channel (b).

in our simulation with these polarizations. This result emphasizes the particular role of beat wave. With injection pulse energy kept constant, only the presence of the beat wave can lead to injection.

The electron beam injected by this cold injection method has a very good quality as can be seen in Fig. 4(a), which represents the electron distribution calculated after acceleration over 0.6 mm. A 62 MeV and 50 pC monoenergetic bunch is being accelerated by the wake. The rms energy spread of electrons with energy over 60 MeV is 0.7 MeV. Because of the absence of heating during injection, electrons are injected in a small volume of the phase space, allowing this low value of energy spread. This proves the interest of this method to inject electron bunches with narrow absolute energy spread. The bunch is still at the back of the wake bucket, indicating that its acceleration is just beginning and much higher energy can be reached.

One of the interests of this injection scheme is to offer a method to inject electrons in a wake created in a low density plasma, well under the self-injection threshold. Higher electron energies are then potentially reachable, but longer acceleration distances are needed. As we operate in low density plasmas, self-focusing is not large enough to guide the main pulse over long distances. We have then run a different simulation using a plasma channel profile. Plasma density n_e is now parabolic in the transverse direction: $n_e(r) = (1 + r^2/R^2)n_{e0}$, where r is the radial position, $n_{e0} = 2.5 \times 10^{-4}n_c$ is the unchanged plasma density on axis, and $R = 27 \mu\text{m}$ is a value chosen to provide good guiding of the pump pulse. In such a plasma channel, 2D simulation shows that the pump pulse can propagate over a few cm and keep a relatively stable spot size and intensity, pump depletion being the main limiting mechanism. The use of a plasma channel does not change the injection mechanisms described above, and a very similar distribution to the one plotted in Fig. 4(a) is obtained after 0.6 mm of propagation after collision. The simulation has been continued, and the dephasing length is nearly reached after 3.8 cm of propagation. Figure 4(b) shows the electron distribution found after this acceleration. The 50 pC electron bunch has now reached an energy of 3 GeV. The rms energy spread of electrons above 2.9 GeV is 0.9%. Because of the difference between 2D and 3D geometry, higher energy is expected in the 3D case. Beam loading is found to be the main cause for the absolute energy spread increase. We have run a second simulation with $a_1 = 0.07$ instead of $a_1 = 0.1$ used previously. In this case, the beam charge is 28 pC, showing the interesting possibility of tuning the beam charge by changing the injection pulse energy, and energy spread is reduced to 0.45%. We have checked that apart from the charge injected, injection is very similar in both cases. However, as the charges are different, the wakefield modification due to beam loading is also different and explains the variation of

the energy spread values. As a result, if beam loading is optimized (which is beyond the scope of this Letter), very narrow energy spreads are potentially reachable. For $a_1 = 0.07$, the normalized rms emittance is 2.6π mm mrad and the rms bunch duration is 4.8 fs.

To conclude, we have presented an optical injection mechanism based on electron spatial trajectory modification. Only mJ energy is needed for the injection pulse. The beat wave created during the laser pulse collision is responsible for the trajectory modification. This scheme is able to inject electron bunches with narrow absolute energy spreads in the wake. As this injection can be achieved in low density plasmas, multi-GeV energy gain can be obtained, with an energy spread ultimately limited by beam loading.

This work was carried out in the framework of the ANR project ANR-05-NT05-2-41699.

*xavier.davoine@cea.fr

- [1] T. Tajima and J.M. Dawson, *Phys. Rev. Lett.* **43**, 267 (1979).
- [2] S. Mangles *et al.*, *Nature (London)* **431**, 535 (2004).
- [3] C. G. R. Geddes, Cs. Toth, J. van Tilborg, E. Esarey, C. B. Schroeder, D. Bruhwiler, C. Nieter, J. Cary, and W.P. Leemans, *Nature (London)* **431**, 538 (2004).
- [4] J. Faure, Y. Glinec, A. Pukhov, S. Kiselev, S. Gordienko, E. Lefebvre, J.-P. Rousseau, F. Burgy, and V. Malka, *Nature (London)* **431**, 541 (2004).
- [5] W.P. Leemans, B. Nagler, A.J. Gonsalves, Cs. Toth, K. Nakamura, C.G.R. Geddes, E. Esarey, C.B. Schroeder, and S.M. Hooker, *Nature Phys.* **2**, 696 (2006).
- [6] Nasr A.M. Hafz *et al.*, *Nat. Photon.* **2**, 571 (2008).
- [7] A. Butler, D.J. Spence, and S.M. Hooker, *Phys. Rev. Lett.* **89**, 185003 (2002).
- [8] J. Faure, C. Rechatin, A. Norlin, A. Lifschitz, Y. Glinec, and V. Malka, *Nature (London)* **444**, 737 (2006).
- [9] D. Umstadter, J. K. Kim, and E. Dodd, *Phys. Rev. Lett.* **76**, 2073 (1996).
- [10] R. G. Hemker, K.-C. Tzeng, W.B. Mori, C.E. Clayton, and T. Katsouleas, *Phys. Rev. E* **57**, 5920 (1998).
- [11] E. Esarey, R.F. Hubbard, W.P. Leemans, A. Ting, and P. Sprangle, *Phys. Rev. Lett.* **79**, 2682 (1997).
- [12] G. Fubiani, E. Esarey, C. B. Schroeder, and W.P. Leemans, *Phys. Rev. E* **70**, 016402 (2004).
- [13] H. Kotaki, S. Masuda, M. Kando, J.K. Koga, and K. Nakajima, *Phys. Plasmas* **11**, 3296 (2004).
- [14] X. Davoine, E. Lefebvre, J. Faure, C. Rechatin, A. Lifschitz, and V. Malka, *Phys. Plasmas* **15**, 113102 (2008).
- [15] E. Lefebvre *et al.*, *Nucl. Fusion* **43**, 629 (2003).
- [16] C. Rechatin, J. Faure, A. Lifschitz, V. Malka, and E. Lefebvre, *Phys. Plasmas* **14**, 060702 (2007).
- [17] W. Lu, C. Huang, M. Zhou, M. Tzoufras, F.S. Tsung, W.B. Mori, and T. Katsouleas, *J. Comput. Phys.* **63**, 247 (1986).

Controlling the Phase-Space Volume of Injected Electrons in a Laser-Plasma Accelerator

C. Rechatin,¹ J. Faure,¹ A. Ben-Ismaïl,^{1,2} J. Lim,¹ R. Fitour,¹ A. Specka,² H. Videau,² A. Tafzi,¹ F. Burgy,¹ and V. Malka¹

¹Laboratoire d'Optique Appliquée, ENSTA, CNRS, École Polytechnique, UMR 7639, 91761 Palaiseau, France

²Laboratoire Leprince Ringuet, École Polytechnique, CNRS-IN2P3, UMR 7638, 91128 Palaiseau, France

(Received 3 December 2008; published 24 April 2009)

To take full advantage of a laser-plasma accelerator, stability and control of the electron beam parameters have to be achieved. The external injection scheme with two colliding laser pulses is a way to stabilize the injection of electrons into the plasma wave, and to easily tune the energy of the output beam by changing the longitudinal position of the injection. In this Letter, it is shown that by tuning the optical injection parameters, one is able to control the phase-space volume of the injected particles, and thus the charge and the energy spread of the beam. With this method, the production of a laser accelerated electron beam of 10 pC at the 200 MeV level with a 1% relative energy spread at full width half maximum (3.1% rms) is demonstrated. This unique tunability extends the capability of laser-plasma accelerators and their applications.

DOI: 10.1103/PhysRevLett.102.164801

PACS numbers: 41.75.Jv, 29.27.Ac, 52.38.Kd

Laser wakefield accelerators hold the promise of compact electron beam sources [1]. In such an accelerator, electrons are trapped and accelerated in a longitudinal plasma wave whose velocity v_p is close to the speed of light c . In electric fields of several hundreds of GV/m, electrons can reach ultrarelativistic energies on a millimeter scale. This alternative acceleration technique has made remarkable progress over the last few years. In 2004, it was first proven that under certain laser and plasma conditions the “bubble regime” could lead to the production of quasimonoenergetic electron beams [2–4]. In this regime, an almost spherical ionic cavity of size corresponding to the plasma wavelength λ_p is formed behind the laser pulse [5,6]. A spike in the electron density builds up at the back of the cavity and eventually breaks, causing electron injection. Because they are localized in space and time, those electrons witness the same accelerating field and are accelerated with small energy spread. At the time of those first experiments, stability and control of the beam parameters were not addressed, the whole process being highly nonlinear. Recent improvements of this scheme have led to a more stable beam, either using capillaries [7,8] or gas jets [9,10]. An alternative approach using two colliding laser pulses marked a significant improvement in the electron beam stability and control of energy. It relies on an optical injection scheme in which a second laser pulse (injection pulse) imparts a momentum kick to electrons so that they can remain in the accelerating phase of the plasma wave. This basic idea, first developed in [11], was refined to a scheme in which the initial momentum is given by the ponderomotive beat wave of the two lasers when they collide [12,13]. This injection mechanism does not rely on nonlinear effects and therefore allows for the injection of electrons in a stable manner [14,15]. Moreover, by decoupling the injection and acceleration processes, it is possible to gain control over electron beam parameters

without changing the laser driving the plasma wave (pump pulse) or the plasma parameters. By changing the collision position and therefore the acceleration length, it has been already proven in [14] that the energy of the beam can be controlled. In this Letter, we show that we can also use the injection pulse amplitude and polarization to control the phase-space volume of the injected electrons, and hence the charge and energy spread of the accelerated electron beam. This demonstrates control over the relevant parameters of the laser-plasma accelerator.

We report here the results of an experiment conducted with the Laboratoire d'Optique Appliquée “Salle Jaune” Ti:Sa laser system, which delivers two ultrashort 30 fs linearly polarized pulses. The pump pulse is focused to intensities up to $I_0 = 4.6 \times 10^{18} \text{ W} \cdot \text{cm}^{-2}$, which corresponds to a normalized amplitude of $a_0 = 1.5$. The injection pulse is focused with intensities up to $I_1 = 4 \times 10^{17} \text{ W} \cdot \text{cm}^{-2}$, for which $a_1 = 0.4$. A supersonic helium gas jet, after ionization by the front of the laser pulses, provides the plasma medium. In this experiment two different gas jets have been used and characterized independently by interferometry. A 2 mm nozzle, which has a slightly parabolic density profile, with a plateau over only 0.8 mm and a 3 mm nozzle with a well defined density plateau over 2.1 mm. The differences in length and profile of the two gas jets lead to two different electron densities of operation: typically $1.2 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ for the 2 mm nozzle and $5.7 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ for the 3 mm nozzle. The two laser beams propagated with a 176° angle, instead of 180° as in previous colliding pulse experiments [14,15]. This non-collinear geometry offers several advantages: (i) it minimizes the risk of damaging the laser system by reducing the laser feedback to less than 1 mJ; (ii) the electron beam can be extracted and diagnosed more easily because there are no optics in its path. The electron beam is measured with a spectrometer consisting of a dipole mag-

net (1.1 T over 10 cm) and a LANEX phosphor screen. It gives access to energy distribution, charge, and angular distribution of the electron beam [16]. A half-wave plate followed by a polarizer enables us to reduce the injection pulse energy before compression. A second half-wave plate enables us to rotate the polarization of the injection pulse.

External injection provides a way to dramatically stabilize the injection process and the production of a quasimonoenergetic beam. A data set of 30 consecutive shots taken with the 3 mm nozzle, density $n_e = 5.7 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ and collision position $z_{\text{coll}} = -400 \text{ }\mu\text{m}$ (the z axis is oriented in the direction of the pump pulse with origin in the center of the gas jet), yields a very stable beam in energy $E = 206 \pm 10 \text{ MeV}$ (5% rms fluctuation) with measured full width at half maximum (FWHM) energy spread $\Delta E = 14 \pm 3 \text{ MeV}$ (20% rms fluctuation) (limited by the resolution of the spectrometer), FWHM divergence $\theta = 4.5 \pm 1.6 \text{ mrad}$ (36% rms fluctuation), and peak charge $Q_{\text{pk}} = 13 \pm 4 \text{ pC}$ (30% rms fluctuation). For this data set the laser energy fluctuation is 17% rms and 60% peak to peak. We have also witnessed that fluctuations of the electron beam parameters depend on laser stability. The reproducibility of a high quality beam is the first feature required by numerous applications of an electron source. This is also crucial for accurate measurements of beam parameters such as bunch duration or emittance measurements which often require a complete set of reproducible data.

