



HAL
open science

Accélération d'ions par interaction laser-matière en régime de ultra haut contraste laser

Anna Lévy

► **To cite this version:**

Anna Lévy. Accélération d'ions par interaction laser-matière en régime de ultra haut contraste laser. Physique [physics]. Université Paris Sud - Paris XI, 2008. Français. NNT : . tel-00337151

HAL Id: tel-00337151

<https://theses.hal.science/tel-00337151>

Submitted on 6 Nov 2008

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.

UNIVERSITE PARIS-SUD
U.F.R. SCIENTIFIQUE D'ORSAY

Thèse présentée pour obtenir le grade de

DOCTEUR EN SCIENCES
DE L'UNIVERSITE PARIS XI ORSAY

Spécialité : Physique des Plasmas

par

Anna Lévy

**Accélération d'ions par interaction
laser-matière en régime de ultra haut
contraste laser**

soutenue publiquement le 26 Septembre 2008 devant le jury composé de :

| | |
|------------------------|--------------------|
| M. Julien Fuchs | Rapporteur |
| M. Laurent Gremillet | Invité |
| Mme Annie Klisnick | Examinatrice |
| M. Victor Malka | Examineur |
| M. Philippe Martin | Directeur de thèse |
| M. Patrick Mora | Président |
| M. Vladimir Tikhonchuk | Rapporteur |

Remerciements

Avant d'entamer la présentation de ce travail de thèse, je tiens à remercier toutes les personnes qui ont participé à sa réalisation, que ce soit du point de vue scientifique ou du soutien personnel.

Je remercie tout d'abord Didier Normand et Cécile Reynaud de m'avoir permis de mener à bien cette étude, dans d'excellentes conditions de travail, au sein du Service de Photons Atomes et Molécules.

Mes remerciements vont ensuite à Philippe Martin qui a encadré ma thèse en m'incitant à aller toujours plus loin. Sa motivation et son enthousiasme contagieux m'ont appris à prendre du recul et à travailler efficacement. Au cours de nos nombreuses discussions, il a su me diriger sur les voies les plus prometteuses et en me poussant en avant, m'introduire dans la communauté scientifique internationale de l'interaction laser-plasma.

Un merci tout particulier à Tiberio Ceccotti, co-directeur de cette thèse, sans qui ces travaux n'auraient pu aboutir et à qui je dois beaucoup. En me faisant confiance, il m'a permis de suivre et participer activement à l'ensemble du travail de recherche, de la conception des expériences jusqu'à leur interprétation. Il m'a consacré beaucoup de son temps et a toujours été prêt à répondre à toutes mes interrogations. Grâce à ces échanges et son aide, j'ai pu faire aboutir nos travaux de recherche, et ce, dans des conditions particulièrement agréables.

Je tiens également à remercier l'ensemble des membres de mon jury : Patrick Mora, qui en a assuré la présidence et avec qui j'ai quelques fois eu l'occasion de discuter de nos résultats, Julien Fuchs et Vladimir Tikhonchuk qui se sont acquittés de la lourde tâche de rapporteurs et dont le retour m'a été très profitable en soulevant de nombreuses questions, Victor Malka et Annie Klisnick pour l'intérêt qu'ils ont porté à mon travail en participant à ce jury et enfin un merci à Laurent Gremillet pour l'ensemble de ses

remarques et pour toutes les réponses ou idées qu'il m'a apportées tout au long de mon travail.

Je suis très reconnaissante à Erik Lefebvre qui a suivi mon cheminement dès le début de mon stage de Master 2 en m'introduisant dans un premier temps à l'utilisation des codes numériques. A chacune de nos discussions, grâce à ses remarques toujours très justes, j'ai appris à ne laisser rien au hasard et à justifier chacun de mes propos. Ses explications très pédagogiques m'ont aussi permis d'éclaircir de nombreux aspects de la physique des plasmas.

Je souhaite aussi chaleureusement remercier Rachel Nuter qui m'a consacré de nombreuses heures de son temps de travail. Grâce à elle et nos très fréquentes discussions, j'ai pu beaucoup échanger et construire avec elle les interprétations de nos résultats expérimentaux. Elle m'a beaucoup apporté en m'apprenant à raisonner pas à pas. Son enthousiasme et sa motivation m'ont aidé à y croire même lorsque le chemin me semblait encore long.

Je ne peux évidemment pas oublier Fabrice Réau avec qui j'ai interagi tout au long des expériences que nous avons menées. Toujours prêt à m'aider, il a activement participé à notre travail. J'ai beaucoup appris de lui et son soutien dans les moments de découragement m'ont permis d'aller de l'avant. Un grand merci aussi à Pascal d'Oliveira pour sa disponibilité malgré un emploi du temps très chargé. Ses explications toujours très claires sur les détails obscurs du laser m'ont permis de saisir des notions qui m'étaient très éloignées.

Un chaleureux merci à Horia Popescu qui a dû partager mon bureau et me supporter durant deux années. Son ingéniosité et son intuition physique m'ont beaucoup apporté. Merci d'avoir participé à mon travail de recherche dans cette ambiance toujours très joviale.

L'avis éclairé de Pascal Monot et son point de vue toujours intéressant m'ont été très instructifs. Un merci aussi à Fabien Quéré pour toutes les questions qu'il a levées sur mon travail et mes résultats et merci à Michel Bougeard pour tous ces plans et ses idées ingénieuses. Guy Bonnaud avec qui j'ai pu interagir à la fin de ma thèse m'a aussi permis d'éclaircir certains de mes résultats et apporter un point de vue nouveau. Enfin, je tiens à remercier l'ensemble de l'équipe au sein de laquelle j'ai eu la chance de profiter d'un chaleureux accueil : merci à Benjamin, Cedric, Delphine, Hélise, Hervé G., Hervé L., Julien, Mikael, Sandrine et Stéphane.

Ma thèse a aussi été ponctuée de nombreuses collaborations et de groupes de recherche dont je voudrais aussi remercier les acteurs pour les échanges scientifiques très riches que j'ai pu avoir avec eux : merci à Alex Andreev, Ondrej Klimo, Jiri Limpouch, Patrick Combis, Rolf Loch, Patrizio Antici et Patrick Audebert.

Enfin, ce travail n'aurait pu voir le jour sans le soutien de l'ensemble de mes proches dont je tiens à saluer la patience. J'en oublierai sûrement mais un grand merci à mes parents, mes frère et soeurs et leur petite famille, tous les membres de ma famille qui m'ont suivi de près à Paris ou de loin au Mexique et au Brésil, une pensée pour mes amis qui m'ont permis d'oublier la physique de temps à autres et qui ont été là lorsque j'en avais besoin : Ben, Caroline, Cyrille, Erica, Guy-al, Mohamed, Olivier, Perceval, Renato, Sébastien ...

Résumé

Grâce au développement récent des lasers de puissance, le domaine de l'interaction laser-matière a beaucoup évolué en ouvrant depuis quelques années, entre autres, la possibilité de générer des faisceaux de particules chargées à des énergies atteignant plusieurs MeV.

Soumise à de très fortes intensités laser ($> 10^{18}$ W/cm²), une cible solide est rapidement transformée en plasma. Une fraction de sa population électronique est accélérée à des vitesses proches de celle de la lumière et traverse la cible. Dès lors, un champ électrostatique très intense (\sim TV/m) se met en place par séparation de charge entre ces électrons et les ions de la cible, accélérant ces derniers à des énergies très élevées (\sim MeV). Les faisceaux de particules ainsi produits affichent des caractéristiques particulièrement intéressantes pour différentes applications (diagnostics de plasmas denses, fusion inertielle, protonthérapie...). Cependant, malgré la montée en puissance des installations laser, pour nombre de ces applications, les énergies atteintes restent aujourd'hui insuffisantes, suscitant un important effort de recherche visant à optimiser les processus d'accélération.

En se plaçant dans un régime d'interaction qualifié de ultra-haut contraste, pour lequel on s'affranchit du piédestal de l'impulsion principale, nous avons pu étudier l'influence de l'épaisseur de la cible sur l'accélération des ions et dégager l'intérêt de l'interaction avec des feuilles minces. Au-delà d'un accroissement de l'énergie et du nombre d'ions accélérés par réduction de l'épaisseur de la cible, nous avons mis en évidence les caractéristiques de chaque étape de l'interaction allant des processus de chauffage électronique à l'ionisation de la cible.

De plus, en tirant parti de ces conditions optimales d'interaction, nous avons étudié l'influence d'un gradient ionique en face arrière de la cible sur l'accélération des ions. Nos observations expérimentales ont pu être reliées, grâce à une étude numérique approfondie, à un mécanisme fin de déferlement ionique.

Abstract

Recent advances in high-intensity laser technology have opened up new perspectives in the relativistic laser-plasma interaction domain as the acceleration of ion beams to energies of several MeV. During the interaction, a part of the target electrons is heated through different absorption mechanisms and can reach relativistic velocities. Leaving the back side of the target, these hot electrons create a strong (\sim TV/m) electrostatic field which accelerates the ions of the target, constituting a dense, ultrafast beam of high energy ions with remarkable qualities for many applications (protontherapy, inertial fusion, probing of electric fields in dense plasmas...). Presently, one of the most important trends in research is devoted to increase the maximum attainable energy as this could further enhance the range of application.

Our work demonstrate the possibility to increase the ion energy using ultra-thin foils. The ion energy is actually found to be inversely proportional to the target thickness. However, the use of this kind of target requires a laser pulse with a high temporal contrast ratio, the pedestal being otherwise strong enough to destroy the foil before the arrival of the main pulse. Thanks to the implementation of a double plasma mirror, we were able to increase our laser contrast of a factor about 10^4 allowing the main femto-second laser peak interact with a pre-plasma free, solid target.

We present herein a complete characterization of proton beam emissions and underline the influence of the target thickness on their maximal energy. We studied each stage of the acceleration process and identified the main mechanism responsible of the electronic heating. In addition, we show how analyzing the behaviour of others accelerated ions (C, O, N...), we obtained a better understanding of the ionization processes involved. Finally, we present a study of the rear side plasma gradient influence on the ion acceleration. Both experimental and numerical results show that owing to the presence of a density gradient the acceleration process is perturbed by ions wave breaking .

Table des matières

| | |
|---|------------|
| Résumé | vi |
| Abstract | vii |
| Introduction | 3 |
| 1 Génération d'impulsions à ultra-haut contraste | 11 |
| 1.1 Introduction | 11 |
| 1.1.1 La technique CPA (Chirped Pulse Amplification) . . . | 11 |
| 1.1.2 Le contraste temporel | 14 |
| 1.2 Le Double Miroir Plasma | 15 |
| 1.2.1 Effet du miroir plasma | 15 |
| 1.2.2 Conception du Double Miroir Plasma | 17 |
| 1.2.3 Tests de fonctionnement, optimisation et caractérisation de l'impulsion | 20 |
| 1.3 Conclusion et perspectives d'expériences | 24 |
| 2 Approche théorique de l'accélération d'ions par interaction laser-cible solide | 27 |
| 2.1 Introduction et définition des grandeurs caractéristiques | 27 |
| 2.1.1 Le régime relativiste | 28 |
| 2.1.2 Grandeurs caractéristiques de l'interaction laser-plasma | 29 |
| 2.1.3 Profil de densité d'un plasma soumis à un champ laser | 30 |
| 2.2 Chauffage électronique | 32 |
| 2.2.1 Absorption collisionnelle (Bremsstrahlung inverse) . . . | 32 |
| 2.2.2 Effet de peau anormal et "Sheath Inverse Bremsstrahlung" | 33 |
| 2.2.3 Absorption résonnante | 34 |
| 2.2.4 Chauffage d'écrantage (Vacuum heating) | 36 |
| 2.2.5 Chauffage pondéromoteur ($J \times B$ Heating) | 36 |
| 2.2.6 Absorption par instabilités paramétriques | 37 |

| | | |
|----------|---|------------|
| 2.3 | Dynamique ionique | 38 |
| 2.3.1 | Mécanismes d'accélération pour $I_0 \leq 10^{20}$ W/cm ² | 39 |
| 2.3.2 | Mécanismes d'accélération pour $I_0 > 10^{20}$ W/cm ² | 44 |
| 2.4 | Modélisation numérique des plasmas générés par laser | 46 |
| 2.4.1 | Code hydrodynamique ESTHER | 46 |
| 2.4.2 | Codes particuliers | 47 |
| 2.5 | Conclusion préliminaire | 49 |
| 3 | Accélération d'ions par interaction laser-feuille mince | 51 |
| 3.1 | Dispositif expérimental | 52 |
| 3.1.1 | Montage et caractéristiques laser | 52 |
| 3.1.2 | Détection d'ions | 53 |
| 3.2 | Influence de l'épaisseur de la cible et symétrie d'accélération | 60 |
| 3.2.1 | Introduction | 60 |
| 3.2.2 | Influence de l'épaisseur de la cible sur l'émission face arrière à "Bas Contraste" | 64 |
| 3.2.3 | Discussion et interprétation | 66 |
| 3.2.4 | Influence de l'épaisseur de la cible sur l'émission face arrière à "Ultra-Haut Contraste" | 75 |
| 3.2.5 | A Ultra-Haut Contraste : le profil de densité | 78 |
| 3.2.6 | Simulation 2D PIC : Ultra-Haut Contraste et feuilles minces | 79 |
| 3.2.7 | Modèle semi-analytique : recirculation des électrons ou absorption laser | 89 |
| 3.2.8 | Discussion : accélération d'ions sur feuilles minces | 97 |
| 3.2.9 | Symétrie de l'accélération et caractérisation des sources de protons | 99 |
| 3.2.10 | Discussion et interprétation | 106 |
| 3.3 | Mécanismes de chauffage électronique | 111 |
| 3.3.1 | Introduction et présentation de l'expérience | 111 |
| 3.3.2 | Résultats expérimentaux : influence de la polarisation | 112 |
| 3.3.3 | Interprétation qualitative | 114 |
| 3.3.4 | Discussion et simulations PIC | 116 |
| 3.4 | Ionisation de la cible | 121 |
| 3.4.1 | Introduction et origine des ions | 121 |
| 3.4.2 | Ionisation sur cible mince, accélération d'ions carbone | 125 |
| 3.4.3 | Une ionisation à ultra-haut contraste plus efficace ? | 134 |
| 4 | Etude expérimentale et numérique de l'influence d'une impulsion sonde en face arrière d'une cible solide | 137 |
| 4.1 | Dispositif expérimental | 138 |

| | | |
|---|--|------------|
| 4.1.1 | Montage expérimental | 138 |
| 4.1.2 | Détermination du zéro temporel | 140 |
| 4.2 | Influence d'un gradient ionique en face arrière d'une cible solide | 141 |
| 4.2.1 | Introduction et objectifs de l'étude | 141 |
| 4.2.2 | Approche théorique et déferlement ionique | 142 |
| 4.2.3 | Résultats expérimentaux : influence du gradient ionique sur l'accélération des protons | 147 |
| 4.2.4 | Discussion et interprétation | 148 |
| 4.2.5 | Influence du gradient ionique sur l'accélération des ions carbone | 155 |
| 4.2.6 | Influence du gradient ionique de la face arrière sur l'accélération face avant | 158 |
| 4.3 | Une caractérisation du processus d'accélération? | 160 |
| Conclusion | | 165 |
| A Techniques de génération d'impulsions laser à ultra-haut contraste | | 167 |
| A.1 | Injection d'impulsions plus intenses | 167 |
| A.2 | Cellules de Pockels rapides | 168 |
| A.3 | Technique d'amplification OPCPA | 168 |
| A.4 | "Double CPA" | 169 |
| A.5 | Doublage en fréquence | 169 |
| B Détection d'ions | | 171 |
| B.1 | Parabole de Thomson | 171 |
| B.1.1 | Principe général et caractéristiques du diagnostic . . . | 171 |
| B.1.2 | Analyse des données | 172 |
| B.1.3 | Calibration | 174 |
| B.2 | Spectromètre à films radiochromiques | 177 |
| B.2.1 | Principe général et caractéristiques du diagnostic . . . | 177 |
| B.2.2 | Analyse des données | 177 |
| Bibliographie | | 181 |
| Table des figures | | 195 |
| Liste des tableaux | | 200 |
| Publications | | 205 |
| Participation personnelle | | 208 |

Liste des notations principales

Constantes

| | |
|--------------|------------------------------------|
| c | vitesse de la lumière dans le vide |
| ϵ_0 | permittivité du vide |
| μ_0 | perméabilité magnétique du vide |
| k_B | constante de Boltzmann |
| m_e | masse électronique |
| m_i, m_p | masse ionique, masse d'un proton |
| e | charge élémentaire |
| a_b | rayon de Bohr |

Symboles

| | |
|--------------------------|---|
| $I_0, I_{0,18}$ | éclairage d'une impulsion laser, en 10^{18} W/cm ² |
| τ_0 | durée d'une impulsion laser |
| k_0 | nombre d'onde d'une impulsion laser |
| λ_0, ω_0 | longueur d'onde et pulsation d'une source laser |
| \mathbf{E}, \mathbf{B} | champ électrique et magnétique |
| \mathbf{A} | potentiel vecteur |
| γ | facteur de Lorentz |
| n_e, n_i | densité électronique et ionique |
| n_c | densité critique |
| ω_{pe} | pulsation plasma électronique |
| ω_{pi} | pulsation plasma ionique |
| λ_{pe} | longueur de Debye électronique |

Introduction

Durant les trente dernières années, le développement technologique des lasers a fait beaucoup évoluer le domaine de l'interaction laser-matière. Les lasers les plus performants, utilisés pour ce type d'expériences jusqu'à la fin des années 70, étaient des lasers CO_2 permettant d'atteindre des éclaircissements de quelques 10^{17} W/cm^2 et des durées d'impulsions inférieures à la nanoseconde [1]. Au milieu des années 80, une étape importante a été franchie avec l'arrivée des lasers basés sur la méthode CPA ([2, 3])("Chirped pulse amplification" ou "Amplification à dérive de fréquences"). Cette nouvelle technique a permis de réduire considérablement la durée des impulsions en passant sous la barre de la picoseconde tout en gardant une quantité d'énergie importante (plusieurs centaines de mJ). Il est alors devenu possible d'atteindre des intensités sur cible supérieures à 10^{18} W/cm^2 . Au-delà de cette valeur, les électrons, accélérés dans le champ laser, oscillent à des vitesses relativistes et sont à l'origine de différents mécanismes, jusqu'alors tout à fait négligeables.

Aujourd'hui, il existe de nombreuses installations à travers le monde capables de fournir de telles impulsions brèves avec des intensités allant jusqu'à 10^{20} W/cm^2 . La physique de l'interaction laser-plasma s'est donc largement élargie à de nouveaux domaines d'étude. En particulier, l'accélération d'électrons [4, 5], d'ions [6, 7] et la génération de nouvelles sources de rayonnement UV [8, 9] par laser ont connu un important développement. L'étude présentée dans cette thèse va précisément explorer l'accélération ionique à partir de cibles à la densité du solide.

L'accélération d'ions en régime relativiste

Comme nous l'avons mentionné précédemment, ce qui caractérise le régime laser de "Ultra-Haute Intensité" (UHI, $I_0 > 10^{18} \text{ W/cm}^2$) est la vitesse d'oscillation relativiste des électrons dans le champ électrique du laser engendrant l'ensemble des processus conduisant à l'émission d'ions lors de l'interaction de l'impulsion laser avec une cible solide.