Finally, it also enables us to see statistically clear variations of the beam parameters over a low number of shots (typically 3–5), thus justifying the following parametric study.

By changing the delay between the pump and injection pulses, one is able to change the longitudinal position of injection. Therefore, it is possible to control the acceleration length and, consequently, the energy of the output electron beam. It was already proven in a collinear geometry and still holds with a large colliding angle $\alpha = 176^\circ$ since the pulses collide over a spatial region longer than 1 mm. Using the 3 mm gas jet with $n_e = 5.7 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$, we were able to tune the final energy continuously from 60 to 230 MeV.

In addition to the collision position, the use of an external injection scheme makes it possible to change the parameters of the injected electron beam without modifying the accelerating structure induced by the pump pulse and its coupling to the plasma. Control over the injection pulse parameters, namely, intensity and polarization, translates into control over the injection process and enables us to modify the phase-space volume of the injected particles. A simplistic physical picture for a one-dimensional (1D) case with circularly polarized laser pulses is represented in Fig. 1. Assuming $a_0 = 2$, $n_e = 7 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$, and a Gaussian pulse of 30 fs duration, one can compute the 1D separatrix for the wakefield, which is

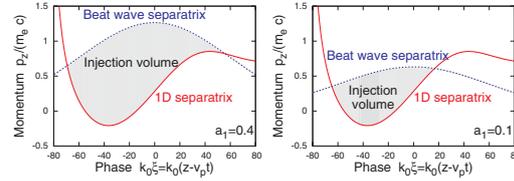


FIG. 1 (color online). Evolution of injection volume with a_1 for $a_0 = 2$, $n_e = 7 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$. Left: $a_1 = 0.4$. Right: $a_1 = 0.1$. Fields are computed for the 1D case, and the beat wave separatrix corresponds to the circular polarization case.

the boundary, in longitudinal phase space, between trapped particles and untrapped particles (red solid curve). For circularly polarized lasers, since the motion is deterministic, one can also compute the beat wave separatrix which gives the maximum momentum gain that can be achieved in the beat wave (blue dotted curve). Following the approach of [13], i.e., using a Chirikov criterion, injection will occur when the two separatrices overlap, thus defining an injection volume in phase space. Here, a decrease of a_1 lowers the beat wave separatrix and reduces directly the injection volume. The reality is more complex since heating with linearly polarized lasers is stochastic [17,18] and we also know that the underlying fluid approximation used for describing the wake potential does not hold at the collision position. The electrons are indeed trapped in the beat wave and cannot take part in the large scale oscillations driving the plasma wave. As a consequence, the wakefield is less suitable for trapping and the injection phase-space volume is reduced compared to the above idealized case [19]. However, stochastic heating with linearly polarized lasers is a growing function of a_1 , and the injection is still a threshold process. Therefore, the simplistic picture still holds, and the injection volume can be made arbitrarily small by changing the injection parameters.

Experimentally, changing the energy gain of electrons during the collision can be performed in two different ways: (i) by changing the injection pulse energy (with a half-wave plate and polarizer placed before the grating compressor) since the longitudinal momentum gain of electrons in the beat wave scales as $\sqrt{a_0 a_1}$ and (ii) by using the polarization dependence of the beat wave mechanism. The heating of the electrons is indeed more effective when the polarizations of the pulses are parallel. When the polarizations are crossed, heating is less efficient but injection can still occur [20].

Evidently, tuning the injection volume results in the control of the charge injected in the main accelerating structure. Figure 2 (top) shows raw electron spectra obtained with the 2 mm gas nozzle and an electron density of $n_e = 1.2 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ for different injection laser amplitudes. It confirms that the charge, corresponding to the

PRL 102, 164801 (2009)

PHYSICAL REVIEW LETTERS

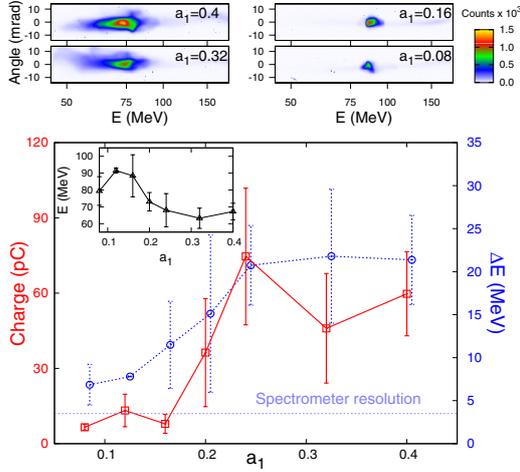
week ending
24 APRIL 2009

FIG. 2 (color online). Top: Raw electron spectra for different a_1 . The horizontal axis is the dispersive direction so that the abscissa represents the energy of the beam (nonlinear scale). The nondispersive direction gives information on the divergence of the beam. Bottom: Evolution of charge (red solid line with squares), ΔE at FWHM (blue dotted line with circles) with a_1 . The error bars represent the rms fluctuation. Inset : variation of peak energy. Physical parameters: $a_0 = 1.4$, 2 mm gas jet, $n_e = 1.2 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$, $z_{\text{coll}} = -100 \text{ }\mu\text{m}$.

integral of the number of counts, can be tuned for beam energies in the 70–80 MeV range.

The parameters of the electron beams for the data set are summarized in Fig. 2 (bottom). The solid (red) line represents the evolution of the charge in the monoenergetic component with the injection pulse amplitude. It shows that injection of electrons was obtained for normalized injection pulse amplitudes as low as $a_1 = 0.1$, giving a 6 pC electron beam. The charge then rapidly increases for low injection amplitudes and then saturates at 60 pC for normalized injection amplitudes ranging from 0.25 to 0.4. This behavior is consistent with 1D PIC simulations [20] and can be explained as follows: on one hand the momentum gain increases with the injection pulse intensity, but on the other hand the wakefield inhibition [19] also becomes stronger with the injection pulse intensity. This process makes trapping harder and eventually balances the injected charge. Simulations also show that for higher values of injection laser amplitude $a_1 > 1$, the charge becomes again a growing function of a_1 , when the wake is completely inhibited.

The control of the charge can also be achieved by rotating the injection pulse polarization. Figure 3 shows a data set taken with the 3 mm gas nozzle and an electron density of $n_e = 5.7 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$. The red curve represents the injected charge evolution with the angle between the polarizations of the two pulses. As expected, the charge is

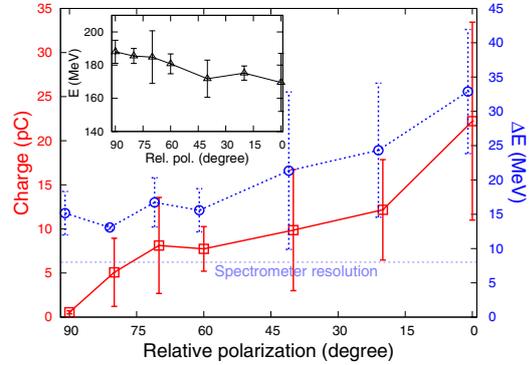


FIG. 3 (color online). Evolution of charge (red solid line with squares), ΔE at FWHM (blue dotted line with circles) with the angle between the polarizations of injection and pump lasers (0° , parallel polarizations; 90° , crossed polarizations). Inset : variation of peak energy. Physical parameters: $a_0 = 1.5$, $a_1 = 0.4$, 3 mm gas jet, $n_e = 5.7 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$, $z_{\text{coll}} = -450 \text{ }\mu\text{m}$.

maximal (22 pC) when the injection pulse has the same polarization as the pump pulse (0° angle) and decreases to its minimal value (1 pC) when the polarizations are crossed (90° angle). Here, the beam peak energy is about 180 MeV, showing that tuning the charge can be performed at various energy levels.

The insets in Figs. 2 and 3 show that the peak energy slightly drops as the injected charge increases : from 90 to 70 MeV for Fig. 2 and from 190 to 170 MeV for Fig. 3. This decrease can be explained by the combination of two effects: (i) injection in lower energy gain orbits, further from the separatrix; (ii) beam loading effects [21]. The full explanation of this interplay is beyond the scope of this Letter and is the topic of another paper [22]. Nevertheless, this small variation can be easily compensated by adjusting the collision position and by adding about 100 μm to the acceleration length.

Furthermore, the change of injection volume also impacts the energy spread of the beam. Indeed, in the small charge limit, when beam loading effects are negligible, the acceleration process can be described by Hamiltonian theory in which the quantity $\Delta p \Delta x$ is conserved during the acceleration: a small injection volume will result in small energy spread after acceleration. On the contrary, larger injection volumes will result in larger energy spreads. In addition, when the injection volume (and hence the charge) grows, beam loading effects become more important and will also tend, if uncontrolled, to produce greater energy spread after acceleration [21]. When a high charge is accelerated, it indeed distorts the wakefield and can broaden the energy spectrum of the beam. Beam loading effects in this experiment are specifically addressed in another paper [22].

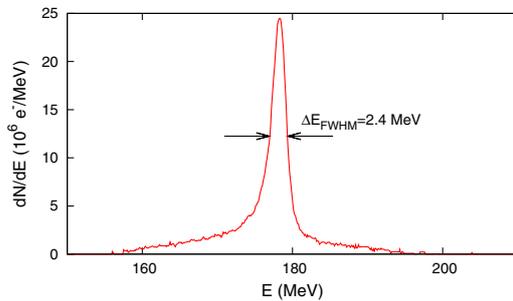


FIG. 4 (color online). Deconvoluted spectrum from high resolution spectrometer measurement. Physical parameters: $a_0 = 1.2$, $a_1 = 0.35$, 3 mm gas jet, $n_e = 7.1 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$, $z_{\text{coll}} = -300 \text{ } \mu\text{m}$.

In all cases, increasing the injection volume will increase the energy spread, either directly or indirectly through beam loading effects. That is why charge and energy spread are strongly correlated, as can be seen in Figs. 2 and 3, also representing the FWHM width of the quasi-monoenergetic peak ΔE (blue circles). In Fig. 2, the energy spread can be tuned from 22 to 7 MeV, and in Fig. 3, the energy spread is reduced from 33 to 13 MeV. For both data sets, the linear correlation factor between charge and spectral width ΔE is 0.8.

This evolution of the energy spread has important implications since the narrower energy distribution almost compensates the charge decrease, so that the spectral intensity and brilliance of the electron beam stays nearly the same (within a factor of 2). If extrapolated, this technique can lead to even narrower energy distributions, as heating can be tuned as close to the injection threshold as necessary. Both Figs. 2 and 3 show that the measurement of the energy spread is limited by the spectrometer resolution. Thus, in order to resolve the electron spectrum, we used a focusing-imaging spectrometer whose resolution is better than 1%.

Figure 4 shows a measurement performed using this spectrometer. The parameters were 3 mm gas nozzle, $n_e = 7.2 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$, and the laser intensities were slightly lower, $a_0 = 1.2$ and $a_1 = 0.35$. The electron spectrum exhibits a very narrow energy distribution with a monoenergetic peak at 178 MeV of width 2.4 MeV FWHM, giving a relative energy spread (FWHM) of 1.3%. Note that the whole charge of the beam (11 pC) is contained in this narrow peak, yielding a total rms energy spread of only 3.1%. The divergence of this beam is $3 \pm 1 \text{ mrad}$, which leads to an estimated resolution for this shot of %.

This scheme therefore holds the promise of producing very narrow energy distributions not only suitable for all applications demanding high temporal resolution but also for free electron laser experiments that are strongly dependent on beam quality, and, in particular, energy spread.

In this Letter, we have demonstrated that the use of optical external injection not only enables us to stabilize and control the energy of the electron beam but also provides “knobs” to easily change the injection volume, thus allowing the modification of the charge along with the energy spread. This method provides a way to improve beam quality, and energy spreads of 1.3% FWHM have been measured. This high quality, stable, and fully tunable beam produced by a laser-plasma accelerator paves the way for numerous applications.

This work has been partially supported by ANR-05-NT05-2-41699, by the European Community Research Infrastructure Activity under the FP6 Structuring the European Research Area program (CARE, Contract No. RII3-CT-2003-506395, and EU-ROLEAP, Contract No. 028514), and by Triangle de la Physique.

- [1] T. Tajima and J.M. Dawson, *Phys. Rev. Lett.* **43**, 267 (1979).
- [2] S. P. D. Mangles *et al.*, *Nature (London)* **431**, 535 (2004).
- [3] C. G. R. Geddes *et al.*, *Nature (London)* **431**, 538 (2004).
- [4] J. Faure *et al.*, *Nature (London)* **431**, 541 (2004).
- [5] A. Pukhov and J. Meyer-ter-Vehn, *Appl. Phys. B* **74**, 355 (2002).
- [6] W. Lu *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **96**, 165002 (2006).
- [7] W. P. Leemans *et al.*, *Nature Phys.* **2**, 696 (2006).
- [8] J. Osterhoff *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **101**, 085002 (2008).
- [9] S. P. D. Mangles *et al.*, *Phys. Plasmas* **14**, 056702 (2007).
- [10] N. A. M. Hafz *et al.*, *Nat. Photon.* **2**, 571 (2008).
- [11] D. Umstadter, J. K. Kim, and E. Dodd, *Phys. Rev. Lett.* **76**, 2073 (1996).
- [12] E. Esarey *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **79**, 2682 (1997).
- [13] G. Fubiani, E. Esarey, C. B. Schroeder, and W. P. Leemans, *Phys. Rev. E* **70**, 016402 (2004).
- [14] J. Faure *et al.*, *Nature (London)* **444**, 737 (2006).
- [15] J. Faure *et al.*, *Plasma Phys. Controlled Fusion* **49**, B395 (2007).
- [16] Y. Glinec *et al.*, *Rev. Sci. Instrum.* **77**, 103301 (2006).
- [17] Z.-M. Sheng *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **88**, 055004 (2002).
- [18] J. T. Mendonça, *Phys. Rev. A* **28**, 3592 (1983).
- [19] C. Rechatin *et al.*, *Phys. Plasmas* **14**, 060702 (2007).
- [20] C. Rechatin *et al.*, *New J. Phys.* **11**, 013011 (2009).
- [21] T. Katsouleas *et al.*, *Part. Accel.* **22**, 81 (1987).
- [22] C. Rechatin *et al.* (unpublished).

Observation of beam loading in a laser-plasma accelerator

C. Rechatin,¹ X. Davoine,² A. Lifschitz,^{1,3} A. Ben Ismail,¹ J. Lim,¹ E. Lefebvre,² J. Faure,¹ and V. Malka¹

¹*Laboratoire d'Optique Appliquée, ENSTA, CNRS,*

Ecole Polytechnique, UMR 7639, 91761 Palaiseau, France

²*CEA, DAM, DIF, Bruyères-le-Châtel, 91297 Arpaçon, France*

³*Laboratoire de Physique des Gaz et des Plasmas, CNRS, UMR 8578,*

Université Paris XI, Bâtiment 210, 91405 Orsay cedex, France

(Dated: September 21, 2009)

Beam loading is the phenomenon which limits the charge and the beam quality in plasma based accelerators. An experimental study conducted with a laser-plasma accelerator is presented. Beam loading manifests itself through the decrease of the beam energy, the reduction of dark current and the increase of the energy spread for large beam charge. 3D PIC simulations are compared to the experimental results and confirm the effects of beam loading. It is found that, in our experimental conditions, the trapped electron beams generate decelerating fields on the order of 1 GV/m/pC and that beam loading effects are optimized for trapped charges of about 20 pC.

The concept of laser wakefield accelerator, as first developed by Tajima and Dawson [1] relies on the excitation of a longitudinal plasma wave by the ponderomotive force of a laser pulse. The driven electric field, exceeding hundreds of GV/m, can be used to accelerate electrons to relativistic energies in a millimeter scale. Over the past few years, this compact acceleration technique has made remarkable progress, producing quasi mono-energetic electron bunches at the 100 MeV level [2–4] and then up to the GeV [5], as well as increasing stability and tunability [6].

A fundamental limit of these accelerators is due to the field perturbation driven by the accelerated electron bunch itself. Indeed, when a bunch of electrons is accelerated, it drives a plasma oscillation which can cancel out the laser wakefield. This phenomenon, known as “beam loading”, ultimately limits the charge that can be accelerated since for a given charge, the longitudinal field will no longer be accelerating over the whole bunch length. Before reaching this limit, beam loading also impacts the beam quality since the trailing electrons of the bunch witness the superposition of the laser wakefield and the plasma wave driven by the leading electrons of the bunch. Therefore, when the bunch is carefully shaped, the total electric field can be made constant over the bunch length, which minimizes the energy spread [7–9]. However, when uncontrolled, this fast varying beam loading field might lead to an undesirable growth of the energy spread. This effect is therefore of major importance for designing the next generation of laser plasma accelerators delivering a high quality electron source.

In this letter we give, to our knowledge, the first experimental observation of beam loading in a laser-plasma accelerator. To obtain those conclusive evidences, we have used an optical scheme to control the injection of electrons [10]. In this scheme, electrons gain momentum in the ponderomotive beatwave created by the collision of the main laser pulse (pump pulse) with a second laser pulse (injection pulse) [11, 12], and therefore have

enough energy to be trapped in the wakefield. This injection mechanism has proven to inject electrons in a stable and reproducible manner [6, 13, 14]. Moreover, by decoupling the injection and acceleration processes, it is possible to gain control over electron beam parameters by only changing the injection pulse parameters [15]. It therefore enables us to load various charges in the plasma wakefield without changing the laser driving the plasma wave, nor the plasma parameters.

The experiment was conducted with the LOA “Salle jaune” Ti:Sa laser system, that delivers two linearly polarized pulses of 30 fs. The pump pulse is focused to intensities up to $I_0 = 4.6 \times 10^{18} \text{W.cm}^{-2}$, giving a normalized amplitude of $a_0 = eA_0/m_e c = 1.5$. The injection pulse is focused to a maximal intensity of $I_1 = 4 \times 10^{17} \text{W.cm}^{-2}$, giving a normalized amplitude of $a_1 = 0.4$. A half-wave plate followed by a polarizer enables us to continuously reduce the injection pulse intensity. We injected helium with a 3-mm supersonic gas nozzle that rapidly produces a fully ionized plasma having a well defined, 2.1-mm-long, electron-density plateau of $n_e = 5.7 \times 10^{18} \text{cm}^{-3}$. Electrons are injected at the collision of the two laser pulses colliding at an angle of 176° . The collision position, hence the acceleration distance and the final energy, can be tuned by changing the synchronization of the two pulses [6]. After acceleration, electrons are deflected by a dipole magnet of 1.1 T over 10 cm before hitting a LANEX screen, which gives access to the spectral information of the electron bunch above 45 MeV [16].

As stated before, beam loading can manifest itself through a correlation between the bunch energy spread and charge. In our experiments, the loaded charge is controlled by a_1 , which also affects the initial volume of electrons in phase space (injection volume) and thus directly leads to a change of energy spread [15]. Disentanglement of the two processes would require extensive use of simulations for which the energy spread is unfortunately the observable less robust to initial parameters

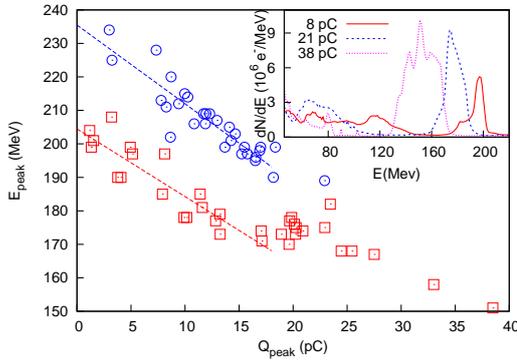


FIG. 1: Experimental results: Bunch peak energy versus charge trapped in the peak. Red squares correspond to the varying a_1 data set, blue circles to 30 consecutive shots with laser fluctuations. Inset: electron spectra obtained for three different injection laser amplitude, from left to right $a_1 = 0.4$ (38 pC), 0.24 (21 pC) and 0.1 (8 pC).

fluctuations. Thus, in this paper, we have concentrated on other means to experimentally observe beam loading.

Beam loading reduces the energy of the trailing electrons of the bunch since they experience the field perturbation of the leading electrons. Therefore, through beam loading, the mean energy and peak energy of the electron bunch should be correlated with the load.

The inset of Fig.1 represents the electron spectra obtained with three different injection amplitudes. It clearly shows a decrease of energy with increasing injection amplitude and beam charge. Here, the peak energy of the quasi mono-energetic component goes from 197 MeV, for an injected charge of 8 pC ($a_1 = 0.1$), to 151 MeV, for a charge of 38 pC ($a_1 = 0.4$). To represent more data and give statistically clearer results, we represent in Fig.1 the peak-energy versus the charge of the quasi mono-energetic peak for two complete data sets. One set of data (circles) is obtained by looking at the fluctuations of charge and spectra over 30 shots, for which the only variations are the laser intensity and pointing fluctuations at the collision position of $400 \mu\text{m}$ before the center of the nozzle ($z_{\text{coll}} = -400 \mu\text{m}$). The other set of data (squares) is obtained for injection at $z_{\text{coll}} = -250 \mu\text{m}$ by varying a_1 , and thus forcing a change of trapped charge in the first bucket over a wider range. Those curves clearly confirm the strong correlation between trapped charge and energy. These data points also exhibit, for small charges, a linear slope (dashed lines). When normalized by the acceleration length, those slopes are similar: 1.6 GV/m/pC for injection at $z_{\text{coll}} = -400 \mu\text{m}$ (circles), 1.55 GV/m/pC for injection at $z_{\text{coll}} = -250 \mu\text{m}$ (squares).

The inset of Fig.1 also gives a typical evolution of the energy spread. For small loads, the energy spread stays small and in this case, close to the spectrometer resolution (5%). For higher loads, here above 25 pC, the energy

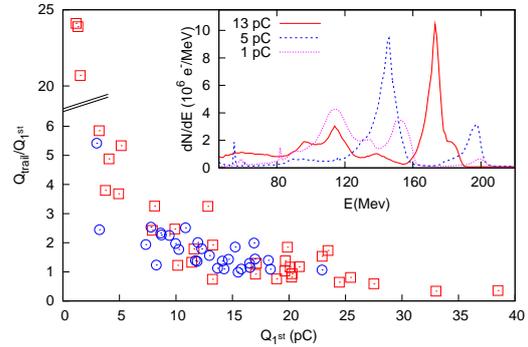


FIG. 2: Experimental results: Evolution of the ratio between the charge trapped in the trailing buckets (above 45 MeV) and in the first peak as a function of charge trapped in the first peak. Red squares correspond to the varying a_1 data set, blue circles to 30 consecutive shots with laser fluctuations. Inset: electron spectra for different charge loads.

spread grows fast and substructures appear in the quasi mono-energetic component of the spectrum.

Another possible way to diagnose beam loading is to monitor the charge trapped in the trailing plasma buckets. As the load of the first bucket also damps the field in the trailing plasma buckets, beam loading should prevent the trapping of large charge after the first bucket and therefore reduce the dark current of the accelerator.

The inset in Fig.2 represents spectra with low injected charges. Whereas for a peak charge of 13 pC most electrons are contained in the high energy peak, the dark current increases when the peak charge is smaller. Fig.2 represents the ratio Q_{trail}/Q_{1st} versus Q_{1st} , where Q_{1st} is the charge in the high energy peak and Q_{trail} is the charge in the rest of the distribution (above 45 MeV). This ratio represents a measurement of relative dark current, and it clearly decreases with the charge trapped in the first peak, as expected from the beam loading effects.

These experimental observations reveal the effects of beam loading but simulations are needed to fully test this interpretation and exactly understand the role of the variation of the injection volume which might also change the energy of the electron bunch. To model the experiment, 3D particle in cell (PIC) simulations have been performed with the code CALDER [17] for similar parameters: a normalized amplitude of $a_0 = 1.3$ and an electron density $n_e = 7.5 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ for a collision position $z_{\text{coll}} = -575 \mu\text{m}$ which gives a trapped charge similar to the experimental results [18]. Simulations are performed for different values of the injection pulse intensity but, to limit the computational time, the simulations are stopped only $300 \mu\text{m}$ after injection, resulting in limited acceleration, typically to 70 MeV.