Communément, on distingue le régime relativiste du régime classique en se référant à la vitesse d'oscillation des électrons, calculée dans le régime classique, normalisée à la vitesse de la lumière. On définit le paramètre a_0 , sans dimension, de la façon suivante :

$$a_0 = \frac{eE_0}{\omega_0 m_e c} = 0.85 \sqrt{I_{0,18} \lambda_{0,\mu m}^2}$$

où E_0 est l'amplitude du champ électrique du laser, ω_0 sa fréquence, $I_{0,18}$ l'intensité laser exprimée en 10^{18} W/cm² et $\lambda_{0,\mu m}$ sa longueur d'onde en μm . Il en découle que si $a_0 \ll 1$, l'interaction pourra être traitée de façon classique alors que si $a_0 \geq 1$, un traitement relativiste est nécessaire.

L'accélération d'ions dans le cas où $a_0 \ll 1$ est un phénomène bien connu depuis longtemps [10, 11] car toujours observé lors de l'interaction d'une impulsion laser avec une cible solide. Dans ce cas, les processus d'absorption de l'énergie laser par les électrons se produisent essentiellement via des phénomènes collisionnels (Bremsstrahlung inverse...) et conduisent à une détente isotrope de la cible ionisée donnant lieu à une émission d'ions à des énergies modérées (\leq MeV) et dans un angle solide très large. C'est ce que l'on appelle habituellement le régime d'ablation.

La situation devient radicalement différente en régime relativiste et pour des impulsions très brèves (sub-picoseconde). Si $a_0 \geq 1$, des ions sont émis en face arrière de la cible (face non-irradiée) et les processus qui mènent à cette accélération peuvent être décomposés, de façon très succincte, en trois étapes :

1. L'impulsion laser ionise la cible très rapidement (dans le front de montée de l'impulsion) et interagit en premier lieu avec les électrons du plasma ainsi généré. A cause de leur masse beaucoup plus importantes que celle des électrons ($m_p = 1836 m_e$), on peut considérer les ions comme immobiles durant cette étape. Une population d'électrons est alors accélérée vers l'intérieur de la cible via différents processus d'absorption du laser.
2. Les électrons traversent la cible et débouchent sur la face non-irradiée par le laser qui se charge positivement. Se crée alors une force de rappel qui maintient les électrons à une très courte distance de l'ordre de la longueur de Debye ($\lambda_D \simeq \mu m$) de sorte qu'un champ électrostatique très intense (\simeq quelques TV/m) se met en place entre ce nuage d'électrons chauds et la cible.

3. Ce champ ionise et accélère ensuite les ions de la cible, perpendiculairement à la surface, à des énergies élevées, de l'ordre de plusieurs MeV. Plus spécifiquement, les ions accélérés prioritairement à cause de leur rapport masse sur charge particulièrement favorable sont les protons issus des contaminants (hydrocarbures, eau...) [12] présents sur la surface de la cible.

Il faut par ailleurs noter qu'une émission en face avant de la cible dans ces conditions d'interaction est aussi envisageable via le même mécanisme. Cependant, comme nous le verrons dans ce manuscrit, les caractéristiques spatiales et l'énergie de ces faisceaux sont amoindries par la présence du laser sur ce côté de la cible (son profil temporel, contraste), et plus spécifiquement le plasma en détente qu'il génère.

Les toutes premières observations expérimentales, en régime relativiste, de faisceaux d'ions émis en face arrière d'une cible solide ont été publiées en 2000 par trois groupes de recherche indépendants [7, 6, 13]. Ce n'est qu'une année après que ce scénario d'accélération a été proposé par S. C. Wilks et al. (2001) [14], élaboré auparavant par [15, 16, 17]. Confirmé expérimentalement par différentes études et présenté ici de façon simplifiée, il est connu aujourd'hui sous le nom de "**Target Normal Sheath Acceleration**" (TNSA). On remarquera qu'à des intensités plus importantes ($I_0 \sim 10^{21}$ W/cm²), et pas encore accessibles à l'expérience, d'autres mécanismes peuvent entrer en jeu dans l'accélération d'ions (Shock Wave Acceleration [18], Radiation Pressure Acceleration [19], Laser Break-out Afterburner [20],...).

Propriétés et applications

De nombreuses études, aussi bien expérimentales que numériques, ont montré que les faisceaux d'ions émis en face arrière de la cible dans ce régime d'interaction ont des propriétés très intéressantes pour différentes applications.

L'ensemble de ces travaux a mis en évidence que ces ions, émis par paquets d'une durée de l'ordre de la picoseconde, présentent une distribution en énergie Maxwellienne affichant aux valeurs les plus élevées une énergie de coupure, typique, de ce processus d'accélération. A titre d'exemple, à ce jour, les protons les plus énergétiques ont été générés au Lawrence Livermore National Laboratory sur le laser Nova PW [6, 21]. En focalisant une impulsion de 400 J d'une durée de 500 fs, un faisceau de 3×10^{13} protons a été mesuré avec une énergie maximale de 60 MeV.

Les propriétés spatiales de ces paquets d'ions sont remarquables puisqu'ils sont très bien collimatés, laminaires et ont une faible émittance [22, 23]. Ces caractéristiques intéressent différentes communautés scientifiques pour de nombreuses applications :

- **L'allumage rapide pour la fusion inertielle** : L'objectif de la Fusion par Confinement Inertiel (FCI) consiste à déclencher une réaction de fusion nucléaire d'un mélange de combustibles légers (par exemple un mélange de Deutérium/Tritium) en comprimant par laser la matière jusqu'à vaincre la répulsion coulombienne des noyaux. Mais les critères requis pour les installations laser permettant d'approcher le point de fusion sont très contraignants, particulièrement en coût d'énergie. L'une des pistes proposées consiste à allumer la réaction de fusion grâce à un faisceau de particules énergétiques allant déposer leur énergie au centre de la capsule de combustibles [24] permettant ainsi de relâcher les contraintes sur les faisceaux destinés à la compression. Pour que cette thématique puisse aboutir, un travail d'optimisation des faisceaux de particules et une étude détaillée de leur transport dans un plasma de fusion restent à faire.
- **Source pour la radiographie** : Grâce à leurs caractéristiques spatiales (angle de divergence $\simeq 20^\circ$, émittance normalisée $\simeq 0.0025 \pi$ mm mrad, excellente laminarité [22, 25]) et à la courte durée de l'accélération (de l'ordre de la picoseconde), les faisceaux de protons sont d'excellents candidats pour des diagnostics de radiographie de plasmas résolue en temps. Deux thématiques principales sont actuellement développées :
 - 1) En tirant parti du pouvoir d'arrêt des protons dans des matériaux denses, ces faisceaux peuvent être utilisés afin de sonder un plasma et remonter à sa carte de densité. On peut ainsi reconstruire la dynamique d'un plasma (par exemple l'implosion d'une capsule destinée à des expériences pour la FCI [26]).
 - 2) De par leur charge électrique, les protons traversant un plasma sont déviés par les champs électriques et magnétiques présents. Parmi les exemples de l'exploitation d'une telle propriété, on citera différents travaux [27, 28].
- **Traitement de tumeurs cancéreuses (Protonthérapie)** : L'une des principales motivations pour l'optimisation de la génération d'ions énergétiques par laser est leur utilisation potentielle dans le domaine médical comme traitement des tumeurs cancéreuses. Les centres de

protonthérapie aujourd'hui opérationnels utilisent des protons à très hautes énergies (de l'ordre de 250 MeV), issus d'accélérateurs classiques (cyclotrons, synchrotrons). Malgré les nombreuses étapes qu'il reste à franchir [29], le recours aux protons produits par interaction laser-matière, permettrait une importante réduction de la taille et des coûts des installations, rendant cette approche thérapeutique accessible à un plus grand nombre d'établissements de soins.

Dans le même secteur d'activité, des études numériques de faisabilité ont montré que ces sources d'ions peuvent servir dans la production de radio-isotopes utilisés comme traceurs en médecine [30].

- **Chauffage isochore de la matière :** Dans un tout autre domaine, de récents travaux [31] ont mis en évidence qu'en irradiant une cible avec ces faisceaux de protons, il est possible de chauffer la matière de façon isochore à une température de quelques électronvolts à la densité du solide. En effet, les autres alternatives explorées jusqu'alors (choc induit par laser, rayonnements X, ions issus d'accélérateurs classiques) ne permettent pas de déposer l'énergie dans un temps suffisamment court : la détente hydrodynamique du plasma a lieu durant la phase de chauffage (le temps caractéristique de la détente étant de l'ordre d'une dizaine de picosecondes). Cette nouvelle piste présente un intérêt majeur pour la communauté scientifique étudiant les plasmas stellaires.

Cette liste, non-exhaustive, des potentielles utilisations (variées et de grande envergure) de cette nouvelle "technique" d'accélération de particules donne un aperçu des enjeux qui guident l'ensemble des études menées sur ce thème. De façon plus générale, compte tenu de leurs remarquables propriétés, les faisceaux issus de l'interaction laser cible solide pourraient contribuer à une évolution conséquente des accélérateurs classiques pour lesquels ils pourraient servir d'injecteurs [23].

Dans ce cadre, les efforts sont donc fournis sur deux axes principaux :

Optimisation des faisceaux d'ions :

Tout d'abord, en termes d'énergie, les records atteints jusqu'à maintenant sont loin de satisfaire les critères requis pour concurrencer les accélérateurs classiques. En effet, des énergies de l'ordre de 60 MeV sont nécessaires pour traiter des tumeurs de l'oeil et plus de 200 MeV pour atteindre celles situées à l'intérieur du corps [32]. Pour d'autres applications (comme l'allumage rapide ou la radiographie de plasmas denses), les énergies produites aujourd'hui sont satisfaisantes contrairement au nombre de charges qui reste insuffisant.

D'autres paramètres, aussi contraignants, tels que la divergence du faisceau ou la stabilité du nombre de particules produites à chaque tir et de leur distribution énergétique restent à optimiser.

Production de faisceaux mono-énergétiques :

Une des plus importantes caractéristiques de ces sources, intrinsèque au schéma d'accélération, est que les particules générées sont distribuées suivant un spectre en énergie Maxwellien (à une ou plusieurs températures). Cela s'avère être un avantage pour la radiographie puisque, du fait des différences de temps de vol, chaque composante énergétique de la distribution spectrale de la source sondera l'échantillon à un moment différent. La détection de la totalité du spectre par un capteur multicouche donne alors accès à l'historique du mécanisme étudié. Cela dit, pour d'autres applications (en particulier pour la protonthérapie) il serait par contre souhaitable de réduire au maximum leur distribution spectrale. Différentes configurations sont étudiées aujourd'hui afin de produire des faisceaux quasi mono-énergétiques, en jouant soit sur les caractéristiques de la cible [33, 34], soit en amont sur le laser [35], ou en aval de l'accélération [36].

D'autre part, afin de progresser dans ce domaine et de rendre ces sources de particules maniables et accordables, il est primordial d'étudier et comprendre le détail des différents processus qui entrent en jeu lors de l'interaction (ionisation, absorption du laser, accélération et transport des électrons, accélération des différents familles ioniques,...). Ceci fait l'objet de nombreuses études qui tendent à clarifier certains de ces aspects en analysant l'influence des différents paramètres de l'interaction ou en projetant les futurs résultats par l'intermédiaire de lois d'échelle construites sur la base de modèles théoriques, simulations et résultats expérimentaux.

C'est dans ce cadre très riche à la fois de résultats et de progrès à fournir que se situe le travail de thèse présenté dans ce manuscrit. L'axe d'étude que nous avons choisi d'approfondir, grâce au laser UHI10 du CEA Saclay, porte sur l'optimisation des faisceaux d'ions en se plaçant dans un régime d'accélération dit de "Ultra-Haut Contraste laser".

Motivations et plan du mémoire de thèse : l'accélération d'ions en régime de Ultra-Haut Contraste

L'efficacité des mécanismes à l'origine de l'accélération d'ions par interaction laser-matière dépend de très nombreux paramètres, reliés aux caractéristiques de la cible comme de l'impulsion laser mise en jeu. De récents

travaux ont montré qu'un des paramètres clé de l'interaction concerne les caractéristiques du piédestal précédant l'impulsion principale [37].

En effet, l'impulsion ultra-intense et ultra-courte générée par amplification à dérive de fréquences est toujours précédée et suivie d'un piédestal, moins intense et beaucoup plus long (\simeq ns). Celui-ci, issu des différentes étapes d'amplification de la chaîne laser, va donc interagir avec la cible bien avant l'arrivée de l'impulsion principale. Si on définit le contraste temporel d'une impulsion comme le rapport entre l'intensité du pic principal sur celle du piédestal, le contraste classique des installations laser de ce type avoisine généralement des valeurs de l'ordre de 10^6 . Etant donné les intensités communément atteintes à ce jour ($I_0 \sim 10^{19}$ W/cm²), l'éclairement de ce piédestal est typiquement d'environ 10^{13} W/cm².

Il a été montré [37] que lors de l'interaction du laser avec une cible mince, le piédestal peut nuire considérablement à l'accélération des ions, voire la réduire à néant. L'action de ce piédestal sera discutée plus en détail par la suite. Le laser UHI10 dispose d'un dispositif d'amélioration du contraste, dont les performances nous permettent de réduire de façon conséquente l'influence du piédestal sur l'interaction laser-cible solide. Ainsi, l'ensemble de notre étude a eu pour but d'établir une claire compréhension de ce régime d'accélération en utilisant des impulsions à très haut contraste temporel. De plus, au delà de ce volet fondamental, notre travail a été motivé par la possibilité, entrevue dans différents travaux, d'augmenter l'énergie des ions en réduisant l'épaisseur de la cible [38, 37]. Ceci nécessitant un contraste temporel élevé, sans quoi la cible serait détruite par le piédestal, nous avons entrepris d'explorer cette voie prometteuse pour rendre ces faisceaux de particules plus adaptés à certaines applications comme, par exemple, la protonthérapie.

Il faut aussi remarquer que le piédestal des impulsions laser ne représente pas seulement un obstacle à la réduction de l'épaisseur de la cible mais aussi à l'interprétation des résultats expérimentaux de par son caractère très aléatoire et son échelle temporelle bien supérieure aux processus mis en jeu lors de l'interaction. En travaillant dans de telles conditions expérimentales, on s'affranchit donc aussi de nombreux paramètres inconnus.

Le **Chapitre I** de la thèse sera donc consacré à la description du dispositif que nous avons intégré à notre chaîne laser permettant de "nettoyer" l'impulsion de son piédestal. Une étude détaillée de l'optimisation de cette technique, basée sur le principe du miroir plasma, ainsi qu'une mesure expérimentale du contraste temporel y seront présentées. L'ensemble

des expériences exposées par la suite sera effectué dans ces conditions de "Ultra-Haut Contraste" (UHC).

Le **Chapitre II** fera état des principales notions utiles à la compréhension de l'ensemble des mécanismes mis en jeu lors de l'interaction laser-plasma. Nous reviendrons en particulier sur les mécanismes de transfert de l'énergie laser aux électrons de la cible et le schéma d'accélération des ions.

Par la suite, nous présenterons une étude paramétrique de l'influence de l'épaisseur de la cible sur l'accélération des ions, rendue possible grâce à ces conditions expérimentales qualifiées de "UHC". Nous verrons en particulier que non seulement nous avons pu réduire l'épaisseur de la cible de deux ordres de grandeur de façon à accroître très sensiblement l'énergie des ions mais aussi que dans ces conditions, l'interaction devient quasi-symétrique : on entend par là que les faisceaux d'ions produits de chaque côté de la cible présentent des caractéristiques énergétiques et spatiales comparables. De plus, nous nous attacherons à tirer parti de ces conditions d'expérience optimales en approfondissant notre étude afin de comprendre chaque étape de l'interaction par l'intermédiaire de l'analyse des résultats expérimentaux concernant l'ensemble des familles ioniques accélérées et l'influence de la polarisation du laser. Ainsi, nous apporterons des éléments de réponse permettant de caractériser ce régime d'accélération. Une interprétation détaillée, appuyée par des simulations, de ces résultats expérimentaux et de leur impact en vue de futures applications fera l'objet du **Chapitre III**.

Enfin, dans le **Chapitre IV**, une expérience consistant à étudier l'influence d'un gradient de densité ionique en face arrière de la cible, avec l'appui de simulations numériques sera présentée. Cette étude met en évidence pour la première fois expérimentalement, le mécanisme de déferlement des ions. Par ailleurs, nous entamerons une discussion sur cette expérience comme possible diagnostic de la durée de l'accélération.

En **Conclusion**, nous reviendrons sur les principaux résultats et leur apport vis à vis de l'état de l'art de ce domaine à ce jour ainsi que sur les perspectives entrevues pour la suite.

Chapitre 1

Génération d'impulsions à ultra-haut contraste

Nous allons tout d'abord nous attarder sur les caractéristiques de l'impulsion laser que nous avons utilisée afin de définir très précisément les conditions d'expérience.

Dans ce chapitre, après avoir rappelé brièvement les idées principales de la technique CPA (Chirped Pulse Amplification), permettant de générer des impulsions ultra-intenses et ultra-brèves, nous focaliserons notre étude sur le contraste temporel du laser, paramètre essentiel de l'interaction. Nous détaillerons la technique choisie pour améliorer celui-ci, son optimisation ainsi qu'une mesure expérimentale du profil temporel de l'impulsion du laser UHI10.

1.1 Introduction

1.1.1 La technique CPA (Chirped Pulse Amplification)

L'avènement de la technique d'Amplification à Dérive de Fréquences (ou Chirped Pulse Amplification) a été motivé par la nécessité d'accroître l'éclairement des impulsions laser afin d'explorer de nouveaux régimes d'interaction accessibles uniquement par la théorie ou la simulation numérique.

En effet, à partir d'un seuil d'éclairement avoisinant 10^{13} W/cm², le transport de l'impulsion laser dans un matériau transparent entraîne des effets non-linéaires qui peuvent éventuellement conduire à son endommagement. Les principaux phénomènes susceptibles d'abîmer les optiques de la chaîne

laser sont l'auto-focalisation qui entraîne la filamentation du faisceau et l'auto-modulation de phase, tous deux liés à l'indice non-linéaire du matériau.

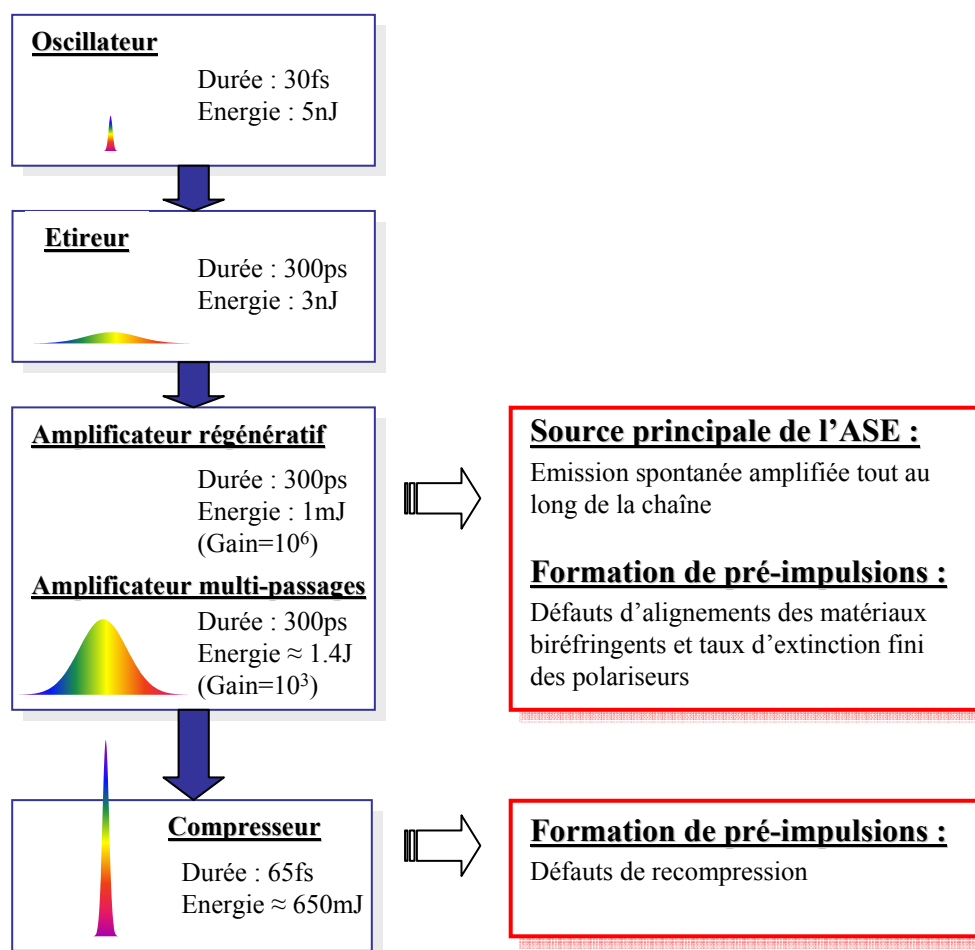


FIG. 1.1 – Représentation schématique d'une chaîne laser CPA typique et des sources principales de la dégradation du contraste temporel. Les paramètres reportés sur cette figure correspondent à ceux du laser UHI10 du CEA Saclay.

La solution adoptée pour la technique CPA afin de contourner ces obstacles est basée sur un principe simple, dont les différents éléments constitutifs sont schématisés sur la figure 1.1.

L'impulsion initiale, délivrée par l'oscillateur, est une impulsion femtoseconde de faible énergie (de l'ordre du nanojoule). Dans une chaîne classique, celle-ci est directement amplifiée alors que dans une chaîne CPA un étireur

précède l'ensemble des étages d'amplification. En traversant un jeu de deux réseaux (voir figure 1.2), chaque composante du spectre parcourt un chemin optique différent, allongeant ainsi la durée de l'impulsion jusqu'à plusieurs centaines de picosecondes sans que le spectre en soit modifié. L'amplification est ensuite décomposée en deux étapes. La première, constituée d'un amplificateur régénératif, permet d'obtenir un gain important (de l'ordre de 10^6) mais introduit des défauts conséquents dans l'impulsion (rétrécissement spectral, formation de pré-impulsions). La seconde étape de l'amplification est obtenue grâce à un amplificateur multi-passages atteignant un gain de 10^3 . Enfin, en bout de chaîne l'impulsion est recomprimée par un couple de réseaux parallèles (voir figure 1.2) compensant la dispersion introduite dans l'ensemble de la chaîne et en particulier dans l'étireur.

Grâce à cette technique, l'éclairement atteint dans les milieux amplificateurs ne dépasse pas le seuil d'endommagement des matériaux et on peut générer des impulsions ultra-intenses (allant jusqu'à 10^{20} W/cm²) et ultra-courtes (\leq ps).

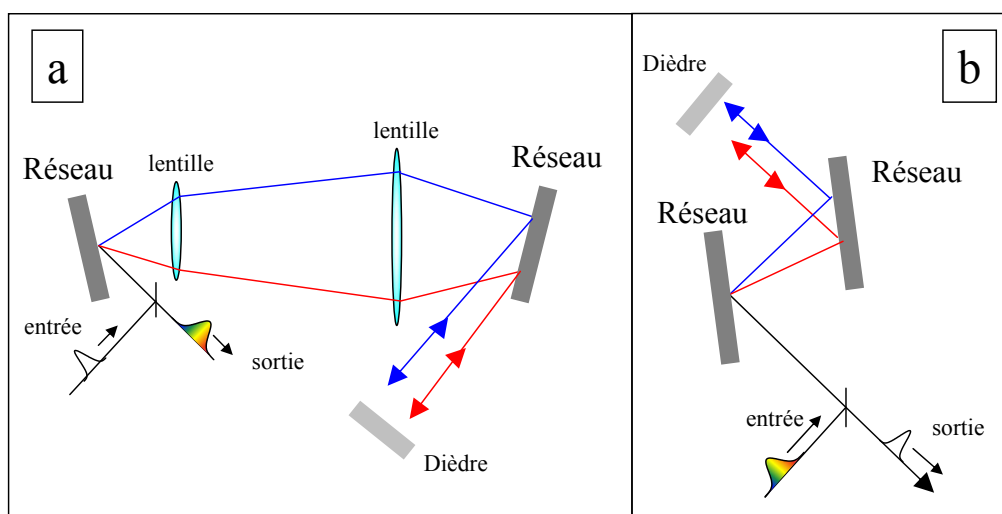


FIG. 1.2 – Schémas de principe d'un étireur à réseau (a) et d'un compresseur à réseau (b).

Cependant, une caractéristique intrinsèque du CPA est que l'impulsion laser ainsi produite est toujours accompagnée d'un piédestal d'une durée de l'ordre de la nanoseconde. Le rapport entre l'intensité du pic principal et celle du piédestal définit le contraste temporel du laser.

1.1.2 Le contraste temporel

Comme indiqué sur la figure 1.1, on peut distinguer, dans l'ensemble d'une chaîne CPA, deux sources principales à l'origine de la dégradation de l'impulsion laser : l'amplificateur régénératif et le compresseur.

Parallèlement, les défauts introduits dans le profil temporel de l'impulsion sont de deux natures [39] :

Amplified Spontaneous Emission (ASE) :

L'ASE est issue en premier lieu de l'amplificateur régénératif de par son gain particulièrement important puisque l'émission spontanée est amplifiée au même titre que l'impulsion principale. Elle constitue donc un piédestal d'une durée de l'ordre de la nanoseconde et d'intensité très aléatoire.

Pré- et post-impulsions :

Quelques picosecondes avant ou après l'arrivée de l'impulsion ultra-intense, on rencontre des pré- ou post-impulsions liées plus spécifiquement à un défaut d'alignement des matériaux biréfringents et à un taux fini d'extinction des polariseurs présents le long de la chaîne laser. Les cellules de Pockels peuvent, quant à elles, aussi entraîner des pré-impulsions mais présentes quelques nanosecondes avant le pic principal.

Afin de caractériser son profil temporel, on définit donc le *contraste* du laser comme le rapport entre l'intensité du pic principal et celle du piédestal. Le contraste d'une installation ordinaire atteint habituellement 10^6 . Sur la figure suivante est reportée une mesure expérimentale du profil temporel de l'impulsion délivrée par le laser UHI10 sur lequel l'essentiel des expériences présentées dans ce manuscrit a été effectué.

La structure très aléatoire des impulsions sur une échelle temporelle bien supérieure à celle du pic principal constitue une variable difficilement maîtrisable lors des expériences. Il devient donc intéressant de s'en affranchir afin de se placer dans des conditions expérimentales parfaitement bien contrôlées et reproductibles.

A ce jour, plusieurs installations ont commencé à s'équiper de dispositifs permettant d'augmenter le contraste temporel. Différentes techniques existent, la plupart agissant directement sur les origines du piédestal et donc visant principalement à palier les effets néfastes du premier étage d'amplification au sein même de la chaîne laser. Les principales solutions proposées sont détaillées dans l'Annexe A. Sur le laser UHI10, nous avons choisi

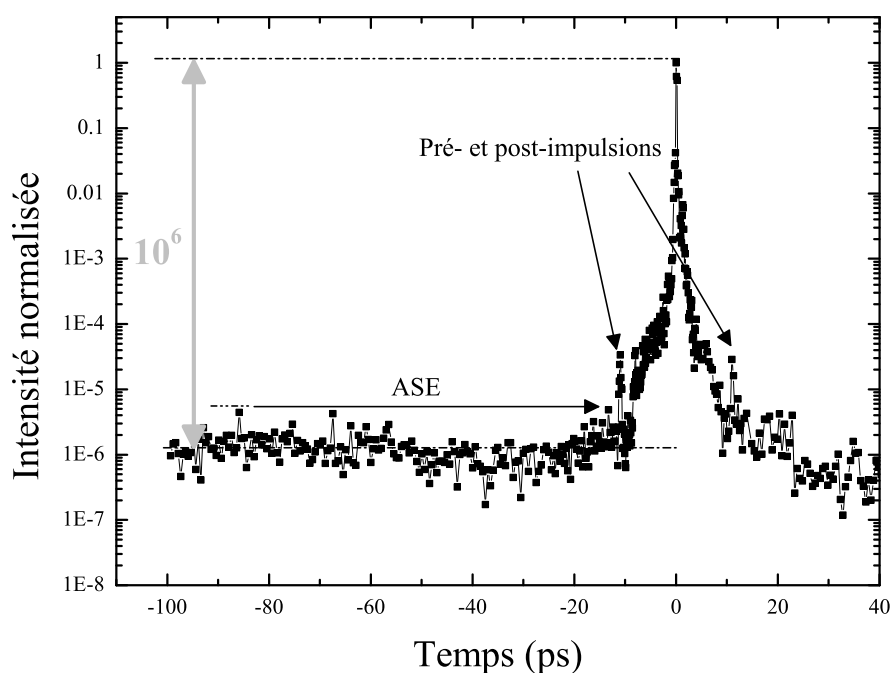


FIG. 1.3 – Mesure expérimentale du contraste du laser UHI10 (10 TW, 65 fs, $\lambda_0 = 790$ nm). Cette mesure a été réalisée à l’aide d’un auto-corrélateur du troisième ordre (voir Annexe A) ayant une dynamique de 10^{12} . Chaque point correspond à une moyenne sur trois tirs.

d’implémenter un dispositif en fin de chaîne, basé sur le principe du miroir plasma que nous allons détailler dans la suite.

1.2 Le Double Miroir Plasma

1.2.1 Effet du miroir plasma

Comme nous l’avons vu précédemment, le contraste d’une installation laser ”standard” est généralement de l’ordre de 10^6 . Un dispositif basé sur le principe d’un filtre non-linéaire qui exploite l’importante différence en intensité entre le pic principal et le piédestal serait alors parfaitement indiqué pour ”nettoyer” l’impulsion. Le miroir plasma, schématiquement représenté sur la figure 1.4, basé sur un phénomène fortement non-linéaire joue ce rôle.

Le principe de fonctionnement du miroir plasma peut être décrit

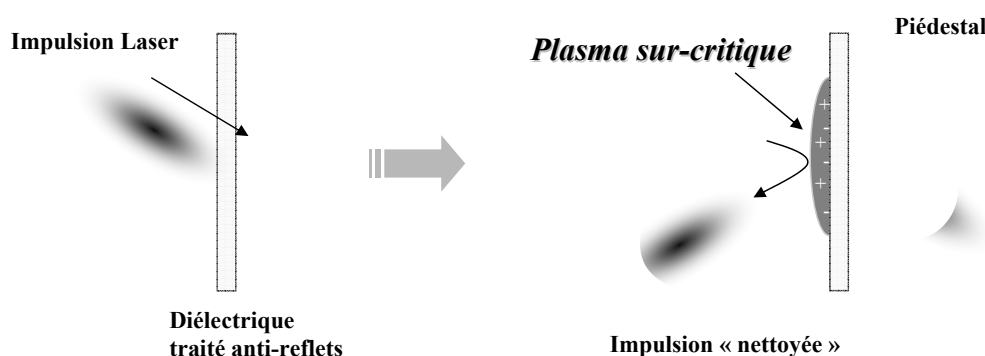


FIG. 1.4 – Schéma de principe du phénomène du miroir plasma. Le piédestal est séparé de l'impulsion principale ultra-intense et ultra-courte.

schématiquement de la façon suivante. Lorsque l'on focalise l'impulsion laser sur un diélectrique, le comportement du matériau va différer radicalement suivant qu'il interagit avec le pic principal ou le piédestal, ou en d'autres termes suivant l'intensité locale. Ce dernier n'altère pas la nature du diélectrique et va être faiblement réfléchi. La transmission du piédestal sera donc quasi-totale.

A partir d'une certaine intensité, atteinte au cours de la montée temporelle vers le pic principal, l'impulsion est capable d'ioniser le diélectrique par avalanche électronique ou excitation multiphotonique. Le plasma, ainsi généré, devient réfléchissant pour une impulsion laser de pulsation ω_0 lorsque sa densité électronique devient supérieure à la densité critique ($n_c = \epsilon_0 m_e \omega_0^2 / e^2$). Cette ionisation étant un phénomène très rapide (de l'ordre de la femtoseconde), si l'intensité seuil est atteinte dès le début du front de montée de l'impulsion principale, celle-ci sera entièrement réfléchi. Grâce à ce mécanisme on peut donc séparer l'impulsion ultra-intense de son piédestal.

Cette technique a été proposée pour la première fois par Kapteyn et al. [40] en 1991 et explorée par la suite par différents groupes de recherche [41, 42, 43, 44]. Au sein de notre équipe, une étude expérimentale et théorique détaillée, ayant fait l'objet de la thèse de G. Doumy [45, 46], a été menée en vue de l'implémentation d'un tel dispositif sur la chaîne laser UHI10. En conclusion de ce travail, les paramètres pour un fonctionnement optimal ont été dégagés. De plus, une première mesure directe de l'amélioration du contraste temporel du laser UHI10 a été effectuée à l'aide

d'un auto-corrélateur du troisième ordre (SEQUOIA). Il a été clairement mis en évidence que l'on était capable d'augmenter le contraste de deux ordres de grandeur, atteignant une valeur de 10^8 avec une transmission de 70%.

En se basant sur ce travail et ces résultats prometteurs, nous avons donc entrepris d'implémenter un Double Miroir Plasma (DPM) sur notre installation laser. Comme son nom l'indique, il s'agit de soumettre l'impulsion laser à un "double" nettoyage par l'action consécutive de deux miroirs plasmas. On espère ainsi atteindre un régime de Ultra-Haut Contraste pour lequel, étant donné l'intensité crête de notre installation, le niveau du piédestal devient inférieur au seuil d'endommagement d'une cible.

1.2.2 Conception du Double Miroir Plasma

D'après la caractérisation expérimentale et théorique du déclenchement de l'effet "Miroir Plasma" [45], l'efficacité du miroir plasma est directement liée à deux paramètres essentiels :

1. La réflectivité instantanée du miroir plasma : un compromis doit être trouvé afin de maximiser la réflectivité instantanée sans dépasser un seuil au dessus duquel le piédestal risque de déclencher le miroir plasma. En d'autres termes, l'intensité de l'impulsion principale devra être suffisante pour déclencher le miroir en s'assurant que le piédestal soit effectivement transmis et donc éviter un déclenchement trop précoce.
2. Les déformations de la surface : afin de conserver un faisceau de bonne qualité optique il est impératif de limiter les déformations de la surface à $\lambda/10$.

Concevoir un dispositif robuste revient donc à ajuster la fluence sur la surface du miroir plasma afin de remplir ces deux conditions.

Le modèle théorique développé dans [45] permet de dresser une carte représentant à la fois la réflectivité instantanée et les déformations de la surface en fonction de la durée d'impulsion et de sa fluence (figure 1.5). Le fonctionnement optimal du miroir plasma est donc représenté par la large zone hachurée. Les zones grisées sont elles "interdites" du fait soit d'une fluence insuffisante ne permettant pas le déclenchement du miroir plasma soit de déformations de la surface entraînant une diminution de la qualité optique du faisceau non négligeable. Mentionnons par ailleurs que

l'utilisation d'une couche anti-reflets sur le diélectrique permet d'améliorer son efficacité en limitant la réflexion du piédestal sur le matériau non ionisé.

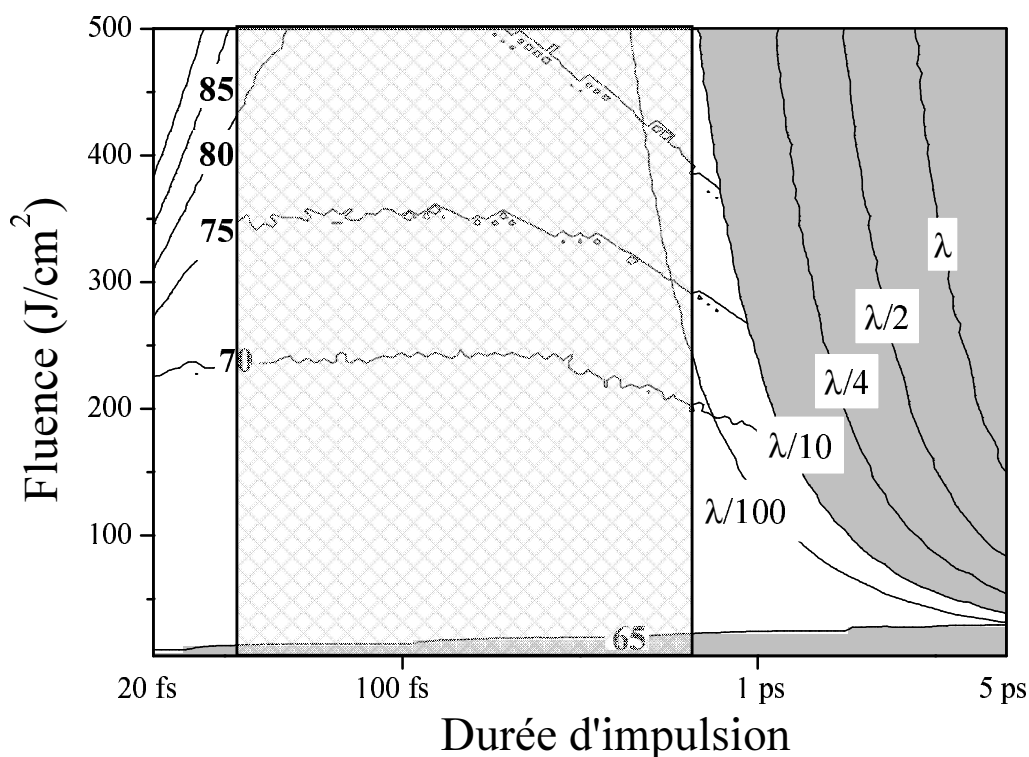


FIG. 1.5 – Carte 2D extraite de [45] représentant les isocontours de la réflectivité instantanée en % calculée au maximum de l'impulsion (à gauche) et les déformations de la surface calculées à la fin de l'impulsion (à droite) en fonction de la fluence et la durée d'impulsion.

Le dispositif que nous allons concevoir est destiné au laser UHI10 délivrant une impulsion de 65 fs. D'après cette carte, la courte durée de l'impulsion prévient toute déformation de la surface, quelle que soit la fluence sur le miroir plasma. La zone hachurée sur la figure 1.5 correspond donc a priori à une gamme de fluence satisfaisante (de 300 à 500 mJ) pour un fonctionnement optimal.

Cependant, la mise au point d'un Double Miroir Plasma (*DMP*) (jeu de deux miroirs plasma consécutifs) présente des difficultés supplémentaires. En effet, le contraste après le premier miroir plasma est augmenté de deux ordres de grandeur. Le rôle de chaque diélectrique n'est donc pas symétrique,

et l'on peut a priori se permettre de soumettre le second à une fluence 100 fois plus importante. Cela dit, ces considérations théoriques doivent impérativement être vérifiées expérimentalement en mesurant le contraste temporel de l'impulsion pour différentes valeurs de fluence.

De plus, la conception d'un tel dispositif comporte certaines contraintes techniques qui vont déterminer la configuration du montage que nous allons utiliser. Comme mentionné précédemment, un miroir plasma permet de "nettoyer" l'impulsion de son piédestal quelle qu'en soit la source. Le dispositif sera donc implémenté en fin de chaîne après recompression du faisceau. Par ailleurs, afin d'en faciliter l'optimisation, il est essentiel que la fluence sur la surface de chaque miroir puisse être modifiée facilement. Enfin, l'installation de ce dispositif sur le laser UHI10 est destinée à l'étude d'un nouveau régime d'interaction que nous qualifierons de Ultra-Haut Contraste (UHC). Il est souhaitable que l'on puisse aisément et rapidement passer de la configuration UHC au régime de contraste "standard" pour comparer les différents résultats dans des conditions laser les plus proches possibles. Un montage compact peu flexible dans lequel les deux miroirs plasmas sont installés après la dernière optique de focalisation est donc à exclure (voir [45]).