To first give a global overview of the beam loading

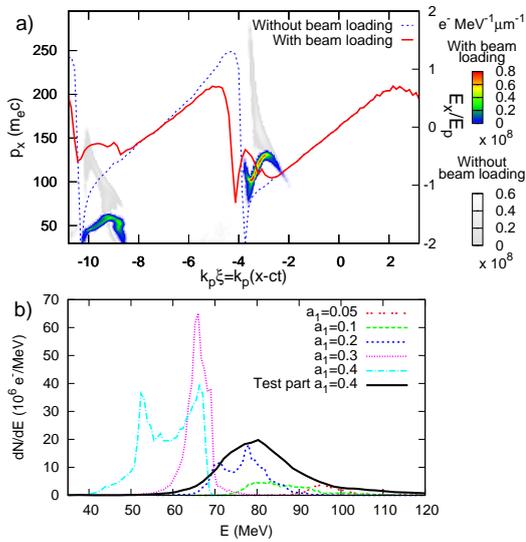


FIG. 3: Simulations results (Color online): a): Phase space of trapped electrons for $a_1 = 0.4$, with (color) and without beam loading (pale gray) and corresponding wakefields (solid and dotted lines respectively). b): Spectra of the electrons trapped in the first bucket for $a_1 = 0.05, 0.1, 0.2, 0.3$, and 0.4 . The thick solid line corresponds to the test particle case (without beam loading) with $a_1 = 0.4$.

effects, we represent in Fig.3.a the phase space of the electrons after a $300 \mu\text{m}$ acceleration for two different simulations: both are performed with $a_1 = 0.4$ but in the second (pale gray), electrons with longitudinal momentum above $12 m_e c$ are treated as test particles, i.e. they do not contribute to the plasma fields, so that the loading of the wake is artificially removed after injection. The longitudinal on-axis electric field is also represented, the solid line corresponding to the loaded case and the dotted line to the test particle case. Whereas in the simulation without beam loading, we have the most energetic electrons at the back of the bunch, beam loading tends to flatten, and in this case even invert the electric field, so that trailing electrons are heavily slowed down. As expected, the second period of the wakefield is also damped by the loading of the first wake.

To have a closer look on the effect of beam loading over the resulting spectra, we represent in Fig.3.b the spectra of the electrons in the first plasma period after $300 \mu\text{m}$ for five different values of a_1 . The figure confirms that increasing a_1 permits to increase the injection volume and therefore the charge. It also shows that the energy of the bunch decreases with the injection pulse amplitude, as in the experiment. We first concentrate on the small loads, with $a_1 = 0.05, 0.1, 0.2$, for which the electric field stays monotonic over the bunch length. Two effects are combined to explain the decrease of the

bunch energy: (i) when a_1 and thus the injection volume is increased, electrons can be trapped closer to the laser pulse, in lower energy gain orbits, (ii) beam loading due to the leading electrons of the bunch can slow down the trailing electrons.

To remove the ambiguity between these two effects, we also represent the spectrum computed in the test particle simulation ($a_1 = 0.4$) in Fig. 3.b. Comparing it to the simulation with $a_1 = 0.05$, for which beam loading is also negligible, allows us to witness the influence of a change of injection volume only. In both cases, the most energetic orbits, that need the lowest initial momentum to be populated, are loaded. The only difference, linked with the electrons gaining the highest momentum in the collision of the lasers, lies in the low energy cut-off. The fact that, in the simulations and in the experiments (see inset of Fig.1), the high energy cut-off of the spectra is shifted to lower energy as the injected charge increases, is therefore a clear signature of beam loading.

From the simulations, one can also deduce that the peak energy decrease with trapped charge can be accounted approximately for one half to the injection volume, and for the other half to beam loading. The decrease of peak energy as a function of charge trapped in the first bucket is represented in Fig.4.a. Considering that only half of it is due to beam loading, it gives a beam loading field per charge of approximately 1 GV/m/pC . Using the same rough estimate, the beam loading field per charge in the experiment is close to 0.8 GV/m/pC , in good agreement with the simulations.

The simulations with $a_1 = 0.3$ and $a_1 = 0.4$ enlighten the physics of beam loading for high loads: the injected charge is indeed so large that it leads to a flattening ($a_1 = 0.3$) and even to an inversion of the electric field ($a_1 = 0.4$) as shown in Fig.3.a. When the electric field is inverted, the trailing electrons are less accelerated than the leading electrons and the spectrum, showing peaks at the electric field extrema, evolves in a different manner. The most energetic electrons are now the leading ones and they are not undergoing beam loading effects. Thus, the high energy cut-off and the peak energy are now mainly determined by the injection volume, whereas the low energy cut-off is now affected by beam loading. This behavior explains the change of slope in Fig. 4.a around 40 pC which is highly reminiscent of the change of slope in the experimental data shown in Fig.1 at approximately 20 pC . This change of slope occurs for the optimal (field flattening) beam loading case, and the simulation case $a_1 = 0.3$ indeed results in the smallest energy spread. This indicates that in our experiment, the optimal load for our accelerator is around 20 pC . This is also consistent with the experimental fact that, for higher injected charges, structures appear in the first peak and energy spread is rapidly increasing, see inset in Fig.1.

The simulations also show electrons trapped in the trailing buckets (up to five buckets are considered due

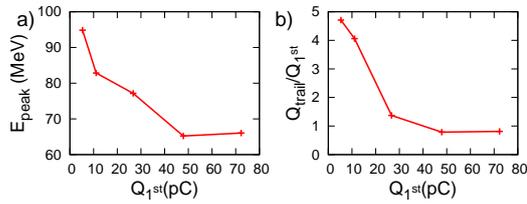


FIG. 4: Simulation results. a): Bunch peak energy versus charge trapped in the first bucket. b): Evolution of the ratio between the charge trapped in the trailing buckets (above 10 MeV) and in the first bucket as a function of charge trapped in the first bucket.

to the finite-size of the simulation window). Figure 4.b represents again the relative dark current of our accelerator versus the charge trapped in the first bucket. The anti-correlation between the charge in the peak and the charge in the following buckets is again a clear manifestation of beam loading in the simulations, in agreement with the experiment.

The experimental measurements presented in Fig.1 and Fig.2 have now been reproduced by simulations and they can be interpreted as solid observations of beam loading.

In this paper, the evolution of the electron bunch energy and dark current of the accelerator with the beam load of a well defined wakefield are used to diagnose beam loading effects. 3D PIC simulations show that the evolution of energy is due for one half to the variation of the injection volume and for the other half to beam loading. This enables us to infer an experimental beam loading field of 0.8 GV/m/pC. The evolution of the bunch energy versus charge also tells us that the optimal load for our accelerator of about 20 pC. If we assume a bunch duration of some fs (the simulations give a typical rms bunch duration of 1.5 fs), this value is in good agreement with the optimal longitudinal density of the bunch derived by Tzoufras *et. al* in [9]. Finally, at this charge level, the dark current linked with the electrons trapped in the following buckets is also reduced.

The implications of these observations of beam loading are crucial for future laser-plasma accelerator designs. The evolution of energy spread can indeed be understood as an interplay between injection volume and beam loading. For charges below the optimal load, increasing the injection volume will result in a larger energy spread after acceleration and rotation in phase space, but it will also increase the charge, resulting in field flattening and improvement of the energy spread. The balance of the

two effects will produce a reasonably good beam quality. On the contrary, for charges above the optimal load, both effects will result in an increase of energy spread, explaining the fast deterioration of beam spectral quality. In our experiment, this limit is reached at 20 pC because the injected electron beam is extremely short. To further increase the charge while maintaining a good beam quality, longer electron beams should be injected (from scaling (10) of [9], 10 times more charge could be accelerated). But it is also mandatory to control the injection volume thoroughly to avoid any irreducible energy spread. Current directions for downsizing the injection volume in optical injection schemes are to use a cold injection scheme [19] to limit the initial energy spread. One can also reduce the plasma density: in a longer plasma period, the injection volume, determined by the sizes of the two colliding laser pulses, would be indeed comparatively smaller.

We acknowledge the support of the European Community-New and Emerging Science and Technology Activity under the FP6 “Structuring the European Research Area” program (project EuroLEAP, contract number 028514), the support of the French National Agency ANR-05-NT05-2-41699 “ACCELI” and the support of RTRA through the project APPEAL.

-
- [1] T. Tajima and J. M. Dawson. *Phys. Rev. Lett.* **43**, 267 (1979).
 - [2] S. P. D. Mangles *et al.* *Nature* **431**, 535 (2004).
 - [3] C. G. R. Geddes *et al.* *Nature* **431**, 538 (2004).
 - [4] J. Faure *et al.* *Nature* **431**, 541 (2004).
 - [5] W. P. Leemans *et al.* *Nature Phys.* **2**, 696 (2006).
 - [6] J. Faure *et al.* *Nature* **444**, 737 (2006).
 - [7] T. Katsouleas *et al.* *Part. Acc.*, **22**, 81 (1987).
 - [8] A. Reitsma, R. Trines and V. Goloviznin. *IEEE Trans. Plasma Sci.* **28**, 1165 (2000).
 - [9] M. Tzoufras *et al.* *Phys. Rev. Lett.* **101**, 145002 (2008).
 - [10] E. Esarey *et al.* *Phys. Rev. Lett.* **79**, 2682 (1997).
 - [11] G. Fubiani, E. Esarey, C. B. Schroeder and W. P. Leemans. *Phys. Rev. E* **70**, 016402 (2004).
 - [12] H. Kotaki *et al.* *Phys. Plasmas* **11**, 3296 (2004).
 - [13] J. Faure *et al.* *Plasma Phys. Control. Fusion* **49**, 395 (2007).
 - [14] H. Kotaki *et al.* *J. Phys. Conf. Ser.* **112**, 042031 (2008).
 - [15] C. Rechatin *et al.* *Phys. Rev. Lett.* **102**, 164801 (2009).
 - [16] Y. Glinec *et al.* *Rev. Sci. Instrum.* **77**, 103301 (2006).
 - [17] E. Lefebvre *et al.* *Nucl. Fusion* **43**, 629 (2003).
 - [18] X. Davoine *et al.* *Phys. Plasmas* **15**, 113102 (2008).
 - [19] X. Davoine *et al.* *Phys. Rev. Lett.* **102**, 065001 (2009).

Bibliographie

- [Agostinelli 03] S. Agostinelli, J. Allison, K. Amako, J. Apostolakis, H. Araujo, P. Arce, M. Asai, D. Axen, S. Banerjee, G. Barrand *et al.* *GEANT4-a simulation toolkit*. Nuclear Inst. and Methods in Physics Research, A, vol. 506, no. 3, pages 250–303, 2003. [139](#)
- [Akhiezer 56] A. I. Akhiezer & R. V. Polovin. *Theory of Wave Motion of an Electron Plasma*. Sov. Phys. JETP, vol. 3, no. 5, pages 696–705, December 1956. [13](#)
- [Alfvén 39] Hannes Alfvén. *On the Motion of Cosmic Rays in Interstellar Space*. Phys. Rev., vol. 55, no. 5, pages 425–429, Mar 1939. [112](#)
- [Amiranoff 98] F. Amiranoff, S. Baton, D. Bernard, B. Cros, D. Descamps, F. Dorchies, F. Jacquet, V. Malka, G. Matthieussent, J. R. Marquès, P. Miné, A. Modena, P. Mora, J. Morillo & Z. Najmudin. *Observation of Laser Wakefield Acceleration of Electrons*. Phys. Rev. Lett., vol. 81, page 995, 1998. [21](#)
- [Andreev 96] N. E. Andreev, L. M. Gorbunov, V. I. Kirsanov, A. A. Pogossova & A. S. Sakharov. *Theory of the resonance modulational instability of short laser pulses in a homogeneous plasma and plasma channels*. Plas. Phys. Rep., vol. 22, pages 379–389, 1996. [11](#)
- [Angelova 08] G. Angelova, V. Ziemann, A. Meseck, B.P. Salen, P. van der Meulen, M. Hamberg, M. Larsson, J. Bodewadt, S. Khan, A. Winteret *et al.* *Results from the optical replica experiment in FLASH*. In Proceedings of the European Particle Accelerator Conference, pages 1332–1334, 2008. [128](#)
- [Antonsen 92] T. M. Antonsen Jr. & P. Mora. *Self-focusing and Raman scattering of laser pulses in tenuous plasmas*. Phys. Rev. Lett., vol. 69, no. 15, pages 2204–2207, 1992. [11](#)
- [Belloni 05] J. Belloni, H. Monard, F. Gobert, J.P. Larbre, A. Demarque, V. De Waele, I. Lampre, J.L. Marignier, M. Mostafavi, J.C. Bourdon, M. Bernard, H. Borie, T. Garvey, B. Jacquemard, B. Leblond, P. Lepercq, M. Omeich, M. Roch, J. Rodier &