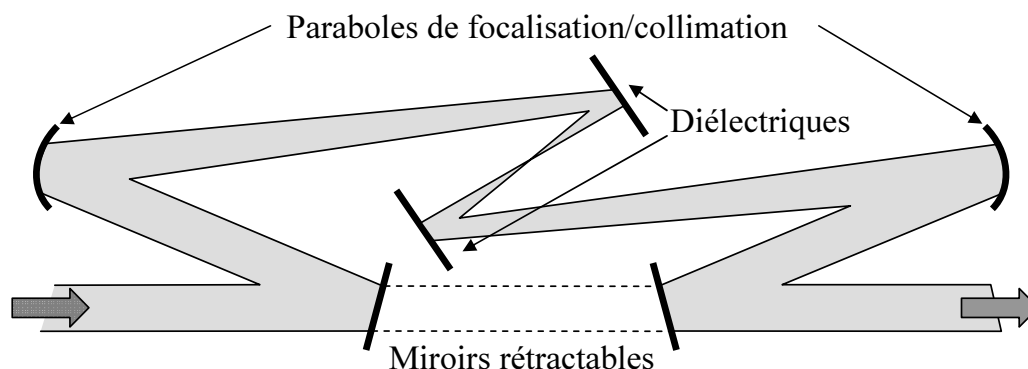


FIG. 1.6 – Montage du Double Miroir Plasma (*DMP*). Le faisceau est focalisé entre les deux miroirs plasma et ensuite recollimaté grâce à un jeu de deux paraboles hors-axe $f = 1230$ mm. Les diélectriques (BK7) utilisés sont munis d'un traitement anti-reflets pour des longueurs d'ondes allant de 750 à 850 nm.

La figure 1.6 représente le schéma du montage que nous avons choisi d'implémenter. Deux miroirs rétractables en entrée et sortie du dispositif permettent de passer rapidement et de façon reproductible de la configuration standard (sans amélioration du contraste) à la configuration UHC.

Dans ce cas, le premier miroir envoie le faisceau sur une parabole hors-axe ($f = 1230$ mm) tandis qu'une deuxième ayant les mêmes caractéristiques le recollimate avant de l'envoyer dans l'enceinte expérimentale. Après l'interaction, la surface des diélectriques est endommagée. Les deux miroirs plasma sont donc déplacés afin d'offrir une surface vierge à chaque tir en traduisant l'ensemble des deux diélectriques par rapport à la position du foyer des deux paraboles. De plus, il est possible d'ajuster la fluence afin d'optimiser l'efficacité du système. Ce travail fait l'objet du paragraphe suivant.

1.2.3 Tests de fonctionnement, optimisation et caractérisation de l'impulsion

Afin de déterminer la configuration de fonctionnement optimal, nous avons caractérisé l'impulsion en sortie du *DMP* grâce à deux mesures complémentaires liées aux principales caractéristiques requises d'un tel dispositif : une amélioration importante du contraste et une limitation des pertes en énergie. Un contraste de 10^{10} étant attendu, nous avons mesuré le profil temporel de l'impulsion grâce à un auto-corrélateur du troisième ordre ayant une dynamique de 10^{12} et une résolution temporelle de 120 fs. Un calorimètre placé en fin de chaîne nous a permis de mesurer la réflectivité totale (intégrée en temps et en espace) de l'ensemble du montage (comprenant miroirs plasmas, paraboles hors-axes et miroirs).

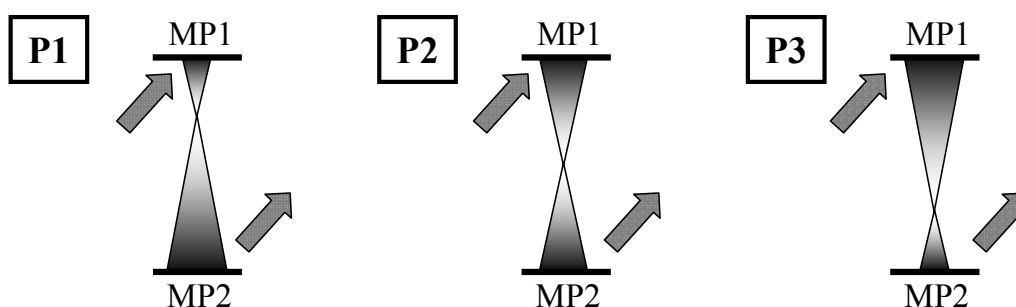


FIG. 1.7 – Représentation schématique des trois positions de la tache focale entre les deux miroirs plasmas (MP1 et MP2) étudiées.

La fluence sur les diélectriques étant le paramètre à ajuster, nous avons effectué nos mesures en déplaçant les lames le long de l'axe de focalisation des paraboles dans trois positions différentes autour du foyer. La distance entre les deux diélectriques étant de 4 cm sur le montage conçu pour le laser UHI10, nous avons étudié les trois positions suivantes : à 1 cm du premier

miroir plasma (position $P1$), à mi-chemin (position $P2$), à 1 cm du deuxième miroir plasma (position $P3$) (voir figure 1.7).

Les profils temporels correspondant à ces trois positions sont reportés sur la figure 1.8 et comparés aux résultats sans et avec un simple miroir plasma (MP) [45]. L'ensemble de ces mesures a été effectué en monocoup. Chaque point de la courbe correspond à une moyenne sur trois tirs à l'exception de la courbe $P1$ pour laquelle chaque mesure est représentée afin de rendre compte des fluctuations. Les réflectivités correspondantes sont reportées dans le tableau 1.1.

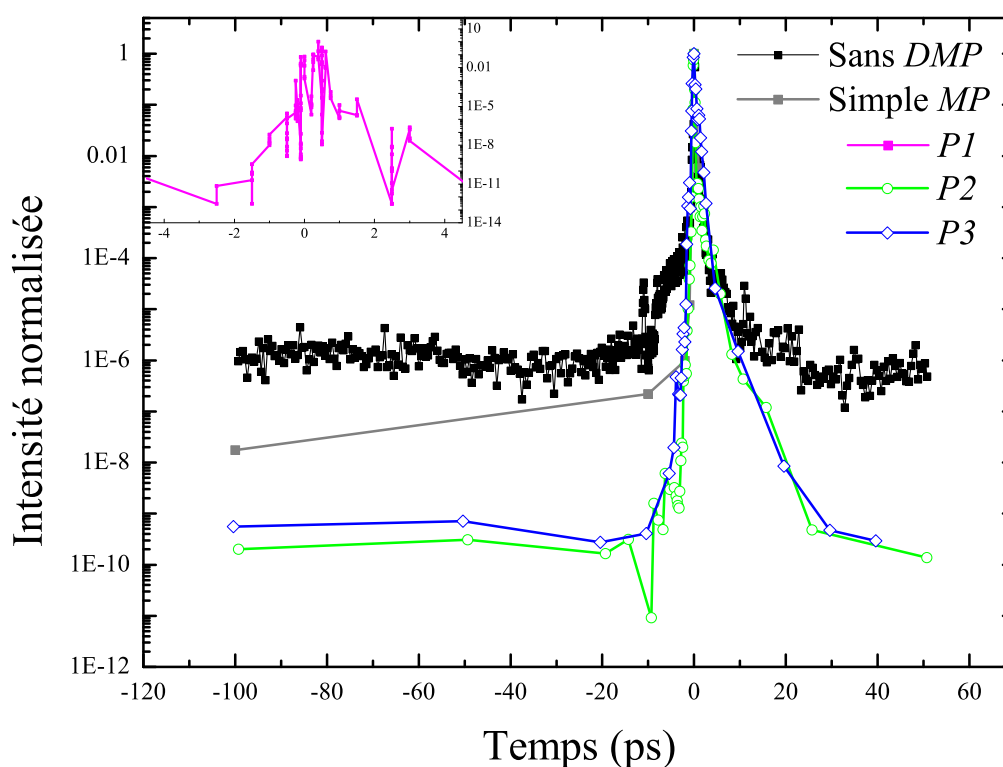


FIG. 1.8 – Mesures expérimentales du contraste de l'impulsion du laser UHI10 : sans DMP , avec un simple MP et dans les configurations $P2$ et $P3$ du DMP . Le contraste dans la configuration $P1$ est représenté dans l'encadré sur une échelle temporelle réduite (-4 à 4 ps) afin de mettre en évidence les fluctuations importantes dont elle est affectée.

D'après la figure 1.8, le contraste est augmenté de quatre ordres de grandeur quelle que soit la configuration choisie, mais la réflectivité est

| Simple <i>MP</i> | Position <i>P1</i> | Position <i>P2</i> | Position <i>P3</i> |
|------------------|--------------------|--------------------|--------------------|
| 70% | $39.04 \pm 1\%$ | $49.35 \pm 2\%$ | $39.53 \pm 3\%$ |

TAB. 1.1 – Mesures expérimentales de la réflectivité totale (intégrée en temps et en espace).

optimale pour la position *P2*. L'intensité du signal pour la position *P1* est de surcroît affectée par d'importantes fluctuations.

Afin d'interpréter l'ensemble de ces résultats et de les comparer aux prédictions théoriques de la figure 1.5, nous avons calculé les fluences auxquelles est soumis chaque miroir plasma pour ces trois configurations. Sachant que l'énergie contenue dans l'impulsion en sortie de compresseur est de 650 mJ et en calculant la taille de la tache focale sur le premier miroir plasma, on peut remonter à la fluence à laquelle celui-ci est soumis. En se reportant à la figure 1.5, on en déduit la réflectivité du premier miroir et par un raisonnement comparable nous pouvons calculer la fluence sur le second miroir plasma. Les résultats sont reportés dans le tableau 1.2.

| | Position <i>P1</i> | Position <i>P2</i> | Position <i>P3</i> |
|----------------------------|-----------------------|----------------------|-----------------------|
| 1 ^{er} <i>MP</i> | 219 J/cm ² | 55 J/cm ² | 24 J/cm ² |
| 2 ^{ème} <i>MP</i> | 17 J/cm ² | 38 J/cm ² | 153 J/cm ² |

TAB. 1.2 – Fluences estimées sur chaque miroir plasma en supposant une réflectivité de 70%.

Comme indiqué sur la carte 1.5, pour une durée d'impulsion de 65 fs, une fluence inférieure à 20 J/cm² constitue la limite de déclenchement du miroir plasma. Les fluences particulièrement faibles pour les positions *P1* et *P3* sont donc à l'origine de la chute de réflectivité mesurée pour ces deux modes de fonctionnement. En revanche, les fluences dans la configuration *P2* sur les deux miroirs plasmas se situent au sein de la zone hachurée donnant lieu à une réflectivité de 70% sur chaque diélectrique. L'accord entre les mesures expérimentales et le modèle théorique est donc remarquable.

Cependant une dissymétrie est observée entre les positions *P1* et *P3*, les importantes fluctuations de signal ayant été enregistrées uniquement dans le cas *P1*. En effet, dans cette configuration, le premier miroir plasma est soumis à une fluence particulièrement élevée. De ce fait, il est possible que le miroir plasma *MP1* soit déclenché par les ailes de l'impulsion (échelle picoseconde) voire par le piédestal. Dans ce cas, la déformation de la surface

est susceptible d'induire des distorsions de la tache focale et donc d'altérer le fonctionnement du second miroir plasma *MP2*.

Par ailleurs, ayant observé une dégradation de l'état de surface des miroirs plasmas, nous avons mis en place, entre les deux lames diélectriques, une plaque protégeant chacun d'eux de la pollution due aux nombreux débris produits lors de l'interaction. De plus, chaque impact sur les miroirs était séparé du précédent d'une distance suffisante (\sim mm) pour bénéficier d'un état de surface initialement non perturbée.

Enfin, notons que l'intensité du piédestal après le pic principal chute aussi d'un facteur 10^4 . En effet, le plasma généré dans le front de montée de l'impulsion principale s'expand d'autant plus rapidement que l'intensité laser est importante. Une expansion sphérique est donc attendue et la courbure de la surface devient non négligeable pour des délais de l'ordre de quelques picosecondes. Comme évoqué dans [45], cette augmentation du contraste pour des délais positifs serait donc due à une réflexion de l'impulsion de moins en moins directionnelle.

D'après cette analyse, le mode de fonctionnement optimal est obtenu en focalisant l'impulsion à mi-chemin entre les deux diélectriques. Les mesures effectuées avec un simple miroir plasma conduisent à une amélioration du contraste de deux ordres de grandeur et une réflectivité associée de 70% [45]. Un contraste de 10^{10} et une réflectivité de 49% sont donc les valeurs maximales que l'on pouvait obtenir avec un tel dispositif. Le fonctionnement du *DMP* ayant ainsi été optimisé, nous avons procédé à une caractérisation de la tache focale afin de vérifier que ses propriétés optiques n'étaient pas altérées par le dispositif.

Nous avons donc focalisé l'impulsion au sein de l'enceinte expérimentale grâce à une parabole hors-axe de focale 300 mm et à l'aide d'un système de reprise d'image et une caméra CCD couplée à un objectif de microscope nous avons comparé les images de la tache focale sans et avec *DMP*. Leurs profils représentés sur la figure 1.9 rendent compte de la conservation du profil spatial de l'impulsion à la traversée de l'ensemble du dispositif.

De plus grâce à une mesure d'énergie en sortie de compresseur ($E = 650$ mJ) et tenant compte de la réflectivité du *DMP*, l'éclairement atteint est de 6×10^{18} W/cm² dans ces conditions expérimentales et une tache focale de largeur à mi-hauteur (FWHM) de 8 μ m. On estime à 75% l'énergie contenue dans la tache focale à $1/e$ avec un rapport de Strehl d'environ 70%. L'en-

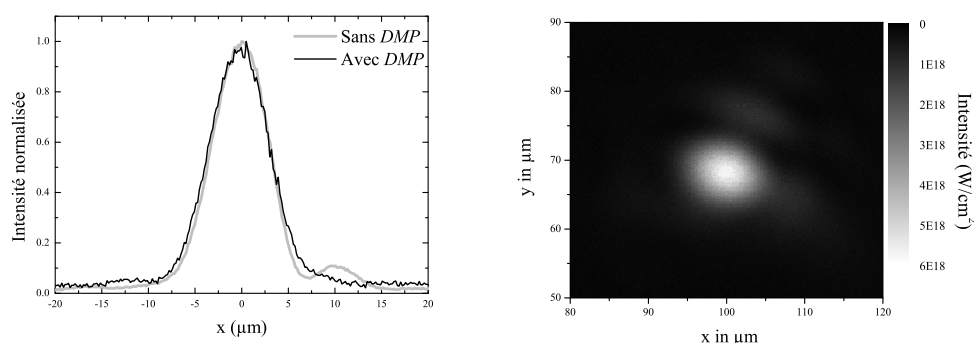


FIG. 1.9 – Caractérisation de l'impulsion focalisée avec une parabole hors-axe ($f = 300$ mm) en sortie de *DMP* : Comparaison des profils sans et avec *DMP* (à gauche) et image de la tache focale avec *DMP* (à droite) (il s'agit sur cette figure d'une coupe transversale).

semble de ces résultats a fait l'objet d'un article paru dans *Optics Letters* [47].

Pour mémoire, nous reportons sur le tableau 1.3 les caractéristiques principales de l'impulsion avec et sans miroir plasma (configurations désignées par la suite comme UHC "ultra-haut contraste" et BC "bas contraste") afin d'avoir une vue d'ensemble des conditions expérimentales dans lesquelles nous avons travaillé.

| | λ_0 (μm) | τ_0 (fs) | E_0 (mJ) | C |
|-----|-------------------------------|---------------|------------|-----------|
| BC | 0.79 | 65 | 650 | 10^6 |
| UHC | 0.79 | 65 | 325 | 10^{10} |

TAB. 1.3 – Caractéristiques générales de l'impulsion avec et sans miroir plasma (longueur d'onde λ_0 , durée τ_0 , énergie dans l'impulsion E_0 , contraste temporel C).

1.3 Conclusion et perspectives d'expériences

La réalisation, l'installation et la caractérisation du *DMP* font du laser UHI10 une des rares installations capables d'atteindre aujourd'hui des régimes d'intensité élevée dans des conditions de contraste temporel tout aussi élevé. Son optimisation nous a permis d'obtenir des impulsions d'intensité crête de 6×10^{18} W/cm² caractérisées par un contraste de 10^{10} en

minimisant les pertes d'énergie à 50%. De nouveaux régimes d'interaction sont alors accessibles et de nombreuses possibilités d'expériences jusqu'à maintenant handicapées par le faible contraste des impulsions ($\simeq 10^6$) ouvrent des perspectives particulièrement intéressantes. Le travail de thèse entamé ici a été motivé par ces résultats préliminaires concernant très prometteurs l'amélioration du contraste temporel de l'impulsion et sera axé sur l'étude de ce nouveau régime d'interaction dans le cadre de la génération d'ions.

En s'affranchissant du piédestal de l'impulsion, nous avons donc pu mener à bien une étude détaillée de l'accélération ionique dans un régime de contraste très élevé et d'en définir de façon précise ses particularités et les perspectives envisageables pour de futures applications.

Chapitre 2

Approche théorique de l'accélération d'ions par interaction laser-cible solide

Avant d'aborder l'étude expérimentale et numérique de l'accélération d'ions par interaction laser-feuille mince, nous allons, au cours de ce chapitre, faire état des principales connaissances théoriques nécessaires à la compréhension de l'interaction laser-cible solide. L'accélération d'ions étant directement liée à la dynamique électronique, notre étude sera articulée suivant deux volets. Nous présenterons les différents mécanismes de transfert de l'énergie laser aux électrons de la cible pour ensuite s'attacher à une description des processus à l'origine de faisceaux d'ions énergétiques. Par ailleurs, de tels régimes d'interaction donnent lieu à des systèmes particulièrement complexes (plasmas fortement hors équilibre) dont l'analyse fait appel à des outils numériques très puissants. Nous décrirons donc le principe des codes que nous avons utilisés dans un dernier paragraphe.

2.1 Introduction et définition des grandeurs caractéristiques

Lorsqu'une cible solide est soumise à un champ laser ultra-intense ($\geq 10^{18}$ W/cm²) et ultra-court (\leq ps), elle est rapidement ionisée en surface et différents mécanismes se mettent en place donnant lieu à l'accélération d'ions particulièrement énergétiques (\geq MeV). Il est donc nécessaire de s'intéresser tout d'abord au couplage entre l'onde laser et les électrons du plasma ainsi généré, ces derniers étant à l'origine même de l'accélération des ions. Nous entendrons ici par couplage, ou chauffage électronique, le transfert de l'énergie

laser aux électrons de la cible. L'efficacité de chacun de ces mécanismes de couplage sera quantifiée par un taux d'absorption, défini comme le rapport entre l'énergie absorbée et l'énergie incidente.

2.1.1 Le régime relativiste

Avant d'introduire les différentes notions utiles à la compréhension de l'interaction laser-cible solide, nous allons dans un premier temps caractériser le régime d'intensité dans lequel l'ensemble de ce travail a été mené et que nous avons défini brièvement en introduction.

Dans un champ laser (\mathbf{k} , \mathbf{E} , \mathbf{B}) peu intense, où \mathbf{k} représente le vecteur d'onde, \mathbf{E} le champ électrique et \mathbf{B} le champ magnétique, l'électron est soumis à la force de Lorentz :

$$\frac{d\mathbf{p}}{dt} = -e(\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B})$$

où \mathbf{p} et \mathbf{v} représentent respectivement l'impulsion et la vitesse de l'électron.

Si on suppose cette dernière faible devant la vitesse de la lumière, on peut s'affranchir de la composante magnétique dans l'équation précédente. En première approximation, l'électron va donc acquérir un mouvement d'oscillation parallèlement au champ électrique du laser ($\mathbf{E} = \mathbf{E}_0 \exp(i[\omega_0 t - k_0 x])$) dont la vitesse maximale v_{\perp} sera donnée par :

$$v_{\perp} = \frac{eE_0}{m_e \omega_0}$$

Dans ces conditions, on peut définir le paramètre sans dimension a_0 , appelé potentiel vecteur normalisé, qui caractérise l'amplitude des oscillations transverses de l'électron :

$$a_0 = \frac{v_{\perp}}{c} = 0.85 \sqrt{I_{0,18} \lambda_{0,\mu m}^2}$$

($I_{0,18}$ représente l'éclairement de l'impulsion laser en 10^{18} W/cm² et $\lambda_{0,\mu m}$ sa longueur d'onde en microns).

Ainsi, si $a_0 \geq 1$ ($I_0 \simeq 10^{18}$ W/cm²), la composante magnétique de la force de Lorentz n'est plus négligeable et un traitement relativiste est nécessaire. L'équation du mouvement peut alors s'écrire :

$$\frac{d}{dt}(\mathbf{p} - e\mathbf{A}) = -e \nabla \mathbf{A} \cdot \mathbf{v}$$

où \mathbf{A} représente le potentiel vecteur.

Il faut remarquer que le paramètre a_0 caractérise alors encore le mouvement électronique dans le plan transverse à l'axe de propagation de l'onde plane puisque l'équation précédente, projetée dans ce plan transverse, permet d'aboutir à :

$$\frac{p_{\perp}}{m_e c} = \frac{eA_0}{m_e c} = a_0$$

Il faut cependant noter que cette description n'est valable que pour un électron libre soumis à un champ laser intense. Comme nous l'avons mentionné précédemment, la cible est presque instantanément ionisée en surface et une analyse complète des mécanismes mis en jeu lors de l'interaction doit impérativement tenir compte du plasma dans lequel l'électron est noyé et duquel il est issu. Les processus que nous allons décrire par la suite (collisions, écrantage, force de rappel due à la séparation de charge...) jouent un rôle essentiel lors de l'interaction et vont régir la propagation du laser dans la cible ainsi que le transfert d'énergie aux électrons du plasma.

De plus, il faut noter que lorsque l'on considère l'interaction de l'impulsion laser avec une cible, l'électron n'est pas uniquement soumis à l'onde incidente mais à sa résultante avec l'onde réfléchie ainsi qu'au champ de rappel électrostatique et à un champ magnétique lié aux courants surfaciques ou au développement de certaines instabilités. L'étude présentée par la suite tiendra donc compte de ce point non-négligeable.

2.1.2 Grandeurs caractéristiques de l'interaction laser-plasma

Afin de décrire précisément les mécanismes d'absorption de l'énergie, nous allons dans un premier temps définir les grandeurs caractéristiques de la propagation d'une impulsion laser dans un plasma homogène de densité électronique n_e .

Dans une description classique, l'équation de propagation d'une onde électromagnétique dans un tel milieu, associée à l'équation du mouvement des électrons, peut s'écrire :

$$-\Delta \mathbf{E} + \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} = -\frac{\mu_0 n_e e^2}{m_e} \mathbf{E}$$

Elle conduit à la relation de dispersion suivante :

$$\omega_0^2 = \omega_{pe}^2 + k^2 c^2$$

où $\omega_{pe} = \sqrt{n_e e^2 / m_e \epsilon_0}$ représente la **pulsation plasma électronique** qui caractérise la réponse de la population électronique du plasma à un écart à la neutralité.

La propagation de l'onde n'est alors possible que si le nombre d'onde k est réel, soit $\omega_0 \geq \omega_{pe}$. On peut donc définir la **densité critique** n_c au-delà de laquelle l'onde à l'intérieur du plasma devient évanescence :

$$n_c = \frac{m_e \epsilon_0 \omega_0^2}{e^2} = \frac{1.11 \times 10^{21}}{\lambda_{0,\mu m}^2} \text{ cm}^{-3}$$

La longueur caractéristique de pénétration dans le plasma surcritique est alors donnée par **l'épaisseur de peau** : $l_s = c / \omega_{pe}$ pour laquelle le champ électromagnétique est réduit d'un facteur $1/e$.

Il faut de plus noter que pour des intensités relativistes, la masse de l'électron devient γm_e (où γ représente le facteur de Lorentz entraînant alors une baisse de la fréquence plasma effective qui devient [48] :

$$\omega_{pe}^{eff} = \frac{\omega_{pe}}{\sqrt{\gamma}}$$

Il s'ensuit alors que l'impulsion laser sera capable de se propager au-delà de la densité critique classique. C'est ce qu'on appelle le phénomène de transparence induite.

2.1.3 Profil de densité d'un plasma soumis à un champ laser

Au cours de sa propagation, l'onde va déposer une fraction de son énergie dans la matière via différents processus de chauffage. Les électrons étant beaucoup plus légers que les ions, ils seront les premiers à réagir et deviendront donc les moteurs de la dynamique de l'interaction.

L'ensemble de ces processus dépend de façon importante, non seulement des caractéristiques de l'onde laser, mais aussi du profil de densité de la cible. Ce dernier doit donc être caractérisé de façon précise afin de discriminer les mécanismes de couplage les plus efficaces dans des conditions données

d'interaction.

Dans le cas général d'une cible solide irradiée avec une impulsion laser du type CPA ($I_0 \geq 10^{18}$ W/cm², $\tau_0 \simeq$ quelques centaines de fs) et un contraste temporel de l'ordre de 10^6 , le piédestal de l'impulsion interagit avec la cible bien avant l'arrivée de l'impulsion principale (quelques nanosecondes). Si celui-ci dépasse le seuil d'endommagement de la cible ($\simeq 10^{12}$ W/cm²), un pré-plasma, généré en face avant (face irradiée par le laser) va alors se détendre typiquement suivant un profil exponentiel.

Pour illustration, sur la figure suivante, on représente le profil de densité d'une cible d'aluminium de 30 μm d'épaisseur soumise à une impulsion de 1.2 ns, d'une intensité constante de 7×10^{12} W/cm² et une longueur d'onde de 0.8 μm , obtenu à l'aide du code 1D hydrodynamique ESTHER (voir paragraphe 2.4.2).

En supposant que la densité électronique soit donnée par $n_e = n_{e0} e^{-x/L_g}$, où n_{e0} est la densité électronique initiale, L_g représente la longueur de gradient ($L_g = [1/n_e(dn_e/dx)]_{n_e=n_c}^{-1}$). D'après le profil de la figure 2.1, on estime la longueur de gradient à 40 μm pour ces paramètres laser.

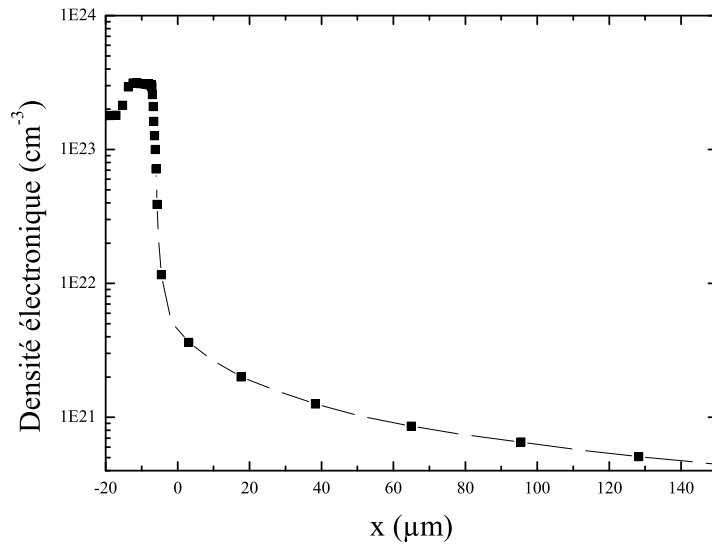


FIG. 2.1 – Profil de densité d'une cible d'aluminium (30 μm d'épaisseur) soumise à la pré-impulsion typique ($I_0 = 7 \times 10^{12}$ W/cm², $\tau_0 = 1.2$ ns) d'un laser ultra-intense.

L'impulsion principale va donc interagir avec une cible détendue ca-

ractérisée par un long gradient de densité d'une dizaine de microns suivant les conditions d'interaction.

En revanche, en régime de Ultra-Haut Contraste, le piédestal de l'impulsion se situe sous le seuil d'endommagement de la cible. L'impulsion principale interagit alors directement avec une cible solide et l'ionisation de la face avant aura lieu dans la montée de l'impulsion principale.

2.2 Chauffage électronique

Les conditions d'interaction étant définies, nous allons à présent détailler l'ensemble des mécanismes mis en jeu lors de l'interaction et dans un premier temps dresser un tableau le plus exhaustif possible des différents processus de couplage de l'onde laser avec les électrons du plasma.

On entend par chauffage électronique, l'ensemble des processus engendrant un transfert d'énergie entre l'impulsion laser et les électrons de la cible. Ces mécanismes peuvent être de natures très différentes suivant les conditions d'interaction et en particulier l'éclairement laser. Afin d'élargir notre étude, nous allons dresser un bref aperçu de ces mécanismes sans nous restreindre à ceux a priori prépondérants à éclairement élevé (conditions dans lesquelles nous avons effectué les expériences présentées par la suite).

2.2.1 Absorption collisionnelle (Bremsstrahlung inverse)

Ce mécanisme d'absorption de l'énergie laser est régi par les collisions. Par collisions coulombiennes, le mouvement ordonné des électrons du plasma induit par l'impulsion laser est converti en énergie thermique. Dans nos conditions d'interaction, les collisions électron-électron peuvent être négligées devant les collisions électron-ion, ces derniers pouvant être considérés immobiles.

La collisionnalité d'un plasma de densité électronique n_e et de température T_e est donc caractérisée par sa fréquence de collision électron-ion

ν_{ei} que l'on peut exprimer, en unités habituelles [49] :

$$\frac{\nu_{ei}}{\omega_0} \simeq 5.5 \times 10^{-5} Z^* \frac{n_e}{n_c} \frac{1}{\lambda_{0,\mu m}} \left(\frac{1}{T_{e,keV}} \right)^{3/2} \ln \Lambda_{ei}$$

où la longueur d'onde $\lambda_{0,\mu m}$ est exprimée en μm et la température électronique en keV.

Le logarithme coulombien $\ln \Lambda_{ei}$ mesure la prépondérance des collisions à faible paramètre d'impact devant celles à grand paramètre d'impact. Son expression est donnée par ?? :

$$\ln \Lambda_{ei} \simeq 6.5 + \frac{2}{3} \ln \lambda_{0,\mu m} + \ln T_{e,keV} - \frac{1}{3} \ln \frac{n_e}{n_c} - \frac{2}{3} \ln Z^*$$

Le taux d'absorption qui en découle est [50] :

$$A_s = \frac{\omega_0}{\omega_{pe}} \left(\frac{8\nu_{ei}}{\omega_0} \right)^{1/2}$$

Ce mécanisme aura lieu sur toute la distance de propagation de l'impulsion dans le plasma. Un gradient raide ($L_g \ll \lambda_0$) aura donc tendance à en limiter l'efficacité. De plus, si la température du plasma augmente, sa fréquence de collision diminue ainsi que le taux d'absorption.

Un plasma est dit "non-collisionnel" si $\nu_{ei} \ll \omega_{pe}$. Pour un plasma de densité électronique de $150 n_c$ et $Z^* = 1$, soumis à un champ laser de longueur d'onde $0.8 \mu m$, on a $\frac{\omega_{pe}}{\omega_0} \simeq 12$. Si on choisit $\ln \Lambda_{ei} \simeq 2$, ce plasma peut être qualifié de non-collisionnel si $T_e \gtrsim 100$ eV.

2.2.2 Effet de peau anormal et "Sheath Inverse Bremsstrahlung"

Lorsque la température des électrons du plasma devient suffisante pour que leur libre parcours moyen soit supérieur à l'épaisseur de peau l_s , deux phénomènes d'absorption de nature non-collisionnelle prennent le relais.

L'absorption par Effet de Peau Anormal (EPA) et par Sheath Inverse Bremsstrahlung (SIB) sont deux cas limites du même mécanisme d'absorption [51], valables respectivement pour $\omega_0^2 c^2 \ll \omega_{pe}^2 v_{the}^2$ et $\omega_0^2 c^2 \gg \omega_{pe}^2 v_{the}^2$ (où $v_{the} = \sqrt{k_B T_e / m_e}$ est la vitesse thermique des électrons).

– Effet de Peau Anormal

Le principe de ce mécanisme repose sur le fait que lorsque la température des électrons augmente, la fréquence de collision électron-ion diminue. Ainsi, l'énergie laser est transportée en profondeur dans le plasma sur une distance, dite épaisseur de peau anormale, l_{EPA} [48] :

$$l_{EPA} = \left(\frac{2 k_B T_e}{\pi m_e} \right)^{1/6} \left(\frac{c^2}{\omega_0 \omega_{pe}^2} \right)^{1/3}$$

Le taux d'absorption A_{EPA} correspondant est alors donné par :

$$A_{EPA} = \frac{\omega_0}{\omega_{pe}} \left(\sqrt{\frac{2k_B T_e}{\pi m_e}} \frac{\omega_{pe}}{\omega_0 c} \right)^{1/3}$$

– Sheath Inverse Bremsstrahlung

Dans cette limite, l'électron sera réfléchi et absorbera de l'énergie lors de sa réflexion sur la barrière de potentiel à l'interface vide-plasma. L'absorption est alors décrite par :

$$A_{SIB} = \frac{\omega_{pe}}{\omega_0} \frac{k_B T_e}{m_e c^2}$$

D'après l'étude présentée dans [51], ce mécanisme est particulièrement efficace pour un profil raide de densité ($L_g \ll \lambda_0$). Dans le cas inverse, le coefficient d'absorption est alors fonction de la longueur de gradient et non de n_e .

2.2.3 Absorption résonnante

Le mécanisme d'absorption résonnante est un mécanisme non collisionnel qui met en jeu une onde laser en polarisation p en incidence oblique sur un plasma non homogène comme représenté sur la figure 2.2. On peut montrer que dans ces conditions, l'impulsion va se propager jusqu'à la densité $n_e = n_c \cos^2 \theta$ où θ est l'angle d'incidence par rapport à la normale à la cible. Le champ électrique longitudinal induit par les ondes incidente et réfléchie va exciter à la pulsation ω_0 une onde plasma [52] qui, à la surface critique $n_e = n_c$ (soit $\omega_0 = \omega_{pe}$), devient résonnante. En l'absence de phénomènes dissipatifs, l'amplitude de cette onde diverge mais différents facteurs limitant ont été identifiés comme les collisions, la convection

thermique et le déferlement de l'onde.

Si on définit la fonction $\phi(\tau) = 2.3\tau \exp[-2\tau^3/3]$ où $\tau = (\omega_0 L_g/c)^{1/3} \sin \theta$, on estime le coefficient d'absorption par [53] :

$$A_{AR} = \frac{\phi^2(\tau)}{2}$$

De plus, ce mécanisme dépend fortement de l'angle d'incidence. Si l'incidence est normale ($\theta = 0^\circ$), il n'y aura pas d'absorption, ou quasi-nulle due à la présence d'une faible composante longitudinale. Si l'angle est très grand, la distance entre $n_e = n_c \cos^2 \theta$ et $n_e = n_c$ est trop importante pour exciter efficacement une onde plasma résonnante. Il existe donc une valeur de θ pour laquelle l'absorption sera maximale :

$$\theta_{max} = \arcsin \left(\frac{\lambda_0}{2\pi L_g} \right)^{\frac{1}{3}}$$

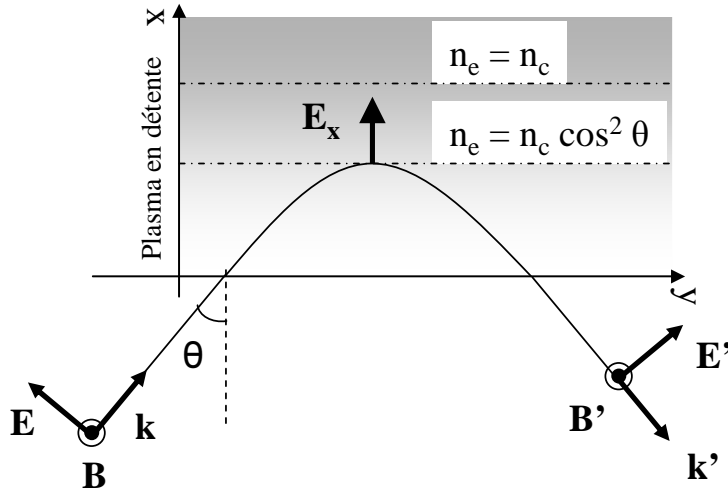


FIG. 2.2 – Représentation schématique d'une onde laser en polarisation p en incidence oblique sur un plasma non homogène. L'onde incidente est notée (\mathbf{k} , \mathbf{E} , \mathbf{B}) et l'onde réfléchie (\mathbf{k}' , \mathbf{E}' , \mathbf{B}').

Ce mécanisme d'absorption génère une population d'électrons de type maxwellien de température [54, 55] :

$$T_{eh} \simeq 14 (T_{e,keV} I_{0,16} \lambda_{0,\mu m}^2)^{1/3} \text{ keV}$$

où $T_{e,keV}$ représente la température des électrons du plasma en keV et $I_{0,16}$ l'intensité de l'impulsion laser en 10^{16} W/cm² et $\lambda_{0,\mu m}$ sa longueur d'onde en microns. Il faut aussi noter que si le gradient de densité est trop raide, l'efficacité de ce mécanisme s'affaiblit.

2.2.4 Chauffage d'écrantage (Vacuum heating)

Ce mécanisme d'absorption, proposé pour la première fois par F. Brunel [56], s'apparente à l'absorption résonnante dans la limite d'un plasma à bords raides ($L_g \ll \lambda_0$). En effet, le phénomène est à nouveau régi par le champ électrique longitudinal issu du couplage entre l'onde incidente et l'onde réfléchie d'une impulsion laser en polarisation p et en incidence oblique. En revanche, à la différence de l'absorption résonnante, ce mécanisme ne fait pas appel à l'excitation d'une onde plasma.

A chaque première demi-période laser, celui-ci va extraire un paquet d'électrons de l'épaisseur de peau du plasma vers le vide. A la demi-période laser suivante, le champ s'inverse et les électrons sont réinjectés dans le plasma à la vitesse $v_l = 2v_\perp \sin \theta$ (où $v_\perp = eE_0/m_e\omega_0$) [48]. Le plasma étant surcritique, l'onde est évanescence et le paquet d'électrons peut conserver son énergie.

En tenant compte de la réflexion partielle du champ électrique sur le plasma et du caractère relativiste de la dynamique électronique, on peut exprimer le coefficient d'absorption dû à l'"Effet Brunel" [48] :

$$A_{eb} = \frac{1}{\pi a_0} f \left[(1 + f^2 a_0^2 \sin^2 \theta)^{1/2} - 1 \right] \frac{\sin \theta}{\cos \theta}$$

où $f = 1 + (1 - \eta)^{1/2}$ et $\eta = 4a_0 \sin^3 \theta / \pi \cos \theta$ correspondant au taux d'absorption dans le cas idéal décrit précédemment ($a_0 = v_\perp/c$).

2.2.5 Chauffage pondéromoteur ($\mathbf{J} \times \mathbf{B}$ Heating)

Le chauffage par effet pondéromoteur, mis en évidence pour la première fois par W. L. Kruer et al [57], peut être défini comme le mécanisme analogue au chauffage d'écrantage où la force motrice est la composante magnétique de la force de Lorentz.