- R. Roux. *ELYSE - a picosecond electron accelerator for pulse radiolysis research*. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A, vol. 539, page 527, 2005. [74](#)
- [Ben-Ismail 09] A. Ben-Ismail, J Faure, C Rechatin, J. Lim & V Malka. *Optimized qualities of γ -ray beams produced by a laser-plasma accelerator*. Manuscript en préparation, 2009. [139](#)
- [Berezhiani 90] VI Berezhiani & IG Murusidze. *Relativistic wake-field generation by an intense laser pulse in a plasma*. Phys. Lett. A, vol. 148, pages 338–340, 1990. [13](#)
- [Blue 03] B. E. Blue, C. E. Clayton, C. L. O’Connell, F.-J. Decker, M. J. Hogan, C. Huang, R. Iverson, C. Joshi, T. C. Katsouleas, W. Lu, K. A. Marsh, W. B. Mori, P. Muggli, R. Siemann & D. Walz. *Plasma-Wakefield Acceleration of an Intense Positron Beam*. Phys. Rev. Lett., vol. 90, no. 21, page 214801, May 2003. [148](#)
- [Blumenfeld 07] Ian Blumenfeld, Christopher E. Clayton, Franz-Josef Decker, Mark J. Hogan, Chengkun Huang, Rasmus Ischebeck, Richard Iverson, Chandrashekhhar Joshi, Thomas Katsouleas, Neil Kirby, Wei Lu, Kenneth A. Marsh, Warren B. Mori, Patric Muggli, Erdem Oz, Robert H. Siemann, Dieter Walz & Miaomiao Zhou. *Energy doubling of 42 GeV electrons in a metre-scale plasma wakefield accelerator*. Nature, 2007. [2](#), [148](#)
- [Bobrova 02] NA Bobrova, AA Esaulov, JI Sakai, PV Sasorov, DJ Spence, A. Butler, SM Hooker & SV Bulanov. *Simulations of a hydrogen-filled capillary discharge waveguide*. Phys. Rev. E, vol. 65, page 016407, 2002. [152](#), [153](#)
- [Bonifacio 84] R. Bonifacio, C. Pellegrini & LM Narducci. *Collective instabilities and high-gain regime free electron laser*. AIP Conference Proceedings, vol. 118, page 236, 1984. [145](#)
- [Borisov 92] A. B. Borisov, A. V. Borovski, O. B. Shiryayev, V. V. Korobkib, A. M. Prokhoraov, T. S. Luk, K. Boyer & C. K. Rhodes. *Relativistic and charge displacement self-channeling of intense ultrashort laser pulses in plasmas*. Phys. Rev. A, vol. 45, page 5830, 1992. [17](#)
- [Bourdier 05] A. Bourdier, D. Patin & E. Lefebvre. *Stochastic heating in ultra high intensity laser-plasma interaction*. Physica D Nonlinear Phenomena, vol. 206, pages 1–31, 2005. [35](#)
- [Broks 06] B H P Broks, W van Dijk & J J A M van der Mullen. *Parameter study of a pulsed capillary discharge waveguide*. Journal of Physics D : Applied Physics, vol. 39, no. 11, pages 2377–2383, 2006. [153](#)

- [Bulanov 92] S. V. Bulanov, I. N. Inovenkov, V. I. Kirsanov, N. M. Naumova & A. S. Sakharov. *Nonlinear depletion of ultrashort and relativistically strong laser pulses in an underdense plasma*. Phys. Fluids, vol. 4, page 1935, 1992. [17](#)
- [Bulanov 97] S. V. Bulanov, F. Pegoraro, A. M. Pukhov & A. S. Sakharov. *Transverse-wake wave breaking*. Phys. Rev. Lett., vol. 78, no. 22, pages 4205–4208, 1997. [22](#)
- [Bulanov 98] S. Bulanov, N. Naumova, F. Pegoraro & J. Sakai. *Particle injection into the wave acceleration phase due to nonlinear wake wave breaking*. Phys. Rev. E, vol. 58, no. 5, pages R5257–R5260, 1998. [24](#)
- [Bulanov 03] S. V. Bulanov, T. Esirkepov & T. Tajima. *Light intensification towards the Schwinger limit*. Phys. Rev. Lett., vol. 91, no. 8, page 085001, 2003. [144](#)
- [Butler 02] A. Butler, D. J. Spence & S. M. Hooker. *Guiding of High-Intensity Laser Pulses with a Hydrogen-Filled Capillary Discharge Waveguide*. Phys. Rev. Lett., vol. 89, no. 18, page 185003, Oct 2002. [17](#)
- [Cary 03] J. Cary, R. Giacone, C. Nieter, D. Bruhwiler, E. Esarey, G. Fubiani & W. Leemans. *All-optical beamlet train generation*. In Particle Accelerator Conference, 2003. PAC 2003. Proceedings of the, volume 1, 2003. [77](#), [102](#)
- [Chiron 96] A. Chiron, G. Bonnaud, A. Dulieu, J. L. Miquel, G. Malka, L. Louis-Jacquet & G. Mainfray. *Experimental observations and simulations on relativistic self-guiding of an ultra-intense laser pulse in underdense plasma*. Phys. Plasmas, vol. 3, pages 1373–1401, 1996. [79](#)
- [Clayton 85] C. E. Clayton, C. Joshi, C. Darrow & D. Umstadter. *Relativistic Plasma-Wave Excitation by Collinear Optical Mixing*. Phys. Rev. Lett., vol. 54, no. 21, pages 2343–2346, May 1985. [11](#)
- [Clayton 93] CE Clayton, KA Marsh, A. Dyson, M. Everett, A. Lal, WP Leemans, R. Williams & C. Joshi. *Ultra-high-gradient acceleration of injected electrons by laser-excited relativistic electron plasma waves*. Phys. Rev. Lett., vol. 70, no. 1, pages 37–40, 1993. [21](#)
- [Collier 04] J. Collier, O. Chekhlov, R. Clarke, E. Divall, K. Ertel, B. Fell, P. Foster, J. Govans, S. Hancock, S. Hawkes *et al.* *The Astra "Gemini" Project*. CLF Annual Report, STFC Rutherford Appleton Laboratory, UK, pages 182–183, 2004. [1](#)
- [Davoine 08] X. Davoine, E. Lefebvre, J. Faure, C. Rechatin, A. Lifschitz & V. Malka. *Simulation of quasimonoeenergetic electron beams*

- produced by colliding pulse wakefield acceleration.* Phys. Plasmas, vol. 15, no. 11, page 113102, 2008. [63](#), [64](#), [92](#), [93](#), [96](#)
- [Davoine 09] X. Davoine, E. Lefebvre, C. Rechatin, J. Faure & V. Malka. *Cold Optical Injection Producing Monoenergetic, multi-GeV Electron Bunches.* Phys. Rev. Lett., vol. 102, no. 6, page 065001, 2009. [51](#), [65](#), [123](#)
- [Dawson 59] J. M. Dawson. *Nonlinear electron oscillations in a cold plasma.* Phys. Rev., vol. 113, pages 383–387, 1959. [13](#)
- [De Deene 06] Y. De Deene, K. Vergote, C. Claeys & C. De Wagter. *Three dimensional radiation dosimetry in lung-equivalent regions by use of a radiation sensitive gel foam : Proof of principle.* Medical Physics, vol. 33, page 2586, 2006. [142](#)
- [Decker 94] C. D. Decker & W. B. Mori. *Group velocity of large amplitude electromagnetic waves in a plasma.* Phys. Rev. Lett., vol. 72, no. 4, pages 490–493, 1994. [17](#), [20](#), [96](#)
- [Decker 96a] C. D. Decker, W. B. Mori, T. Katsouleas & D. E. Hinkel. *Spatial temporal theory of Raman Forward scattering.* Phys. Plasmas, vol. 3, no. 4, pages 1360–1372, 1996. [17](#)
- [Decker 96b] C. D. Decker, W. B. Mori, K. C. Tzeng & T. Katsouleas. *The evolution of ultra-intense, short-pulse lasers in underdense plasmas.* Phys. Plasmas, vol. 3, no. 5, pages 2047–2056, 1996. [96](#)
- [DesRosiers 00] C. DesRosiers, V. Moskvina, A. F. Bielajew & L. Papiez. *150-250 MeV electron beams in radiation therapy.* Phys. Med. Biol., vol. 45, page 1781, 2000. [141](#)
- [Dorchies 99] F. Dorchies, J. R. Marquès, B. Cros, G. Matthieussent, C. Courtois, T. Vélikorousov, P. Audebert, J. P. Geindre, S. Rebibo, G. Hamoniaux & F. Amiranoff. *Monomode Guiding of $10^{16} \text{W}/\text{cm}^2$ Laser Pulses over 100 Rayleigh Lengths in Hollow Capillary Dielectric Tubes.* Phys. Rev. Lett., vol. 82, no. 23, pages 4655–4658, Jun 1999. [151](#)
- [Duperrier 02] R. Duperrier, N. Pichoff & D. Uriot. *CEA Saclay codes review for high intensities linacs computations.* In Proceedings of the International Conference on Computational Science-Part III, pages 411–418. Springer-Verlag London, UK, 2002. [131](#)
- [Durfee 93] C. G. Durfee & H. M. Milchberg. *Light pipe for high intensity laser pulses.* Phys. Rev. Lett., vol. 71, no. 15, pages 2409–2412, Oct 1993. [152](#)
- [Ehrlich 96] Y. Ehrlich, C. Cohen, A. Zigler, J. Krall, P. Sprangle & E. Esarey. *Guiding of high intensity laser pulses in straight and curved plasma channel experiments.* Phys. Rev. Lett., vol. 77, page 4186, 1996. [152](#)

- [Ellis 01] John Ellis & Ian Wilson. *New physics with the Compact Linear Collider*. Nature, vol. 409, no. 6818, pages 431–435, January 2001. [108](#)
- [Esarey 96] E. Esarey, P. Sprangle, J. Krall & A. Ting. *Overview of plasma-based accelerator concepts*. IEEE Trans. Plasma Sci., vol. 24, no. 2, pages 252–288, 1996. [5](#)
- [Esarey 97a] E. Esarey, R. F. Hubbard, W. P. Leemans, A. Ting & P. Sprangle. *Electron injection into plasma wake fields by colliding laser pulses*. Phys. Rev. Lett., vol. 79, page 2682, 1997. [25](#), [27](#), [29](#), [54](#)
- [Esarey 97b] E. Esarey, P. Sprangle, J. Krall & A. Ting. *Self-focusing and guiding of short laser pulses in ionizing gases and plasmas*. IEEE J. Quant. Electron., vol. 33, no. 11, pages 1879–1914, 1997. [102](#)
- [Esarey 00] E. Esarey, C. B. Schroeder, B. A. Shadwick, J. S. Wurtele & W. P. Leemans. *Nonlinear theory of nonparaxial laser pulse propagation in plasma channels*. Phys. Rev. Lett., vol. 84, no. 14, page 3081, 2000. [16](#), [17](#)
- [Faure 00] J. Faure, V. Malka, J.-R. Marquès, F. Amiranoff, C. Courtois, Z. Najmudin, K. Krushelnick, M. Salvati, A. E. Dangor, A. Solodov, P. Mora, J.-C. Adam & A. Héron. *Interaction of an ultra-intense laser pulse with a nonuniform preformed plasma*. Phys. Plasmas, vol. 7, page 3009, 2000. [152](#)
- [Faure 02] J. Faure, V. Malka, J.-R. Marquès, P.-G. David, F. Amiranoff, K. Ta Phuoc & A. Rousse. *Effects of pulse duration on self-focusing of ultra-short lasers in underdense plasmas*. Phys. Plasmas, vol. 9, no. 3, pages 756–759, 2002. [17](#)
- [Faure 04] J. Faure, Y. Glinec, A. Pukhov, S. Kiselev, S. Gordienko, E. Lefebvre, J.-P. Rousseau, F. Burgy & V. Malka. *A laser-plasma accelerator producing monoenergetic electron beams*. Nature, vol. 431, pages 541–544, 2004. [2](#), [24](#)
- [Faure 05] J. Faure, Y. Glinec, J. J. Santos, F. Ewald, J.-P. Rousseau, S. Kiselev, A. Pukhov, T. Hosokai & V. Malka. *Observation of laser pulse shortening in nonlinear plasma waves*. Phys. Rev. Lett., vol. 95, page 205003, 2005. [17](#)
- [Faure 06a] J. Faure, Y. Glinec, G. Gallot & V. Malka. *Ultrashort laser pulses and ultrashort electron bunches generated in relativistic laser-plasma interaction*. Phys. Plasmas, vol. 13, no. 5, page 056706, 2006. [128](#)
- [Faure 06b] J. Faure, C. Rechatin, A. Norlin, A. Lifschitz, Y. Glinec & V. Malka. *Controlled injection and acceleration of electrons in plasma wakefields by colliding laser pulses*. Nature, vol. 444, pages 737–739, 2006. [86](#), [87](#)

- [Fritzler 04] S. Fritzler, E. Lefebvre, V. Malka, F. Burgy, A. E. Dangor, K. Krushelnick, S. P. D. Mangles, Z. Najmudin, J.-P. Rousseau & B. Walton. *Emittance Measurements of a Laser-Wakefield-Accelerated Electron Beam*. Phys. Rev. Lett., vol. 92, no. 16, page 165006, 2004. [85](#), [138](#)
- [Fubiani 04] G. Fubiani, E. Esarey, C.B. Schroeder & W.P. Leemans. *Beatwave injection of electrons into plasma waves using two interfering laser pulses*. Phys. Rev. E, vol. 70, page 016402, 2004. [25](#), [27](#), [29](#), [54](#), [61](#), [102](#), [104](#)
- [Fubiani 06] G. Fubiani, E. Esarey, C. B. Schroeder & W. P. Leemans. *Improvement of electron beam quality in optical injection schemes using negative plasma density gradients*. Phys. Rev. E, vol. 73, no. 2, page 026402, 2006. [149](#)
- [Fuchs 09] T Fuchs, H Szymanowski, U Oelfke, Y Glinec, C Rechatin, J Faure & V Malka. *Treatment planning for laser-accelerated very-high energy electrons*. Physics in Medicine and Biology, vol. 54, no. 11, pages 3315–3328, 2009. [142](#), [144](#)
- [Gahn 99] C. Gahn, G. D. Tsakiris, A. Pukhov, J. Meyer-ter-Vehn, G. Pretzler, P. Thirolf, D. Habs & K. J. Witte. *Multi-MeV electron beam generation by direct laser acceleration in high-density plasma channels*. Phys. Rev. Lett., vol. 83, no. 23, pages 4772–4775, 1999. [22](#)
- [Geddes 04] C. G. R. Geddes, Cs. Tóth, J. van Tilborg, E. Esarey, C. B. Schroeder, D. Bruhwiler, C. Nieter, J. Cary & W. P. Leemans. *High quality electron beams from a laser wakefield accelerator using plasma-channel guiding*. Nature, vol. 431, pages 538–541, 2004. [2](#), [24](#), [152](#)
- [Geddes 08] C. G. R. Geddes, K. Nakamura, G. R. Plateau, Cs. Tóth, E. Cormier-Michel, E. Esarey, C. B. Schroeder, J. R. Cary & W. P. Leemans. *Plasma-Density-Gradient Injection of Low Absolute-Momentum-Spread Electron Bunches*. Phys. Rev. Lett., vol. 100, page 215004, 2008. [24](#), [87](#), [89](#)
- [Glinec 05] Y. Glinec, J. Faure, L. Le Dain, S. Darbon, T. Hosokai, J. J. Santos, E. Lefebvre, J. P. Rousseau, F. Burgy, B. Mercier & V. Malka. *High-Resolution gamma-Ray Radiography Produced by a Laser-Plasma Driven Electron Source*. Phys. Rev. Lett., vol. 94, no. 2, page 025003, 2005. [139](#), [141](#)
- [Glinec 06a] Y. Glinec, J. Faure, A. Guemnie-Tafo, V. Malka H. Monard, J. P. Larbre, V. De Waele, J. L. Marignier & M. Mostafavi. *Absolute calibration for a broad range single shot electron spectrometer*. Rev. Sci. Instrum., vol. 77, page 103301, 2006. [73](#)

- [Glinec 06b] Y. Glinec, J. Faure, V. Malka, T. Fuchs, H. Szymanowski & U. Oelfke. *Radiotherapy with laser-plasma accelerators : Monte Carlo simulation of dose deposited by an experimental quasimonoenergetic electron beam*. Med. Phys., vol. 33, page 155, 2006. [141](#)
- [Glinec 06c] Yannick Glinec. *Propagation d'une impulsion laser ultra-intense dans un plasma sous-dense : génération de faisceaux d'électrons quasi monoénergétique et développement d'applications*. PhD thesis, Ecole Polytechnique, 2006. [101](#)
- [Glinec 07] Y. Glinec, J. Faure, A. Norlin, A. Pukhov & V. Malka. *Observation of Fine Structures in Laser-Driven Electron Beams Using Coherent Transition Radiation*. Phys. Rev. Lett., vol. 98, no. 19, page 194801, 2007. [128](#)
- [Glinec 08] Y. Glinec, J. Faure, A. Lifschitz, JM Vieira, RA Fonseca, LO Silva & V. Malka. *Direct observation of betatron oscillations in a laser-plasma electron accelerator*. EPL-Europhysics Letters, vol. 81, no. 6, pages 64001–64001, 2008. [81](#), [143](#)
- [Gonsalves 07] A. J. Gonsalves, T. P. Rowlands-Rees, B. H. P. Broks, J. J. A. M. van der Mullen & S. M. Hooker. *Transverse Interferometry of a Hydrogen-Filled Capillary Discharge Waveguide*. Phys. Rev. Lett., vol. 98, no. 2, page 025002, 2007. [153](#)
- [Gorbunov 87] L. M. Gorbunov & V. I. Kirsanov. *Excitation of plasma waves by an electromagnetic wave packet*. Sov. Phys. JETP, vol. 66, pages 290–294, 1987. [11](#)
- [Gorbunov 01] L.M. Gorbunov & A.A. Frolov. *Collision of two short laser pulses in plasma and the generation of short lived Bragg mirrors*. Sov. Phys. JETP, vol. 93, pages 510–518, 2001. [78](#)
- [Gordon 98] D. Gordon, K. C. Tzeng, C. E. Clayton, A. E. Dangor, V. Malka, K. A. Marsh, A. Modena, W. B. Mori, P. Muggli, Z. Najmudin, D. Neely, C. Danson & C. Joshi. *Observation of Electron Energies Beyond the Linear Dephasing Limit from a Laser-Excited Relativistic Plasma Wave*. Phys. Rev. Lett., vol. 80, no. 10, pages 2133–2136, Mar 1998. [22](#)
- [Gordon 03] D. F. Gordon & B. Hafizi. *Asymmetric self-phase modulation and compression of short laser pulses in plasma channels*. Phys. Rev. Lett., vol. 90, page 215001, 2003. [17](#)
- [Grüner 07] F. Grüner, S. Becker, U. Schramm, T. Eichner, M. Fuchs, R. Weingartner, D. Habs, J. Meyer-ter Vehn, M. Geissler, M. Ferrario *et al.* *Design considerations for table-top, laser-based VUV and X-ray free electron lasers*. Applied Physics B : Lasers and Optics, vol. 86, no. 3, pages 431–435, 2007. [145](#)

- [Grüner 09] F. J. Grüner, C. B. Schroeder, A. R. Maier, S. Becker & J. M. Mikhailova. *Space-charge effects in ultrahigh current electron bunches generated by laser-plasma accelerators*. Phys. Rev. ST Accel. Beams, vol. 12, no. 2, page 020701, Feb 2009. [145](#)
- [Hafz 08] N. Hafz, T. M. Jeong, I. W. Choi, S. K. Lee, K. H. Pae, V. V. Kulagin, J. H. Sung, T. J. Yu, K.-H. Hong, T. Hosokai, J. R. Cary, D.-K. Ko & J. Lee. *Stable generation of GeV-class electron beams from self-guided laser-plasma channels*. Nature Photonics, vol. 2, pages 571–577, 2008. [87](#), [89](#)
- [Hemker 98] R. G. Hemker, K.-C. Tzeng, W. B. Mori, C. E. Clayton & T. Katsouleas. *Computer simulations of cathodeless, high-brightness electron-beam production by multiple laser beams in plasmas*. Phys. Rev. E, vol. 57, no. 5, pages 5920–5928, May 1998. [24](#), [77](#), [102](#)
- [Hosokai 00] T. Hosokai, M. Kando, H. Dewa, H. Kotaki, S. Kondo, N. Hasegawa, K. Nakajima & K. Horioka. *Optical guidance of terrawatt laser pulses by the implosion phase of a fast Z-pinch discharge in a gas-filled capillary*. Optics Letters, vol. 25, no. 1, pages 10–12, 2000. [152](#)
- [Jullien 05] Aurélie Jullien, Olivier Albert, Frédéric Burgy, Guy Hamoniaux, Jean-Philippe Rousseau, Jean-Paul Chambaret, Frédérique Augé-Rochereau, Gilles Chériaux, Jean Etchepare, Nikolay Minkovski & Solomon M. Satiel. *10^{-10} temporal contrast for femtosecond ultraintense lasers by cross-polarized wave generation*. Opt. Lett., vol. 30, no. 8, pages 920–922, 2005. [68](#)
- [Kando 07] M. Kando, Y. Fukuda, AS Pirozhkov, J. Ma, I. Daito, L. Chen, T.Z. Esirkepov, K. Ogura, T. Homma, Y. Hayashiet al. *Demonstration of Laser-Frequency Upshift by Electron-Density Modulations in a Plasma Wakefield*. Phys. Rev. Lett., vol. 99, no. 13, page 135001, 2007. [80](#), [144](#)
- [Karsch 07] S. Karsch, J. Osterhoff, A. Popp, TP Rowlands-Rees, Z. Major, M. Fuchs, B. Marx, R. Hörlein, K. Schmid, L. Veisz et al. *GeV-scale electron acceleration in a gas-filled capillary discharge waveguide*. New J. Phys, vol. 9, no. 11, page 415, 2007. [17](#), [161](#)
- [Katsouleas 87] T. Katsouleas, S. Wilks, P. Chen, J. M. Dawson & J. J. Su. *Beam loading in plasma accelerators*. In Particle accelerators, volume 22, page 81, USA, 1987. Gordon and Breach Science Publishers, Inc. [110](#)
- [Katsouleas 88] T. Katsouleas & W. B. Mori. *Wave-breaking amplitude of relativistic oscillations in a thermal plasma*. Phys. Rev. Lett., vol. 61, no. 1, pages 90–93, 1988. [14](#), [22](#)

- [Katsouleas 06] T. Katsouleas. *Plasma accelerators race to 10 GeV and beyond*. Phys. Plasmas, vol. 13, no. 5, page 055503, 2006. [147](#)
- [Khachatryan 02] A.G. Khachatryan. *Trapping, compression, and acceleration of an electron bunch in the nonlinear laser wakefield*. Phys. Rev. E, vol. 65, no. 4; PART 2B, pages 46504–46504, 2002. [21](#), [89](#)
- [Kiselev 04] S. Kiselev, A. Pukhov & I. Kostyukov. *X-ray Generation in Strongly Nonlinear Plasma Waves*. Phys. Rev. Lett., vol. 93, no. 13, page 135004, Sep 2004. [143](#)
- [Kitagawa 92] Y. Kitagawa, T. Matsumoto, T. Minamihata, K. Sawai, K. Matsuo, K. Mima, K. Nishihara, H. Azechi, K. A. Tanaka, H. Takabe & S. Nakai. *Beat-wave excitation of plasma wave and observation of accelerated electrons*. Phys. Rev. Lett., vol. 68, no. 1, pages 48–51, 1992. [11](#)
- [Kotaki 04] H. Kotaki, S. Masuda, M. Kando, J.K. Koga & K. Nakajima. *Head-on injection of a high quality electron beam by the interaction of two laser pulses*. Phys. Plasmas, vol. 11, page 3596, 2004. [25](#), [54](#)
- [Krafft 05] G. A. Krafft, Doyuran & J. B. Rosenzweig. *Pulsed-laser nonlinear Thomson scattering for general scattering geometries*. Phys. Rev. E, vol. 72, page 056502, 2005. [143](#)
- [Kruer 88] W. L. Kruer. *The physics of laser plasma interactions*. Addison-Wesley, New-York, 1988. [9](#)
- [Landau 46] L.D. Landau. *On the vibrations of the electronic plasma*. J. Phys. U.S.S.R., vol. 10, page 25, 1946. [21](#)
- [Leemans 03] W. P. Leemans, C. G. R. Geddes, J. Faure, Cs. Tóth, J. van Tilborg, C. B. Schroeder, E. Esarey, G. Fubiani, D. Auerbach, B. Marcellis, M. A. Carnahan, R. A. Kaindl, J. Byrd & M. C. Martin. *Observation of terahertz emission from a laser-plasma accelerated electron bunch crossing a plasma-vacuum boundary*. Phys. Rev. Lett., vol. 91, no. 7, page 074802, 2003. [128](#)
- [Leemans 06] W. P. Leemans, B. Nagler, A. J. Gonsalves, Cs. Tóth, K. Nakamura, C. G. R. Geddes, E. Esarey, C. B. Schroeder, S. M. Hooker & W. P. Leemans *et al.*. *GeV electron beams from a centimetre-scale accelerator*. Nature Physics, vol. 2, pages 696–699, 2006. [2](#), [17](#), [153](#), [161](#)
- [Lefebvre 03] E. Lefebvre, N. Cochet, S. Fritzler, V. Malka, M.-M. Aléonard, J.-F. Chemin, S. Darbon, L. Disdier, J. Faure, A. Fedotoff, O. Landoas, G. Malka, V. Méot, P. Morel, M. Rabec Le Gloahhec, A. Rouyer, Ch. Rubbelynck, V. Tikhonchuk, R. Wrobel,