Comme nous l'avons vu en introduction (paragraphe 2.1.1), lorsque l'interaction a lieu en régime relativiste, les électrons acquièrent des vitesses

proches de celle de la lumière et la composante $\mathbf{v} \times \mathbf{B}$ ne peut plus être négligée devant la composante électrique.

Une description classique du mouvement d'un électron libre dans un champ électrique $\mathbf{E} = E_0(x, t) \sin \omega_0 t \mathbf{u}_y$ conduit à l'expression suivante de la force pondéromotrice \mathbf{f}_p :

$$\mathbf{f}_p = -\frac{e^2}{4m_e \omega_0^2} \frac{\partial}{\partial x} [E_0^2(x, t) (1 - \cos 2\omega_0 t)] \mathbf{u}_x$$

qui dérive directement du terme magnétique de la force de Lorentz. Etant inversement proportionnelle à la masse de la particule considérée, son action sur les ions est négligeable. En revanche, nous verrons par la suite, qu'indirectement, elle peut être responsable d'un enfoncement de la cible.

On distingue dans cette expression une composante lente et une composante rapide. La première a pour effet de chasser les particules des zones de champ fort. Elle sera efficace sur une échelle temporelle de l'ordre de la durée de l'impulsion laser. A l'inverse, la composante oscillante est responsable de l'accélération de paquets d'électrons vers l'intérieur de la cible à chaque demi-période laser. Ce mécanisme étant relié à la vitesse d'oscillation que peut acquérir un électron dans un champ électrique, son effet sera d'autant plus important en incidence normale.

Cependant, cette description se restreint au cas non-relativiste. Pour une analyse plus correcte de ce mécanisme, il est nécessaire de se placer en régime relativiste en utilisant l'équation du mouvement correspondante. On peut montrer que l'équation du mouvement électronique devient alors :

$$\frac{\partial \mathbf{p}}{\partial t} = e \frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t} - m_e c^2 \nabla \gamma$$

où \mathbf{p} , \mathbf{A} et $\gamma = \sqrt{1 + (p^2/m_e^2 c^2)}$ représentent respectivement l'impulsion de l'électron, le potentiel vecteur et le facteur de Lorentz. L'expression de la force pondéromotrice est alors associée au terme $m_e c^2 \nabla \gamma$ [58].

2.2.6 Absorption par instabilités paramétriques

Ce dernier mécanisme de chauffage électronique se met généralement en place au sein du plasma sous-critique généré par le piédestal de l'impulsion laser.

La principale source dans ces conditions d'interaction est la diffusion Raman stimulée. Lorsque l'onde laser interagit avec ce plasma, elle donne lieu à une onde électromagnétique diffusée et une onde plasma électronique longitudinale. Les électrons piégés dans cette dernière vont être ainsi accélérés à des vitesses de l'ordre de la vitesse de phase de l'onde. Ce mécanisme particulièrement efficace dans des plasmas très peu denses ($n_e \simeq 10^{-2}n_c$) peut conduire à des énergies d'électrons de quelques MeV [4].

En interagissant avec un plasma sur-critique, une telle instabilité peut cependant se produire à des intensités très élevées via la transparence auto-induite [59], régime qui ne concerne pas les expériences présentées dans ce manuscrit puisque les intensités atteintes ne dépasseront pas 10^{19} W/cm².

2.3 Dynamique ionique

L'ensemble des mécanismes de chauffage électronique que nous avons relatés dans le paragraphe précédent mène donc à l'accélération d'une fraction des électrons de la cible. Suivant les conditions d'interaction, l'efficacité de certains de ces processus peut être considérée comme négligeable. Les conditions d'expérience (intensité laser, angle d'incidence, profil de densité initial de la cible ...) qui seront décrites par la suite, nous permettront de limiter notre étude au chauffage par écrantage, et au chauffage pondéromoteur.

Au cours de l'interaction, un plasma fortement hors équilibre se met donc en place très rapidement. La cible est le siège de divers processus liés à la coexistence de "deux" populations électroniques. En effet, de façon très schématique, on peut distinguer une population d'électrons "froids" (quelques dizaines d'électrons-volts) et très denses (proche de la densité du solide) issus de l'ionisation de la cible dans lesquels va évoluer une population d'électrons "chauds" (quelques MeV) [60] et moins denses ($n_e \sim 10^{-3} - 10^{-2} n_c$) (paragraphe 2.2).

A cause de leur importante inertie, les ions ne vont pas subir directement l'action du champ laser et leur accélération est liée à cette seconde population d'électrons très énergétiques. Les mécanismes qui se mettent alors en place sont de natures diverses.

Les travaux expérimentaux et théoriques effectués à ce jour permettent de construire une représentation relativement claire des mécanismes à l'origine de l'accélération d'ions en régime relativiste. Nous allons donc dans un

premier temps détailler les différentes étapes de ce processus en distinguant deux zones principales de la cible où se met en place l'accélération des ions. Par la suite, nous présenterons brièvement quelques modèles d'accélération suggérés dans la littérature et prévus par les codes numériques pour des intensités très élevées et prochainement accessibles à l'expérience ($I_0 > 10^{20}$ W/cm²).

2.3.1 Mécanismes d'accélération pour $I_0 \leq 10^{20}$ W/cm²

On peut distinguer deux populations ioniques énergétiques, que l'on discrimine par leur direction de propagation et la zone de la cible dont elles sont issues. Elles sont générées via des mécanismes semblables, toujours liés très étroitement à la dynamique électronique. Les expériences ont montré qu'elles présentent des caractéristiques sensiblement différentes.

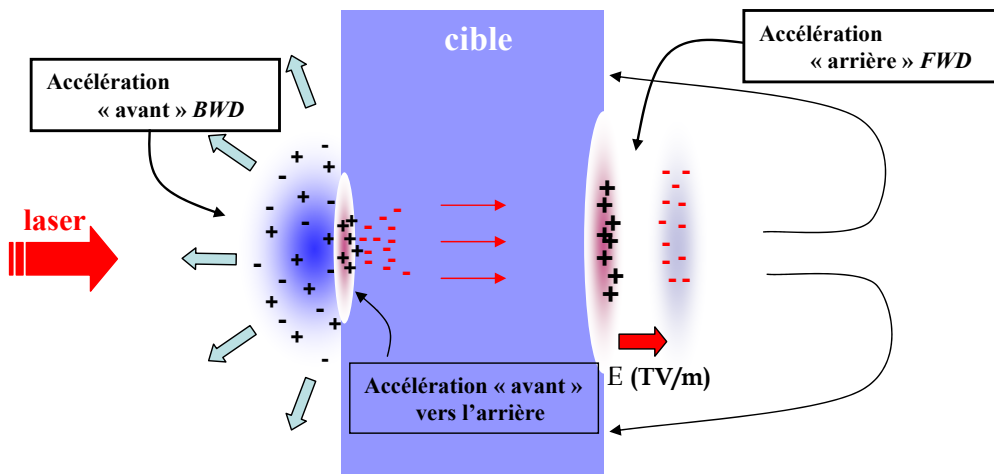


FIG. 2.3 – Représentation schématisée des mécanismes d'accélération d'ions par interaction laser-matière.

Pour des conditions classiques d'expérience ($I_0 \geq 10^{18}$ W/cm², $\tau_0 < \text{ps}$, contraste $\simeq 10^6$), les différents processus qui ont lieu lors de l'accélération sont schématisés sur la figure 2.3. Le laser issu de la gauche sur le schéma interagit avec la cible initialement à l'état solide. Le piedestal de ce laser génère un plasma en face avant¹, avant l'arrivée de l'impul-

¹Dans l'ensemble du manuscrit nous distinguerons la face avant et la face arrière de la cible comme respectivement la face irradiée par le laser et la face opposée au laser

sion principale (\sim ns). La population d'électrons "chauds", générés dès le début de l'interaction, va se répartir de part et d'autre de la cible (en face avant, celle-ci va s'expandre au sein même du préplasma). C'est cette population électronique qui va être à l'origine de l'accélération des ions.

Il faut remarquer que dès les premières observations expérimentales de ces faisceau d'ions, il a été montré que la quasi-totalité des ions détectés étaient issus de la couche d'impuretés (hydrocarbures et vapeur d'eau) recouvrant chaque face de la cible [61, 12, 10]. De plus, du fait du faible rapport masse sur charge des protons, ceux-ci sont préférentiellement accélérés par rapport aux ions plus lourds. Ainsi, pour accélérer efficacement les ions de la cible elle-même, il faut au préalable s'affranchir de ces contaminants (par chauffage résistif, ablation laser...).

Emission *FWD*

Historiquement, le mécanisme qui a suscité le plus d'intérêt de la part de la communauté concerne les ions issus de la face arrière (**FWD** : "Forward Direction") et est connu sous le nom de *TNSA* ("Target Normal Sheath Acceleration"). A ce jour, le modèle clairement exposé par Wilks et al [14] et suggéré par d'autres équipes [15, 16, 17] a été validé par de nombreuses expériences et décrit fidèlement l'interaction dans ce régime d'intensité. Il faut noter que ce mécanisme n'est finalement que l'extension relativiste du mécanisme d'expansion d'un plasma dans le vide.

On peut décomposer l'ensemble des processus en deux phases :

1. Phase isotherme

Au cours de la première phase, d'une durée typique de l'ordre de la durée de l'impulsion laser, on peut considérer les ions immobiles et la température des électrons constante.

Les électrons chauds produits en face avant par le laser vont se propager vers l'intérieur de la cible. En débouchant en face arrière, certains, très énergétiques, s'échappent mais la majorité sont rappelés par séparation de charge. Les ions évoluant sur une échelle de temps beaucoup plus longue que celle des électrons ($\omega_{pi}/\omega_{pe} = Z^*m_e/m_i \ll 1$), on peut aisément considérer qu'en moyenne, un nuage électronique va se former à une distance très courte de la surface de la cible, de l'ordre de la longueur de Debye des électrons chauds ($\lambda_{De} = \sqrt{\epsilon_0 k_B T_e / n_e e^2} \sim \mu\text{m}$). Ce nuage électronique

relativement dense ($n_e \sim 10^{-1} - 10^{-2}n_c$) induit un champ électrostatique E très intense ($\sim \text{TV/m}$) qui va ioniser la face arrière de la cible et être à l'origine de l'accélération des ions. D'après [14], on peut estimer ce champ électrostatique de la manière suivante :

$$E = \frac{k_B T_e}{e \lambda_{De}}$$

où T_e représente la température des électrons chauds.

2. Phase adiabatique

Durant la seconde phase de l'interaction les électrons vont céder leur énergie aux ions. Sa modélisation est donc proche de l'expansion adiabatique d'un plasma dans le vide [62, 63].

D'après les simulations effectuées avec les codes numériques que nous décrirons par la suite, cette phase s'étend sur une durée de l'ordre de quelques picosecondes suivant la durée de l'impulsion laser. Le champ électrostatique, moteur de l'accélération, va donc décroître progressivement jusqu'à ce que les ions et les électrons aient la même vitesse.

Par ce mécanisme de transfert d'énergie des électrons aux ions, les spectres des ions accélérés sont généralement de type maxwellien, interrompus par une énergie de coupure (ou "cut-off" en anglais). Celle-ci est donc reliée au maximum du champ électrostatique qui aura été établi entre le nuage électronique et la face arrière de la cible. En d'autres termes, l'énergie maximale E_{max} des ions est corrélée à la densité du nuage électronique et la distance à laquelle il se met en place (ici de l'ordre de la longueur de Debye). Différentes lois d'échelle et modèles ont été développés afin de reproduire les spectres expérimentaux et en particulier l'énergie maximale pour de larges gammes de paramètres d'interaction [64, 65, 62].

Ce processus d'accélération donne donc lieu à des faisceaux d'ions très énergétiques et émis perpendiculairement à la cible.

Bien que la présence d'ions énergétiques accélérés en face arrière de la cible ait été mise en évidence dès les premières expériences, leur origine a suscité de nombreux travaux afin d'identifier clairement la zone de la cible de laquelle ils sont émis [6, 66, 67]. En effet, en face avant, la composante lente de la force pondéromotrice est susceptible de provoquer un enfoncement des électrons à l'intérieur de la cible. De cette séparation de charges résulte

un autre champ électrostatique capable d'accélérer les ions présents dès le début de l'interaction sur la face avant de la cible et générés par le piédestal de l'impulsion. Une étude complète permettant de discriminer ces deux populations ioniques, toutes deux émises dans la direction de propagation du laser a été menée par Fuchs et al [68]. En conclusion de ce travail, il a été clairement démontré que ces faisceaux d'ions sont non seulement moins énergétiques que les ions issus de la face arrière mais aussi beaucoup plus divergents et peu laminaires pour une large gamme de paramètres laser², y compris dans nos conditions expérimentales. Par conséquent, dans la suite de ce manuscrit nous pourrions aisément attribuer une émission d'ions vers la face arrière au mécanisme de *TNSA* cité précédemment.

Enfin, au-delà d'un transfert d'énergie des électrons chauds aux ions, cette population électronique va aussi directement interagir avec le coeur de la cible au cours de son transport vers la face arrière. En effet, la propagation d'un tel faisceau de particules chargées va induire un courant d'électrons de neutralisation dans la direction opposée, appelé couramment courant de retour. Ce processus va donc tendre à mettre en mouvement, de façon ordonnée, les électrons "froids" de la cible et vérifiera : $n_e^c v_e^c \simeq n_e^h v_e^h$ (les symboles h et c distinguent ici respectivement la population d'électrons chauds et froids). De par la faible température et la haute densité de cette population électronique, celle-ci participera à l'ionisation de la cible, sa fréquence de collision étant non négligeable. Nous détaillerons ce calcul dans le chapitre 3.

Emission *BWD*

Le faisceau issu de la face avant (**BWD** : "Backward Direction") sur la figure 2.3 est généré par ce même mécanisme de *TNSA*, à la différence que l'expansion des électrons aura lieu dans une zone où préexiste un plasma en expansion, généré par le piédestal de l'impulsion. Dans ce cas, on doit s'attendre à une accélération sensiblement moins efficace puisque la surface est initialement perturbée. La longueur caractéristique sur laquelle va agir le champ électrostatique et dont on doit tenir compte pour estimer l'énergie maximale des ions n'est plus la longueur de Debye mais la longueur de gradient L_g (si $L_g > \lambda_{De}$) (soit $E = k_B T_e / e L_g$).

²Dans [68] cette prédominance des ions émis de la face arrière est démontrée pour les gammes d'intensité/durée d'impulsion suivantes : ($1 - 6 \times 10^{19}$ W/cm², 300 - 850 fs), (2×10^{18} W/cm², 300 - 850 fs), ($2 \times 10^{18} - 6 \times 10^{19}$ W/cm², 30 - 60 fs).

Différences attendues en régime de Ultra-Haut Contraste

La grande majorité des expériences menées par la communauté sur l'accélération des ions ont jusqu'aujourd'hui été effectuées dans des conditions "standards" de contraste temporel ($\sim 10^6$). Cependant, en contrôlant la durée de l'ASE grâce à des cellules de Pockels rapides [37] ou en réduisant son intensité grâce à un simple miroir plasma [69], des études ont mis en évidence l'influence du piédestal sur l'émission de protons en face arrière de la cible.

En effet, en s'affranchissant entièrement ou partiellement de la pré-impulsion, l'extension du gradient présent en face avant à l'arrivée du pic principal sera limitée, de sorte que l'on peut s'attendre à certains effets à chaque étape de l'accélération des ions :

Absorption de l'énergie laser :

Comme nous l'avons vu dans le paragraphe 2.2, l'efficacité des mécanismes de conversion de l'énergie laser en une population d'électrons chauds est fonction des paramètres de l'interaction (en particulier de l'intensité de l'impulsion et du profil de densité initial de la cible). Réduire la durée ou l'intensité du piédestal peut donc potentiellement altérer l'équilibre entre les divers processus de chauffage électronique et rendre certains mécanismes prépondérants. La dynamique ionique étant étroitement liée aux électrons chauds de la cible, une modification dans la génération de ces électrons ne peut qu'influencer l'accélération des ions.

Ionisation de la cible :

Dans un régime d'interaction "standard" du point de vue du contraste temporel, l'ionisation en face avant est principalement due au piédestal de l'impulsion. En s'affranchissant de cette première phase de l'interaction, on peut d'ores et déjà supposer que la génération des premiers électrons aura lieu dans la montée de l'impulsion principale. Ainsi, non seulement la population des électrons chauds de la cible sera altérée mais aussi celle des électrons froids. Leur influence sur l'ionisation de l'ensemble de la cible (face avant et arrière) par ionisation collisionnelle sera discutée dans le chapitre 3.

Transfert d'énergie des électrons aux ions FWD :

Lorsque le préplasma est généré par le piédestal de l'impulsion, il se

détend dans le vide, dans la direction opposée au laser. Cependant, via la propagation d'une onde de choc à l'intérieur de la cible, ou un chauffage radiatif, le coeur de la cible est chauffé de proche en proche et la détente peut atteindre la face arrière. Ainsi, si la cible est suffisamment mince, l'accélération en face arrière aura lieu au sein d'un gradient de densité, qui en fera chuter l'efficacité. Cette épaisseur critique sera fonction de la durée et de l'intensité du piédestal ainsi que de la nature de la cible. Au cours du chapitre 3, nous étudierons en détail la propagation de cette onde de choc et estimerons à l'aide de simulations hydrodynamiques (voir paragraphe 2.4) sa vitesse de propagation. Il apparaît donc que les caractéristiques du piédestal de l'impulsion sont un paramètre critique de l'accélération en face arrière.

Transfert d'énergie des électrons aux ions BWD :

En ce qui concerne l'émission en face avant, l'influence de la pré-impulsion est directe puisque l'accélération a lieu au sein de ce pré-plasma. On peut donc, en régime de Ultra-Haut Contraste, s'attendre à voir augmenter l'efficacité de ce mécanisme.

L'objectif de ce travail de thèse a donc été d'éclaircir chacun de ces points qui seront donc abordés tout au long du manuscrit.

2.3.2 Mécanismes d'accélération pour $I_0 > 10^{20}$ W/cm²

A des intensités supérieures à 10^{20} W/cm², les simulations montrent que d'autres mécanismes d'accélération peuvent apparaître, voire devenir prédominants, dans certaines conditions expérimentales. Etant donnée la montée en puissance des lasers, un travail théorique dans ces nouveaux régimes d'intensité est nécessaire afin de dimensionner les expériences dédiées aux futures installations. Nous allons donc ici aborder brièvement quelques exemples prévus par les codes numériques.

A ces intensités laser, un mécanisme mis en évidence par Denavit et al [70] puis Silva et al [18] d'accélération d'ions par chocs électrostatiques non-collisionnels entre en compétition avec le *TNSA*. D'après cette étude, un éclairage laser supérieur à 10^{22} W/cm² serait nécessaire pour rendre ce processus efficace. Par ailleurs, une étude détaillée [71] prenant en compte une large gamme de paramètres montre que, pour des intensités supérieures à 10^{21} W/cm², les énergies de protons issus de la face avant accélérés par choc sont toujours supérieures à ceux issus de la face arrière. Cependant, bien que ce mécanisme semble efficace dans ces régimes d'intensité, la faible

qualité des faisceaux ainsi produits pourrait limiter leur utilisation dans certaines applications. De plus, l'ensemble de ces études numériques ont été effectuées à des densités peu réalistes ($\sim 10 n_c$), paramètre critique de la propagation du choc à l'intérieur de la cible.