- P. Audebert & C. Rousseaux. *Electron and photon production from relativistic laser-plasma interactions*. Nucl. Fusion, vol. 43, pages 629–633, 2003. [14](#), [59](#), [63](#)
- [Lifschitz 05] A.F. Lifschitz, J. Faure, V. Malka & P. Mora. *GeV wakefield acceleration of low energy electron bunches using petawatt Lasers*. Phys. Plasmas, vol. 12, page 0931404, 2005. [21](#)
- [Lifschitz 08] AF Lifschitz, X. Davoine, E. Lefebvre, J. Faure, C. Rechatin & V. Malka. *Particle-in-Cell modelling of laser-plasma interaction using Fourier decomposition*. Journal of Computational Physics, 2008. [63](#), [135](#)
- [Lim 09] J. Lim, J. Faure, G. Gallot, O. Lundh, C. Rechatin & V. Malka. *Femto-second, ultrashort laser wakefield electron bunch duration measurements : a prism based dispersion visible-to-IR spectrometer*. Proc. SPIE, vol. 7359, pages 7359–45, 2009. [85](#), [128](#)
- [Lindau 08] F. Lindau, O. Lundh, S. P. D. Mangles, M. C. Kaluza, K. Krushelnick, Z. Najmudin, A. Persson, A. G. R. Thomas & C.6G. Wahlström. *Characterization of quasi-monoenergetic electron beams at the Lund Laser Centre*. IEEE Trans. Plasma Sci., vol. 46, no. 4, pages 1707–1714, 2008. [24](#), [87](#), [101](#)
- [Lu 06a] W. Lu, C. Huang, M. Zhou, W. B. Mori & T. Katsouleas. *Nonlinear Theory for Relativistic Plasma Wakefields in the Blowout Regime*. Phys. Rev. Lett., vol. 96, page 165002, 2006. [15](#), [63](#), [110](#), [126](#), [145](#), [151](#)
- [Lu 06b] W. Lu, C. Huang, M. Zhou, M. Tzoufras, FS Tsung, WB Mori & T. Katsouleas. *A nonlinear theory for multidimensional relativistic plasma wave wakefields*. Phys. Plasmas, vol. 13, page 056709, 2006. [15](#)
- [Lu 07] W. Lu, M. Tzoufras, C. Joshi, F. S. Tsung, W. B. Mori, J. Vieira, R. A. Fonseca & L. O. Silva. *Generating multi-GeV electron bunches using single stage laser wakefield acceleration in a 3D nonlinear regime*. Phys. Rev. ST Accel. Beams, vol. 10, no. 6, page 061301, Jun 2007. [16](#), [20](#), [96](#), [130](#), [145](#), [146](#)
- [Luttikhof 09] M.J.H. Luttikhof, A.G. Khachatryan, F.A. van Goor, K.-J. Boller & P. Mora. *Electron bunch injection at an angle into a laser wakefield*. Laser and Particle Beams, vol. 27, no. 01, pages 69–77, 2009. [21](#)
- [Maiman 60] T. H. Maiman. *Stimulated optical radiation in ruby*. Nature, vol. 187, page 493, 1960. [1](#)
- [Malka 97] G. Malka, J. Fuchs, F. Amiranoff, S. D. Baton, R. Gaillard, J. L. Miquel, H. Pépin, C. Rousseaux, G. Bonnaud, M. Busquet & L. Lours. *Suprathermal electron generation and chan-*

- nel formation by an ultrarelativistic laser pulse in an underdense preformed plasma.* Phys. Rev. Lett., vol. 79, pages 2053–2056, 1997. [152](#)
- [Malka 01] V. Malka, J. Faure, J.-R. Marquès, F. Amiranoff, J.-P. Rousseau, S. Ranc, J.-P. Chambaret, Z. Najmudin, B. Walton, P. Mora & A. Solodov. *Characterization of electron beams produced by ultrashort (30 fs) laser pulses.* Phys. Plasmas, vol. 8, page 0, 2001. [22](#), [23](#)
- [Malka 02] V. Malka, S. Fritzler, E. Lefebvre, M.-M. Aléonard, F. Burgy, J.-P. Chambaret, J.-F. Chemin, K. Krushelnick, G. Malka, S. P. D. Mangles, Z. Najmudin, M. Pittman, J.-P. Rousseau, J.-N. Scheurer, B. Walton & A. E. Dangor. *Electron acceleration by a wake field forced by an intense ultrashort laser pulse.* Science, vol. 298, pages 1596–1600, 2002. [22](#)
- [Malka 05] V. Malka, J. Faure, Y. Glinec, A. Pukhov & J.-P. Rousseau. *Monoenergetic electron beam optimization in the bubble regime.* Phys. Plasmas, vol. 12, page 056702, 2005. [23](#), [24](#)
- [Malka 08] V. Malka, J. Faure, Y. A. Gauduel, E. Lefebvre, A. Rousse & K. Ta Phuoc. *Principles and applications of compact laser-plasma accelerators.* Nature Physics, vol. 44, pages 447–453, 2008. [138](#)
- [Mangles 04] 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, B. R. Walton & K. Krushelnick. *Monoenergetic beams of relativistic electrons from intense laser-plasma interactions.* Nature, vol. 431, pages 535–538, 2004. [2](#), [24](#)
- [Mangles 06] S. P. D. Mangles, A. G. R. Thomas, M. C. Kaluza, O. Lundh, F. Lindau, A. Persson, F. S. Tsung, Z. Najmudin, W. B. Mori, C.-G. Wahlström & K. Krushelnick. *Laser-Wakefield Acceleration of Monoenergetic Electron Beams in the First Plasma-Wave Period.* Phys. Rev. Lett., vol. 96, no. 21, page 215001, 2006. [128](#)
- [Mangles 07] S. P. D. Mangles, A. G. R. Thomas, O. Lundh, F. Lindau, M. C. Kaluza, A. Persson, C.-G. Wahlström, K. Krushelnick & Z. Najmudin. *On the stability of laser wakefield electron accelerators in the monoenergetic regime.* Phys. Plasmas, vol. 14, no. 5, page 056702, 2007. [24](#), [87](#), [101](#)
- [Martinez 05] M. Martinez, E. Gaul, T. Ditmire, S. Douglas, D. Gorski, W. Henderson, J. Blakeney, D. Hammond, M. Gerity, J. Cairdet *al.* *The Texas Petawatt Laser.* Proceedings of SPIE, vol. 5991, page 59911N, 2005. [1](#)

- [Mendonça 83] J. T. Mendonça. *Threshold for electron heating by two electromagnetic waves*. Phys. Rev. A, vol. 28, no. 6, page 3592, 1983. [42](#)
- [Modena 95] A. Modena, A.E. Dangor, Z. Najmudin, C.E. Clayton, K. Marsh, C. Joshi, V. Malka, C.B. Darrow, D. Neely & F.N. Walsh. *Electron acceleration from the breaking of electron plasma waves*. Nature, vol. 377, pages 606–608, 1995. [22](#)
- [Mora 96] P. Mora & T. M. Antonsen Jr. *Electron cavitation and acceleration in the wake of an ultra-intense, self-focused laser pulse*. Phys. Rev. E, vol. 53, no. 3, pages R2068–R2071, 1996. [13](#), [14](#), [63](#), [94](#)
- [Mora 97] P. Mora & T. M. Antonsen Jr. *Kinetic modeling of intense, short laser pulses propagating in tenuous plasmas*. Phys. Plasmas, vol. 4, no. 1, pages 217–229, 1997. [13](#)
- [Mori 97] W. B. Mori. *The physics of the nonlinear optics of plasmas at relativistic intensities for short-pulse lasers*. IEEE J. Quant. Elec., vol. 33, no. 11, pages 1942–53, 1997. [5](#), [16](#)
- [Nakajima 95] 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 & T. Tajima. *Observation of Ultrahigh Gradient Electron Acceleration by a Self-Modulated Intense Short Laser Pulse*. Phys. Rev. Lett., vol. 74, no. 22, pages 4428–4431, May 1995. [21](#)
- [Nakamura 04] K. Nakamura, G. Fubiani, CGR Geddes, P. Michel, J. van Tilborg, C. Tóth, E. Esarey, CB Schroeder & WP Leemans. *Laser Triggered Injection of Electrons in a Laser Wakefield Accelerator with the Colliding Pulse Method*. In AIP Conference Proceedings, volume 737, page 901, 2004. [25](#)
- [Ng 06] K. Y. Ng, editeur. *Physics of intensity dependent beam instabilities*. World Scientific Publishing, 2006. [108](#)
- [Osterhoff 08] 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 & S. Karsch. *Generation of Stable, Low-Divergence Electron Beams by Laser-Wakefield Acceleration in a Steady-State-Flow Gas Cell*. Phys. Rev. Lett., vol. 101, no. 8, page 085002, 2008. [86](#), [87](#), [153](#)
- [Osterhoff 09] Jens Osterhoff. *Stable, ultra-relativistic electron beams by laser-wakefield acceleration*. PhD thesis, Ludwig-Maximilians-University (Munich), 2009. [143](#)

- [Phuoc 07] K. Ta Phuoc, R. Fitour, A. Tafzi, T. Garl, N. Artemiev, R. Shah, F. Albert, D. Boschetto, A. Rouse, D-E. Kim, A. Pukhov, V. Seredov & I. Kostyukov. *Demonstration of the ultrafast nature of laser produced betatron radiation*. Phys. Plasmas, vol. 14, no. 8, page 080701, 2007. [143](#)
- [Phuoc 08] K. Ta Phuoc, E. Esarey, V. Leurent, E. Cormier-Michel, C. G. R. Geddes, C. B. Schroeder, A. Rouse & W. P. Lee-mans. *Betatron radiation from density tailored plasmas*. Phys. Plasmas, vol. 15, no. 6, page 063102, 2008. [143](#)
- [Pittman 02] M. Pittman, S. Ferre, J.-P. Rousseau, L. Notebaert, J.-P. Chambaret & G. Cheriaux. *Design and characterization of a near-diffraction-limited femtosecond 100-TW 10-Hz high-intensity laser system*. Appl. Phys. B, vol. 74, no. 6, pages 529–535, 2002. [67](#)
- [Popp 08] A. Popp. *Steering of stable laser-accelerated electron beams by controlling the laser pulse front tilt*. In Advanced Accelerator Concepts 08 conference, Santa Cruz, 2008. [143](#)
- [Pukhov 99] A. Pukhov, Z.-M. Sheng & J. Meyer ter Vehn. *Particle acceleration in relativistic laser channels*. Phys. Plasmas, vol. 6, page 2847, 1999. [22](#)
- [Pukhov 02] A. Pukhov & J. Meyer-ter-Vehn. *Laser wake field acceleration : the highly non-linear broken-wave regime*. Appl. Phys. B, vol. 74, pages 355–361, 2002. [14](#)
- [Quesnel 98] B. Quesnel & P. Mora. *Theory and simulation of the interaction of ultra-intense laser pulses with electrons in vacuum*. Phys. Rev. E, vol. 58, page 3719, 1998. [13](#)
- [Rax 93] J.M. Rax & NJ Fisch. *Ultrahigh intensity laser-plasma interaction : A Lagrangian approach*. Phys. Fluids B, vol. 5, page 2578, 1993. [35](#), [39](#)
- [Rax 05] J. M. Rax. Physique des plasmas, volume Chapitre 10. Dunod, 2005. [35](#), [39](#)
- [Reckenthaeler 08] P. Reckenthaeler, M. Centurion, V. S. Yakovlev, M. Lezius, F. Krausz & E. E. Fill. *Proposed method for measuring the duration of electron pulses by attosecond streaking*. Phys. Rev. A, vol. 77, no. 4, 2008. [128](#)
- [Ren 01] C. Ren, B. J. Duda, R. G. Hemker, W. B. Mori, T. Katsouleas, T. M. Antonsen, Jr. & P. Mora. *Compressing and focusing of a short laser pulse by a thin plasma lens*. Phys. Rev. E, vol. 63, no. 2, page 26411, 2001. [17](#)
- [Rischel 97] C. Rischel, A. Rouse, I. Uschmann, P.A Albouy, J.P. Geindre, P. Audebert, J.C. Gauthier, E. Forster, J.L. Martin & A. Antonetti. *Femtosecond time-resolved X-ray diffraction from*

- laser-heated organic films*. *Nature*, vol. 390, pages 490–492, 1997. [1](#)
- [Rosenbluth 72] M. N. Rosenbluth & C. S. Liu. *Excitation of Plasma Waves by Two Laser Beams*. *Phys. Rev. Lett.*, vol. 29, no. 11, pages 701–705, Sep 1972. [11](#)
- [Rosenzweig 88] J. B. Rosenzweig. *Trapping, thermal effects, and wave breaking in the nonlinear plasma wake-field accelerator*. *Phys. Rev. A*, vol. 38, no. 7, page 3634, 1988. [14](#)
- [Rosenzweig 91] JB Rosenzweig, B. Breizman, T. Katsouleas & JJ Su. *Acceleration and focusing of electrons in two-dimensional nonlinear plasma wake fields*. *Phys. Rev. A*, vol. 44, page 6189, 1991. [14](#)
- [Rousse 04] Antoine Rousse, Kim Ta Phuoc, Rahul Shah, Alexander Pukhov, Eric Lefebvre, Victor Malka, Sergey Kiselev, Frederic Burgy, Jean-Philippe Rousseau, Donald Umstadter, & Daniele Hulin. *Production of a keV X-ray beam from synchrotron radiation in relativistic laser-plasma interaction*. *Phys. Rev. Lett.*, vol. 93, no. 13, page 135005, 2004. [143](#)
- [Rowlands-Rees 08] T. P. Rowlands-Rees, C. Kamperidis, S. Kneip, A. J. Gonsalves, S. P. D. Mangles, J. G. Gallacher, E. Brunetti, T. Ibbotson, C. D. Murphy, P. S. Foster, M. J. V. Streeter, F. Budde, P. A. Norreys, D. A. Jaroszynski, K. Krushelnick, Z. Najmudin & S. M. Hooker. *Laser-Driven Acceleration of Electrons in a Partially Ionized Plasma Channel*. *Phys. Rev. Lett.*, vol. 100, no. 10, page 105005, 2008. [17](#), [157](#)
- [Schlenvoigt 08] H.-P. Schlenvoigt, K. Haupt, A. Debus, F. Budde, O. Jäckel, S. Pfotenhauer, H. Schwoerer, E. Rohwer, J. G. Gallacher, E. Brunetti, R. P. Shanks, S. M. Wiggins & D. A. Jaroszynski. *A compact synchrotron radiation source driven by a laser-plasma wakefield accelerator*. *Nature Physics*, vol. 4, pages 130–133, 2008. [144](#)
- [Schroeder 99] C. B. Schroeder, P. B. Lee, J. S. Wurtele, E. Esarey & W. P. Leemans. *Generation of ultrashort electron bunches by colliding laser pulses*. *Phys. Rev. E*, vol. 59, no. 5, page 6037, 1999. [25](#)
- [Schroeder 06] C.B. Schroeder, WM Fawley, E. Esarey & WP Leemans. *Design of an XUV FEL Driven by the Laser-Plasma Accelerator at the LBNL LOASIS Facility*. In *Proceedings of FEL 2006*, BESSY, Berlin Germany, 2006. [145](#)
- [Schwoerer 06] H. Schwoerer, B. Liesfeld, H.-P. Schlenvoigt, K.-U. Amthor & R. Sauerbrey. *Thomson-Backscattered X Rays From Laser-Accelerated Electrons*. *Phys. Rev. Lett.*, vol. 96, page 014802, 2006. [144](#)

- [Semushin 01] S. Semushin & V. Malka. *High density gas jet nozzle design for laser target production*. Rev. Sci. Instrum., vol. 72, pages 2961–2965, 2001. [69](#)
- [Shorokhov 03] O. Shorokhov, A. Pukhov & I. Kostyukov. *Self-compression of laser pulses in plasma*. Phys. Rev. Lett., vol. 91, no. 26, page 265002, 2003. [17](#)
- [Spence 00] D. J. Spence & S. M. Hooker. *Investigation of a hydrogen plasma waveguide*. Phys. Rev. E, vol. 63, no. 1, page 015401, Dec 2000. [151](#), [152](#)
- [Sprangle 87] P. Sprangle, C.-H. Tang & E. Esarey. *Relativistic self-focusing of short-pulse radiation beams in plasmas*. IEEE Trans. Plasma Sci., vol. PS-15, no. 2, pages 145–153, 1987. [17](#)
- [Sprangle 90] P. Sprangle, E. Esarey & A. Ting. *Nonlinear Theory of Intense Laser-Plasma Interaction*. Phys. Rev. Lett., vol. 64, no. 17, page 2011, 1990. [11](#), [17](#)
- [Strickland 85] D. Strickland & G. Mourou. *Compression of amplified chirped optical pulses*. Opt. Comm., vol. 56, pages 219–221, 1985. [1](#)
- [Suk 01] H. Suk, N. Barov, J. B. Rosenzweig & E. Esarey. *Plasma Electron Trapping and Acceleration in a Plasma Wake Field Using a Density Transition*. Phys. Rev. Lett., vol. 86, no. 6, page 1011, 2001. [24](#), [87](#)
- [Sun 87] G. Sun, E. Ott, Y. C. Lee & P. Guzdar. *Self-focusing of short intense pulses in plasmas*. Phys. Fluids, vol. 30, no. 2, pages 526–532, 1987. [14](#), [17](#)
- [Tajima 79] T. Tajima & J. M. Dawson. *Laser Electron Accelerator*. Phys. Rev. Lett., vol. 43, no. 4, page 267, 1979. [2](#), [11](#)
- [Thaury 07] C. Thaury, F. Quere, J.-P. Geindre, A. Levy, T. Ceccotti, P. Monot, M. Bougeard, F. Reau, P. d'Oliveira, P. Audebert, R. Marjoribanks & Ph. Martin. *Plasma mirrors for ultrahigh-intensity optics*. Nat Phys, vol. 3, no. 6, pages 424–429, June 2007. [1](#)
- [Thomas 07] A. G. R. Thomas, S. P. D. Mangles, Z. Najmudin, M. C. Kaluza, C. D. Murphy & K. Krushelnick. *Measurements of Wave-Breaking Radiation from a Laser-Wakefield Accelerator*. Phys. Rev. Lett., vol. 98, no. 5, page 054802, 2007. [80](#)
- [Ting 90] A. Ting, E. Esarey & P. Sprangle. *Nonlinear wake-field generation and relativistic focusing of intense laser pulses in plasmas*. Phys. Fluids B, vol. 2, no. 6, page 1390, 1990. [17](#)
- [Tonks 29] Lewi Tonks & Irving Langmuir. *Oscillations in Ionized Gases*. Phys. Rev., vol. 33, no. 2, pages 195–210, Feb 1929. [8](#)

- [Tsong 02] F. S. Tsung, C. Ren, L. O. Silva, W. B. Mori & T. Katsouleas. *Generation of ultra-intense single-cycle laser pulses by using photon deceleration*. Proc. Nat. Acad. Science, vol. 99, no. 1, pages 29–32, 2002. [17](#)
- [Tzoufras 08] M. Tzoufras, W. Lu, F. S. Tsung, C. Huang, W. B. Mori, T. Katsouleas, J. Vieira, R. A. Fonseca & L. O. Silva. *Beam Loading in the Nonlinear Regime of Plasma-Based Acceleration*. Phys. Rev. Lett., vol. 101, no. 14, page 145002, 2008. [16](#), [63](#), [110](#), [111](#), [121](#), [129](#)
- [Umstadter 96] D. Umstadter, S.-Y. Chen, A. Maksimchuk, G. Mourou & R. Wagner. *Nonlinear optics in plasmas and laser wake field acceleration of electrons*. Science, vol. 273, page 472, 1996. [24](#), [27](#), [77](#)
- [van Tilborg 07] J. van Tilborg, C. B. Schroeder, Cs. Tóth, C. G. R. Geddes, E. Esarey & W. P. Leemans. *Single-shot spatiotemporal measurements of high-field terahertz pulses*. Opt. Lett., vol. 32, no. 3, pages 313–315, 2007. [128](#)
- [Zeitoun 04] Ph. Zeitoun, G. Faivre, S. Sebban, T. Mocek, A. Hallou, M. Fajardo, D. Aubert, Ph. Balcou, F. Burgy D. Douillet, S. Kazamias, G. de Lachèze-Murel, T. Lefrou, S. le Pape, P. Mercere, H. Merdji, A. S. Morlens, J. P. Rousseau & C. Valentin. *A high-intensity highly coherent soft X-ray femtosecond laser seeded by a high harmonic beam*. Nature, vol. 431, page 426, 2004. [1](#)
- [Zhang 03] P. Zhang, N. Saleh, S. Chen, Z. Sheng & D. Umstadter. *An optical trap for relativistic plasma*. Phys. Plasmas, vol. 10, page 2093, 2003. [29](#), [80](#)

Accélération d'électrons dans l'interaction laser-plasma : développement et caractérisation d'un injecteur optique.

Résumé

Dans tout accélérateur de particules, l'injecteur est d'une importance cruciale car il détermine la plupart des caractéristiques du faisceau accéléré. Les accélérateurs laser plasma, basés sur l'interaction d'une impulsion laser ultra brève et ultra intense avec un plasma sous dense, ne dérogent pas à cette règle. Cependant, pour ces accélérateurs ultra compacts, l'injection est un véritable défi : pour obtenir une source de bonne qualité, il faut injecter un faisceau d'électrons ultra court synchronisé très précisément avec le laser. Dans cette thèse, la pertinence d'un injecteur optique, utilisant une deuxième impulsion laser, est démontrée expérimentalement. Cet injecteur permet d'obtenir des faisceaux d'électrons mono-énergétiques de façon stable. De plus, cet injecteur permet de régler les paramètres du faisceau produit. Ainsi l'énergie, la charge et la dispersion en énergie du faisceau sont ajustables simplement, en changeant les paramètres de la deuxième impulsion laser. Ces contrôles supplémentaires permettent d'étudier précisément les phénomènes physiques ayant lieu lors de l'accélération du faisceau d'électrons. Ainsi, les effets de *beam loading*, liés à l'interaction du faisceau d'électrons avec le plasma, ont pu être mis en évidence et étudiés. L'optimisation de l'injecteur a permis d'obtenir les faisceaux d'électrons les plus fins spectralement mesurés à ce jour dans l'interaction laser plasma, avec des dispersions en énergie de l'ordre du pourcent.

Electron acceleration in laser-plasma interaction : development and characterization of an optical injector

Abstract

In any particle accelerator, the injector plays a crucial role since it determines most of the characteristics of the accelerated beam. This is also true for laser-plasma accelerators, that are based on the interaction of an ultra short, ultra intense laser with an underdense plasma. However, due to the compacity of these accelerators, injection is a real challenge : to obtain a good beam quality, injected electron beams have to be ultra short and precisely synchronized with the laser. In this manuscript, the relevance of an optical injector, that relies on a second laser pulse, is experimentally demonstrated. With this injector, mono energetic electron beams have been produced in a stable manner. Moreover, this injector gives control over the electron beam parameters. Using the parameters of the second laser pulse, it has been proven that the energy, the charge and the energy spread of the accelerated beam can be simply tuned. Those additional controls make it possible to study in great details the physical phenomena at play during the acceleration. Beam loading effects, due to the interaction of the accelerated bunch with the plasma, have been identified and studied. With optimized injector parameters, the narrowest electron beams measured to date in the laser plasma interaction have been obtained, with a relative energy spread of 1%.