Un second mécanisme exploré dans [71] pour des intensités très élevées est celui du régime de transparence induite. En effet, comme nous l'avons vu dans le paragraphe 2.1.2, lorsque l'intensité laser est suffisante, la fréquence plasma électronique diminue par augmentation relativiste de la masse des électrons. L'impulsion peut alors se propager à l'intérieur de la cible au-delà de la densité critique classique et, pour une cible suffisamment fine chauffer les électrons de la cible de façon volumique. On s'attend alors à une augmentation très nette de l'efficacité d'accélération des ions. Atteindre ce type de régime d'interaction expérimentalement nécessite non seulement des intensités très élevées mais aussi un contraste laser suffisant afin de prévenir toute détente de la cible avant l'arrivée de l'impulsion principale.

On peut aussi mentionner parmi les mécanismes d'accélération à intensité élevée celui du "Break-out afterburner". En effet, dans [20], la génération d'ions carbone à des énergies de 2 GeV est observée grâce à des simulations faisant intervenir une impulsion laser de 10^{21} W/cm² et une cible de 30 nm d'épaisseur. Dans ces conditions, l'ensemble des électrons du plasma est chauffé à de hautes températures. La cible devient ainsi transparente au laser et via son interaction avec les électrons chauds, le champ électrique issu initialement du TNSA est accru par celui du laser. Ainsi, un taux de conversion de 4% est atteint entre l'énergie du laser et celle des ions.

Enfin, plusieurs études [19, 72, 73, 35] ont montré qu'en irradiant une cible avec une impulsion laser en polarisation circulaire et en incidence normale, l'effet de la pression de radiation du laser domine le mécanisme d'accélération du TNSA (mécanisme voisin de l'accélération par chocs électrostatiques). Ainsi, avec un taux de conversion de l'énergie laser en faisceaux d'ions énergétiques supérieur à 10% il devient alors possible de générer des faisceaux quasi monoénergétiques. Expérimentalement, ce régime d'accélération n'a pas encore été observé, celui-ci nécessitant aussi une impulsion à haut contraste temporel à des intensités supérieures à 10^{20} W/cm² sans quoi la pression de radiation n'est pas suffisamment efficace pour atteindre des énergies d'ions intéressantes. A des intensités plus faibles, ce mécanisme est cependant probablement observable, mais aucune expérience n'a encore été effectuée.

2.4 Modélisation numérique des plasmas générés par laser

Comme nous l'avons vu dans cette synthèse, les plasmas générés par laser sont le siège de nombreux mécanismes évoluant à des échelles de temps différentes. Selon les paramètres de l'interaction certains d'entre eux deviennent prépondérants. Les modèles théoriques reposent alors sur des approximations physiques impliquant des domaines de validité relatifs à l'intensité laser, la durée de l'impulsion ou encore la nature de la cible limités. Le recours à la simulation numérique directe apparaît nécessaire pour combler l'écart entre ces modèles théoriques et l'expérience. Bien que cet outil soit parfois coûteux en termes de temps de calcul, il permet d'accéder à des résultats quantitatifs difficilement prévisibles par la théorie.

L'étude présentée dans ce manuscrit s'est appuyée sur des résultats issus de simulations numériques. Nous allons donc brièvement exposer le principe et les particularités des codes que nous avons utilisés.

Au cours de ma thèse, deux types de codes ont été mis à ma disposition. Ils permettent chacun de traiter la physique de l'interaction laser-matière dans des régimes d'énergie différents. Le premier d'entre eux est un code hydrodynamique qui fonctionne à bas flux alors que le second est un code cinétique adapté aux intensités laser importantes ($I_0 > 10^{18}$ W/cm²).

2.4.1 Code hydrodynamique ESTHER

Le code ESTHER (**E**ffet**S** Thermo-mécaniques et **H**ydrodynamiques **E**ngendrés par un **R**ayonnement), développé au sein du CEA-DAM Ile de France par P. Combis, est un code lagrangien mono-dimensionnel capable de traiter l'interaction entre un rayonnement (laser, X, particules...) et un empilement de matériaux de la phase solide à la phase plasma en symétrie plane, axiale ou centrale.

Il modélise l'ablation et l'expansion hydrodynamique d'un matériau en incluant les processus suivants : ionisation, conduction thermique, transfert radiatif, dépôt d'énergie laser par résolution de l'équation d'Helmholtz... Cette description de l'évolution de la matière nécessite d'importantes bases de données associées au code pour : le calcul des opacités et des émissivités spectrales et indices optiques, les équations d'état, les conductivités thermiques, les coefficients de transport en plasma dense, les fréquences de

collision et d'ionisation.

Dans un tel code hydrodynamique, le matériau est modélisé à l'aide d'un maillage où chaque maille est caractérisée par des paramètres macroscopiques (densité, température, vitesse...). Il s'agit alors d'une description fluide de la matière limitant le code à la description de l'interaction laser-matière pour des intensités inférieures à 10^{15} W/cm². Par conséquent, nous ferons appel à ce code pour simuler l'expansion du préplasma dû au piédestal de l'impulsion laser ou à une impulsion annexe employée à cet effet dans le cadre d'une expérience du type pompe-sonde (voir chapitre 4).

2.4.2 Codes particulières

Lorsque l'on atteint des régimes d'interaction approchant le domaine relativiste ($I_0 \sim 10^{18}$ W/cm²), des phénomènes cinétiques apparaissent et une description fluide devient incorrecte. Un code particulaire (ou PIC pour "Particle-In-Cell") résolvant les équations couplées de Vlasov-Maxwell est bien plus adapté à la description de tels systèmes.

La grande majorité des résultats numériques présentés dans cette étude a été obtenue à partir d'une telle modélisation cinétique de l'interaction et est issue de deux codes complémentaires.

Code PIC CALDER

Nous avons eu accès au code multi-dimensionnel PIC CALDER [74] développé au sein du CEA-DAM Ile de France. Ce code parallélisé nous a permis de mener à bien un grand nombre de simulations bi-dimensionnelles afin de reproduire et interpréter nos résultats expérimentaux. Au cours de ma thèse, différentes améliorations ont été apportées amenant à des résultats de plus en plus précis.

La première modification majeure concerne le traitement de l'assignation des charges sur les noeuds du maillage et l'interpolation des champs. En effet, dans la méthode PIC, l'espace dans lequel circulent les particules est discrétisé en mailles. En chacun des noeuds de ce maillage sont calculés les champs \mathbf{E} et \mathbf{B} en y projetant les densités de charges et de courant ρ et \mathbf{j} . L'étape suivante consiste à évaluer les forces induites par ces champs sur chaque particule afin de calculer leurs nouvelles positions à l'itération suivante. Un schéma d'assignation et d'interpolation est donc nécessaire pour assigner une particule donnée sur les noeuds avoisinant sa position et

à l'inverse calculer le champ vu par une particule à une position donnée. A l'ordre 0, la particule est assignée au noeud le plus proche. L'ordre 1 fait intervenir (en 1D) les deux noeuds les plus proches pondérés en fonction de leur distance à la particule suivant une fonction triangle. L'ordre 2 étend l'assignation à trois noeuds et le poids est estimé grâce à une fonction quadratique et ainsi de suite. L'interpolation des champs suit la même méthodologie.

Le choix de l'ordre d'interpolation a une incidence importante sur le calcul puisque plus l'ordre d'interpolation est important plus le chauffage numérique³ sera limité. Certains des résultats présentés dans le manuscrit ont été obtenus à l'ordre 1, l'implémentation de l'ordre 2 ayant été effectuée relativement récemment. Principalement, ceci nous a permis de confirmer les résultats obtenus à l'ordre 1.

Par ailleurs, la possibilité de prendre en compte l'ionisation par champ dans le code CALDER est en cours d'implémentation. L'interprétation de l'expérience du type pompe-sonde qui sera présentée dans le chapitre 4 nécessitant de lever l'hypothèse d'une cible initialement entièrement ionisée pourra donc prochainement être menée à bien.

D'autre part, nous présenterons dans le chapitre 4 des résultats obtenus avec le code CALDER dans sa version 1D hybride isotherme. En effet, une version monodimensionnelle permettant de modéliser les ions du plasma de manière particulière et les électrons comme un fluide, bien moins coûteuse en termes de temps de calcul, est disponible. Dans ce cas, on considère les électrons répartis suivant une distribution de Boltzmann ($n_e = n_{e0} \exp(e\Phi/k_B T_e)$ où n_{e0} représente la densité électronique initiale et Φ le potentiel électrostatique) de température constante T_e .

Cette modélisation, similaire à celle développée dans [65], est particulièrement utile lorsque l'on veut s'affranchir de l'étape d'interaction de l'impulsion laser avec la cible. Ainsi, en initialisant la population électronique à une température égale à celle des électrons chauds, on limite l'étude à celle de l'expansion d'un plasma dans le vide.

³On entend par chauffage numérique l'énergie cinétique acquise par les particules n'étant pas issue d'un mécanisme physique en conséquence de quoi l'énergie du système n'est plus conservée.

Code PIC LPIC++

Grâce à une collaboration avec le Pr. J. Limpouch et le Dr. O. Klimo (Faculty of Nuclear Sciences and Physical Engineering, Czech Technical University in Prague, Czech Republic), nous avons pu aussi comparer nos résultats au code multi-dimensionnel LPIC++, développé par le laboratoire *Max-Planck Institute für Quantenoptik* [75]. Ce code nous a permis d'enrichir l'interprétation de nos résultats expérimentaux de façon complémentaire au code CALDER.

En effet, à la différence du code LPIC++, le code CALDER ne tient pas compte de l'ionisation (par champ et collisionnelle⁴) sans pour autant fausser les résultats⁵. Cependant, l'étude d'un régime d'interaction de ultra-haut contraste relativement nouveau et peu connu peut nécessiter de mettre en défaut certaines hypothèses avant d'en affirmer leur validité. De plus, une ionisation de la cible inhomogène ou plus ou moins efficace peut entraîner des effets non négligeables sur l'accélération des ions [76, 77] via un état de charge plus ou moins élevé ou, dans un cas multi-espèces, la présence plus ou moins importante d'ions carbone. Par ailleurs, on peut aussi imaginer qu'en incluant les processus d'ionisation dans la simulation de l'interaction, le transport du faisceau d'électrons chauds dans la cible sera décrit bien plus fidèlement, en particulier dans le cas de cibles diélectriques. Nous avons donc entamé une étude destinée à estimer l'influence de l'ionisation collisionnelle dans nos conditions expérimentales.

2.5 Conclusion préliminaire

L'ensemble de ce chapitre nous a donc permis de construire une vision globale des principaux processus engendrés par l'interaction d'une impulsion laser ultra-intense et ultra-courte avec une cible solide. Ces processus sont nombreux et ne peuvent être traités séparément. Il existe toujours une corrélation entre eux de sorte que l'interprétation de résultats expérimentaux nécessite une vue d'ensemble de l'historique de l'interaction. Cependant, nous reviendrons au cours du manuscrit sur certains aspects théoriques que nous approfondirons afin d'apporter une réponse claire aux questions qui

⁴Le code LPIC++ tient compte de l'ionisation collisionnelle en utilisant une modélisation Monte Carlo des collisions binaires.

⁵Notamment, comme nous l'avons vu dans le paragraphe 2.2 les plasmas considérés ici peuvent être a priori considérés comme non-collisionnels. Cette hypothèse sera confirmée dans le paragraphe 3.2.6.

seront suscitées.

De plus, les lasers capables de générer des impulsions à haut contraste temporel ont vu le jour seulement récemment. La physique de l'interaction à gradient raide est donc mal connue, surtout d'un point de vue expérimental principalement. Nous allons donc au cours de ce manuscrit explorer ce régime d'interaction de la façon la plus détaillée et systématique possible.

Chapitre 3

Accélération d'ions par interaction laser-feuille mince

Grâce aux conditions expérimentales optimales et particulièrement bien contrôlées dues à l'installation d'un double miroir plasma sur la chaîne laser UHI10, nous avons pu mener à bien une étude approfondie du régime d'accélération d'ions sur feuille mince en conditions de ultra-haut contraste laser. Nous présenterons dans ce chapitre l'ensemble de nos résultats expérimentaux permettant de construire une représentation claire de l'interaction. Dans un premier temps nous axerons notre étude sur l'influence d'un paramètre clé de l'interaction sur l'accélération des ions : l'épaisseur de la cible. Au delà d'une augmentation significative et potentiellement très intéressante pour de nombreuses applications de l'énergie et du nombre des ions accélérés, nous analyserons les mécanismes à l'origine d'une telle tendance. Au terme de cette discussion, une caractérisation complète (spectrale et spatiale) de ces sources de particules générées en régime de ultra-haut contraste laser sera détaillée. Par la suite, nous explorerons deux aspects de l'interaction laser-feuille mince permettant d'approfondir notre compréhension de ce régime d'accélération. Nous reviendrons d'abord sur les mécanismes de chauffage électronique. Nous avons expérimentalement clairement établi quel mécanisme de transfert de l'énergie laser est efficace dans nos conditions expérimentales. Puis, nous élargirons notre étude à l'ensemble des familles ioniques accélérées en nous penchant sur les mécanismes d'ionisation de la cible afin d'expliquer la génération des ions plus lourds et en particulier des ions carbone.

3.1 Dispositif expérimental

Le montage expérimental et les diagnostics que nous allons décrire dans ce paragraphe sont communs à l'ensemble de la campagne expérimentale.

3.1.1 Montage et caractéristiques laser

Nous avons effectué nos expériences sur l'installation laser UHI10 du SPAM. Basé sur la technique CPA, ce laser Ti :Saphir délivre une impulsion de 650 mJ sur une durée de 65 fs (FWHM) à un taux de répétition de 10 Hz ($\lambda_0 = 790$ nm). Cette impulsion est précédée d'un piédestal d'une durée de 1.2 ns dont le contraste C atteint 10^6 . L'impulsion est focalisée grâce à une parabole hors axe de focale 300 mm sur une tache focale de 8 μm (FWHM).

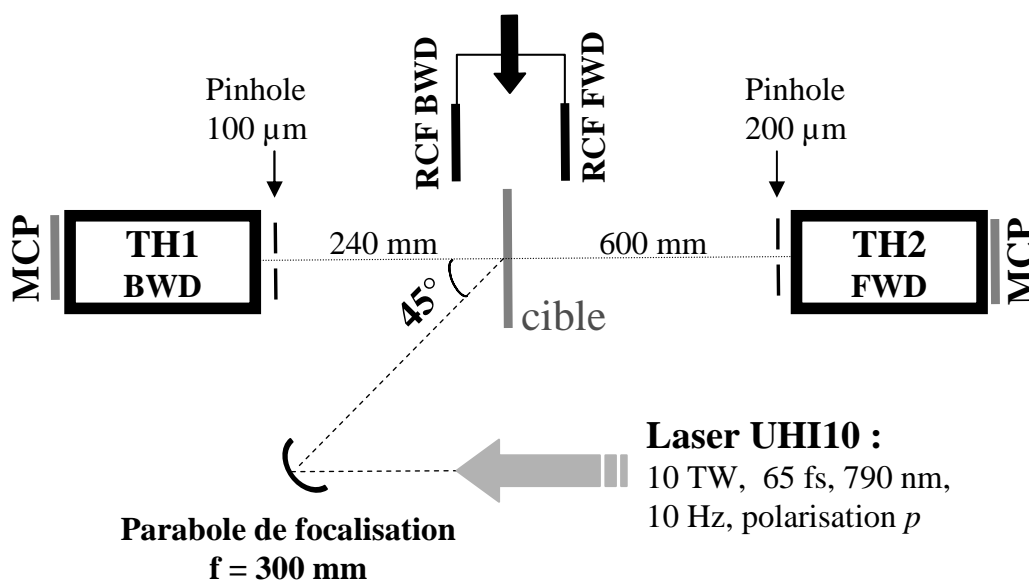


FIG. 3.1 – Dispositif expérimental. Sur la figure les différents éléments sont symbolisés par : FWD = face arrière ; BWD = face avant ; TH = Parabole de Thomson ; MCP = Galettes de microcanaux ; RCF = Film Radiochromique.

Nous avons décrit dans le chapitre 1 un dispositif permettant aisément d'insérer un double miroir plasma sur le chemin optique du laser.

Ainsi, grâce à ce dispositif, deux configurations sont alors disponibles :

- "Bas Contraste" **BC** : $I_0 = 0.8 - 1 \times 10^{19}$ W/cm², $C = 10^6$

- "Ultra-Haut Contraste" **UHC** : $I_0 = 4 - 5 \times 10^{18} \text{ W/cm}^2$, $C = 10^{10}$

L'impulsion laser est focalisée à 45° sur une feuille d'aluminium ou de Mylar d'une épaisseur allant de 80 nm à 105 μm en polarisation p .

Dans le paragraphe 3.3, nous présenterons des résultats sur l'influence de la polarisation du laser sur l'accélération ionique. Pour ce faire, nous avons placé une lame demi-onde sur le trajet du faisceau (avant la dernière optique de focalisation) que nous avons fait tourner continûment pour passer de la polarisation p à s .

Il faut noter que cette lame avait un diamètre 40 mm alors que le diamètre du faisceau est de 60 mm (FWHM). Les résultats présentés dans ce paragraphe ont donc été obtenus à une intensité laser inférieure au cas précédent et les deux configurations correspondront alors aux paramètres suivants :

- "Bas Contraste" **BC** : $I_0 = 5 \times 10^{18} \text{ W/cm}^2$, $C = 10^6$
- "Ultra-Haut Contraste" **UHC** : $I_0 = 1.5 \times 10^{18} \text{ W/cm}^2$, $C = 10^{10}$

La cible est déposée sur un support percé de 64 trous de 2 mm de diamètre pouvant être translaté après chaque tir, sans avoir à ouvrir l'enceinte expérimentale et donc éviter une remise à l'air. Cela nous a permis à la fois d'obtenir une statistique importante et de procéder à une étude paramétrique précise. De plus, le diamètre des trous a été choisi suffisamment grand pour s'affranchir de toute perturbation de l'interaction due à une cible limitée latéralement.

3.1.2 Détection d'ions

Les faisceaux d'ions émis en face avant (BWD) et face arrière (FWD) sont détectés dans la direction normale au plan de la cible par deux diagnostics distincts.

Paraboles de Thomson

Deux Paraboles de Thomson, représentées sur la figure 3.1 par TH1 BWD et TH2 FWD , précédées d'un trou de filtrage de 100 et 200 μm de diamètre respectivement (afin de limiter l'angle solide de détection et donc de distinguer les paraboles les unes des autres), sont placées respectivement à 240 et 600 mm de la cible.

Grâce à un jeu d'aimants (BWD : $B = 1500$ Gauss; FWD : $B = 2685$ Gauss) et de plaques électriques ($E = 4000$ V), elles permettent de dévier les ions, dont chaque famille ionique, d'un rapport masse sur charge donné, décrira une parabole.

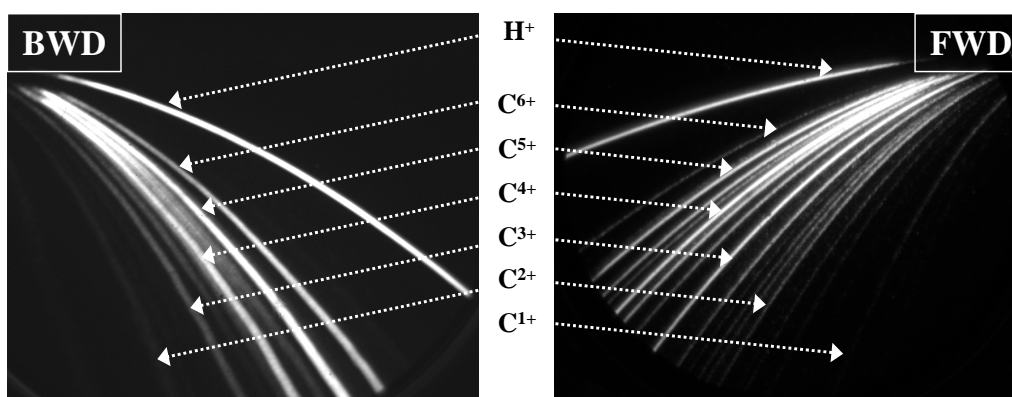


FIG. 3.2 – Images des Paraboles de Thomson BWD et FWD obtenues par interaction entre l'impulsion laser UHI10 en configuration UHC et une cible de Mylar de 200 nm d'épaisseur. Les familles intermédiaires sont à associer à d'autres familles ioniques et en particulier à de l'oxygène et de l'azote.

Sur chacune de ces Paraboles de Thomson sont installées des galettes de microcanaux (MCP sur le graphique) couplées à un écran phosphore.

Sur la figure 3.2, deux images caractéristiques des paraboles que nous avons obtenues sont présentées pour une cible de Mylar de 200 nm d'épaisseur et dans la configuration UHC. On y distingue différentes familles ioniques (en particulier des protons et l'ensemble des états chargés du carbone) correspondant chacune à une parabole. L'analyse de ces images a été effectuée à partir d'un programme que nous avons développé et dont une brève description sera reportée dans l'annexe B.

Etant donné les dimensions indiquées sur la figure 3.1, les angles solides accessibles pour chacune d'elle sont 1.36×10^{-7} sr (BWD) et 8.72×10^{-8} sr (FWD) et notre montage nous a permis de détecter des énergies minimales de 110 (BWD) et 350 keV (FWD) pour les protons¹.

¹Les énergies minimales accessibles pour les protons et les ions carbone (C^{1+} ; C^{2+} ; C^{3+} ; C^{4+} ; C^{5+} ; C^{6+}) sont respectivement les suivantes : $BWD = (110; 35; 95; 170; 250; 330; 410)$ keV et $FWD = (350; 65; 170; 355; 540; 800; 1100)$ keV.

Grâce à ce système de détection, synchronisé au déclenchement du tir laser, nous avons donc pu accéder tir à tir aux spectres en énergie de chaque famille ionique émise perpendiculairement à la cible et dans un faible angle solide.

Calibration

Par ailleurs, afin de remonter au nombre d'ions accélérés, nous avons effectué une expérience de calibration des galettes de microcanaux au cours d'une campagne sur l'accélérateur Tandem d'Orsay (Institut de Physique Nucléaire).

En effet, l'efficacité de détection des galettes de microcanaux pour les ions a fait l'objet de différents travaux [78, 79, 34] dont la majorité ont été effectués sur des gammes d'énergies de l'ordre du keV. Comme nous le verrons par la suite, nous avons pu atteindre, pour les protons accélérés par laser, une énergie maximale d'environ 6 MeV. La réponse du détecteur est donc difficilement prévisible et une calibration complète s'impose.

Nous avons donc soumis un jeu de MCP couplées à un écran phosphore à un faisceau de protons et d'ions carbone (C^{3+} , C^{4+} , C^{5+}) de différentes énergies : (5, 10, 20 MeV) pour les protons et (5, 10, 20, 30, 40 MeV) pour les carbonés. Le flux de particules en sortie d'accélérateur était mesuré par une diode afin de pouvoir remonter à la réponse de notre détecteur en fonction de l'énergie pour ces deux familles de particules.

La figure 3.3 illustre la réponse du détecteur en fonction du flux de particules pour différentes énergies incidentes.

Comme nous pouvons le remarquer, pour cette gamme de flux de particules la réponse du détecteur est relativement linéaire, hormis pour les protons d'une énergie de 5 MeV. De plus, la réponse du détecteur dépend de façon importante de l'énergie incidente de la particule et de sa masse. L'ensemble des spectres obtenus sur la parabole de Thomson doit donc être corrigé.

Cependant, des énergies inférieures à 5 MeV n'étaient pas disponibles sur l'accélérateur. Pour extrapoler ces courbes, nous avons dû construire un modèle capable de reproduire nos résultats afin d'étendre le domaine de validité à des énergies plus faibles (de l'ordre du MeV) proches de celles que nous avons mesurées expérimentalement. Au jour d'aujourd'hui, ce travail succinctement décrit dans l'annexe B est en cours. Le flux de particules maximal

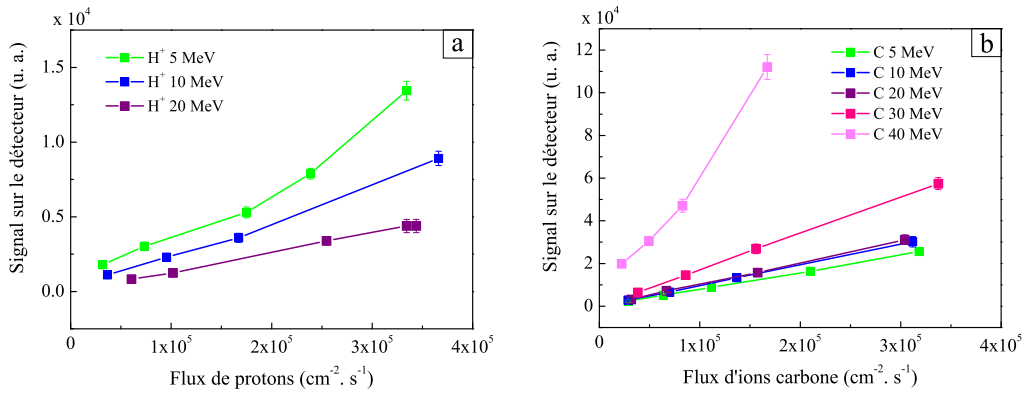


FIG. 3.3 – Résultats de l'expérience de calibration : signal sur les galettes microcanaux en fonction du flux de particules pour différentes énergies de protons (a.) et d'ions carbone (b.). Sur la figure b., tous les états chargés sont confondus puisque aucune influence de la charge de la particule n'a été observée.

était quant à lui environ un ordre de grandeur plus faible que celui auquel nous avons soumis nos détecteurs durant les expériences décrites par la suite.

Par conséquent, l'ensemble des données qui seront présentées dans le manuscrit concernant le nombre de particules et la température des distributions ioniques ne tiendra pas compte de cette correction à apporter ultérieurement. Nous pourrions cependant déduire des résultats une tendance globale.

Spectromètre à films radiochromiques

Le spectromètre à protons (RCF *BWD* et RCF *FWD* sur la figure 3.1) que nous avons mis en place utilise des films radiochromiques du type HD810 [80]. Ce détecteur contient une couche active de $6.5 \mu\text{m}$ d'épaisseur soutenue par une épaisse feuille de polyester ($97 \mu\text{m}$) (voir figure 3.5).

Soumise à un flux de particules, cette couche active devient bleue lorsque qu'un ion y dépose son énergie. Il faut noter par ailleurs que ces films sont sensibles aux rayonnements avec un maximum d'absorption entre 615 et 675 nm. Ils doivent donc être protégés par une feuille d'aluminium pour ne pas être exposés au laser et aux rayonnements issus de l'interaction en elle-même (émission propre du plasma).

En exploitant le profil du pouvoir d'arrêt des ions dans la matière,

représenté sur la figure 3.4, ce détecteur permet à nouveau de mesurer les spectres des particules accélérées. L'équation de Bethe et Bloch permet de calculer la perte d'énergie linéique d'un ion dans un solide [81]. La figure 3.4 représente le profil du pouvoir d'arrêt d'un proton dans une cible de Mylar pour différentes énergies initiales (0.5 ; 1 ; 1.5 ; 2 MeV). On remarque que la perte d'énergie linéique est relativement localisée en fin de parcours (Pic de Bragg). Ainsi, soumis à un faisceau de protons, un film radiochromique va détecter une tranche d'énergie bien définie de la distribution spectrale.

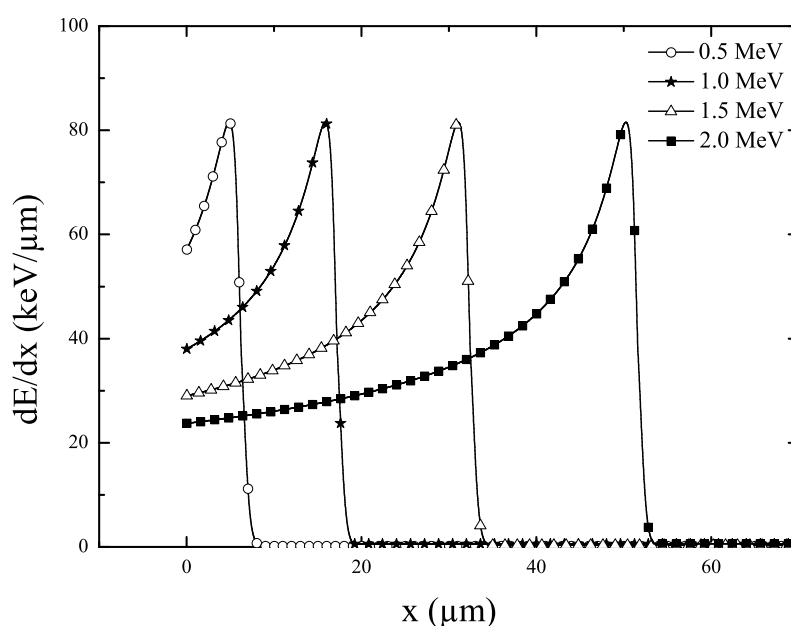


FIG. 3.4 – Profil du pouvoir d'arrêt d'un proton incident sur une cible de Mylar ($\rho = 1.397 \text{ g/cm}^3$) (Pic de Bragg).

Généralement [66, 82, 83], pour détecter l'ensemble de la distribution on utilise un empilement de films radiochromiques de sorte que plus les ions sont énergétiques, plus ils traverseront un grand nombre de films. Chaque film est alors représentatif d'une bande d'énergie donnée. Cependant, les énergies de protons prévues à partir des paramètres de notre installation laser, se situent aux alentours de quelques MeV. Pour de telles énergies, les protons ne pourraient même pas dépasser le deuxième film. Il nous a donc fallu procéder différemment.

Le spectromètre à protons que nous avons utilisé est schématisé sur la figure 3.5. Chaque film radiochromique (1 ; 2 ; 3 ; 4) est précédé d'une

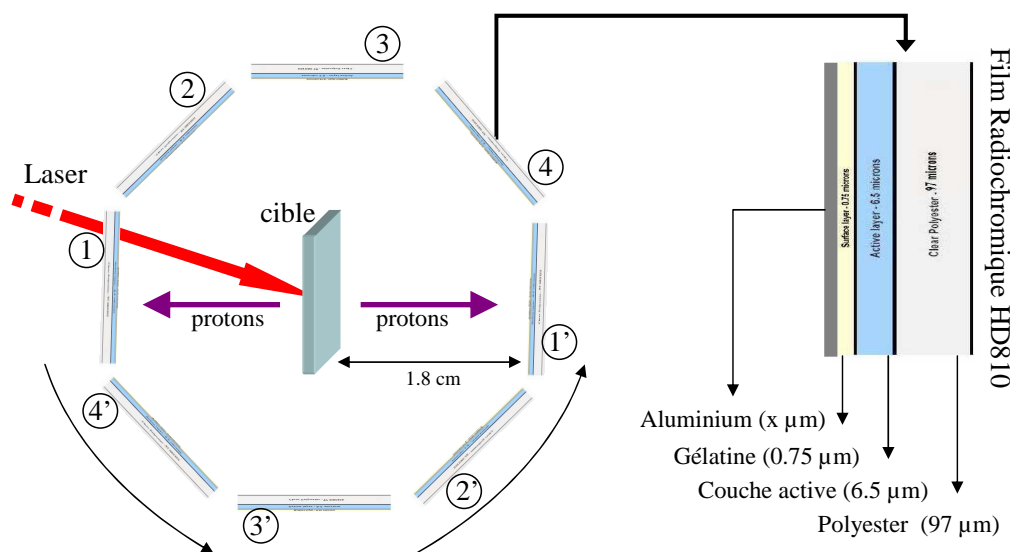


FIG. 3.5 – Représentation schématique du spectromètre à protons. A base de films radiochromiques (HD810), il permet de détecter la distribution spatiale en énergie de protons d'une énergie allant de 0.46 à 1.9 MeV. Chaque film est recouvert d'une feuille d'aluminium d'une épaisseur x choisie. Les films (1 ; 2 ; 3 ; 4) sont destinés à la face avant et les films (1' ; 2' ; 3' ; 4') à la face arrière. Par souci de clarté, seuls 8 films sont représentés ici alors que nous avons disposé deux jeux de 12 films dans l'expérience.

feuille d'aluminium d'une épaisseur différente allant de 0.8 à 40 μm afin de sélectionner une tranche d'énergie dans la distribution des protons. On peut ainsi accéder à des énergies de 0.46 à 1.9 MeV. Grâce à un système rotatif motorisé, on soumet au faisceau de protons un nouveau film après chaque tir. Symétriquement nous avons disposé un autre jeu de films (1' ; 2' ; 3' ; 4') pour détecter les protons émis de la face opposée de la cible. De cette manière, les protons, d'une énergie donnée, accélérés de la face avant et de la face arrière, sont détectés sur un même tir. Bien que sur la figure 3.5, seuls 6 films sont schématisés, dans l'expérience, 12 films, correspondant chacun à une épaisseur d'aluminium (0.8, 9, 18, 25, 32 et 40 μm), ont été utilisés pour chaque coté de la cible de sorte que l'on puisse reconstruire le spectre avec une résolution en énergie suffisante.

Grâce à un algorithme, détaillé dans l'annexe B, capable de calculer le dépôt d'énergie d'un faisceau de protons dans chaque film radiochromique, nous avons pu reconstruire les spectres expérimentaux émis en face avant et

face arrière de la cible. Cependant, cette méthode nécessite une excellente reproductibilité puisque le spectre est ici reconstruit sur six différents tirs. Nous verrons que dans des conditions de ultra-haut contraste, les fluctuations tir à tir sont négligeables et que cette méthode est donc satisfaisante.

Hormis les protons, ces films sont aussi susceptibles de détecter d'autres ions. Les résultats publiés dans la littérature [67] montrent que dans des conditions expérimentales similaires, des ions plus lourds sont accélérés (carbone, oxygène, azote ...) mais leur flux est négligeable devant celui des protons. Nos résultats montrent que cette approximation ne s'applique pas à nos conditions expérimentales. Nous avons donc dû a posteriori nous assurer que ce spectromètre était capable de sélectionner uniquement le flux de protons, sans quoi les résultats obtenus n'auraient pu être exploités. En effet, d'après [84], la divergence d'un faisceau de particules issu de l'interaction laser-matière est fonction de son rapport masse sur charge. Aucune information sur la divergence des faisceaux n'aurait donc pu être extraite des résultats de films radiochromiques. De plus, le pouvoir d'arrêt est aussi fonction de la masse de la particule. Déconvoluer le signal détecté sur les RCF aurait donc nécessité d'importantes hypothèses (le pourcentage de chaque famille ionique par exemple) et aurait rendu l'analyse très complexe.

Dans la suite, les données expérimentales issues du spectromètre atteignant les énergies les plus grandes concernent une cible de Mylar de 800 nm d'épaisseur dans la configuration UHC. Dans ces conditions, nous verrons que l'énergie maximale des ions carbone avoisine une dizaine de MeV. Seul le premier film est alors susceptible d'avoir été soumis à d'autres ions que les protons puisque 9 μm sont suffisants pour arrêter un ion carbone de 10 MeV [85].

Cette méthode de détection présente un avantage majeur. En effet, contrairement aux paraboles de Thomson, la totalité du faisceau de particules est détectée. On peut ainsi en caractériser la distribution spatiale. De plus, via une analyse relativement simple des résultats, elle fournit une mesure absolue du spectre des protons (voir Annexe B). En revanche, elle ne peut être utilisée qu'en monocoup et s'avère donc peu adéquate pour une étude systématique nécessitant une importante statistique.

3.2 Influence de l'épaisseur de la cible et symétrie d'accélération

3.2.1 Introduction

Ce paragraphe fait état des résultats expérimentaux que nous avons obtenus concernant l'influence de l'épaisseur de la cible sur l'accélération des protons dans deux configurations du laser BC et UHC.

Après avoir introduit le sujet en dressant un aperçu historique des résultats obtenus par la communauté dans ce domaine, nous présenterons nos résultats suivant deux volets. Dans un premier temps, nous focaliserons notre étude sur les faisceaux de protons émis en face arrière de la cible (*FWD*) puisque, comme nous l'avons mentionné précédemment, ces faisceaux ont fait l'objet d'études beaucoup plus nombreuses. Par la suite, nous mettrons en évidence une symétrie de l'accélération dans ces conditions expérimentales en présentant une caractérisation détaillée des sources de protons *FWD* et *BWD*. L'ensemble de ces résultats sera interprété avec l'appui de simulations numériques.

Comme nous l'avons vu au paragraphe 2.3, les ions émis dans ce régime d'interaction relativiste sont généralement distribués suivant un spectre maxwellien brutalement interrompu par un "cut-off" à une énergie maximale E_{max} . Cette dernière est représentative de la dynamique de l'accélération, étant directement reliée à la densité et la température électronique [65]. L'étude que nous présentons ici sera donc articulée autour de cette mesure-clé. Par ailleurs, nous reporterons aussi l'évolution du nombre de protons et de la température de leur distribution qui fournit des informations essentielles pour étudier l'utilité de ces sources dans certaines applications.

Etat de l'art

Nous avons vu qu'il est possible de générer des faisceaux de particules très énergétiques, faiblement divergents, laminaires et de faible émittance. Cependant, l'un des principaux objectifs à atteindre pour rendre ces sources véritablement adaptées à certaines applications, comme par exemple la protonthérapie, est d'optimiser l'interaction afin d'augmenter l'énergie des ions accélérés.

La première approche possible consiste à tirer parti de l'évolution technologique des lasers de puissance. En effet, grâce aux progrès dans

ce domaine de recherche, on atteint aujourd'hui des intensités sur cible dépassant le seuil de 10^{20} W/cm². On peut donc espérer grâce à ces nouvelles installations augmenter l'énergie des particules. Cette approche peut-être couplée à d'autres méthodes permettant d'optimiser le processus d'accélération en augmentant leur efficacité. Elle constitue donc une voie particulièrement attractive et prometteuse.

Dès les premières expériences de génération de particules rapides, plusieurs études expérimentales et théoriques, ont montré qu'en diminuant l'épaisseur de la cible, l'efficacité de l'accélération des ions en face arrière est accrue. Comme nous allons le voir, l'utilisation de cibles particulièrement minces nécessite une impulsion laser affichant un contraste temporel élevé.

La grande majorité des expériences effectuées jusqu'à aujourd'hui ont été menées dans des conditions usuelles de contraste de 10^5 à 10^7 . Pour des intensités de l'ordre de 10^{18} W/cm², la pré-impulsion est alors assez intense pour induire un chauffage du coeur de la cible (par propagation d'une onde de choc ou un chauffage radiatif) susceptible d'en détendre la face arrière [86]. Si la cible est suffisamment fine, la formation de ce gradient aura lieu avant l'arrivée des électrons chauds et aura pour conséquence de réduire l'efficacité de l'accélération si la longueur de gradient L_g est supérieure à la longueur de Debye. En d'autres termes, le champ électrique de séparation de charge, moteur de l'accélération, est alors donné par : $E \simeq k_B T_e / e \max(\lambda_{De}, L_g)$ [14], où T_e symbolise la température des électrons chauds.

Spencer et al [87] déterminent une épaisseur de cible optimale l_{opt} , fonction de la densité du matériau, maximisant l'énergie des protons accélérés. En effet, pour $l > l_{opt}$, l'énergie augmente en réduisant l'épaisseur de la cible mais une chute brutale est observée lorsque la cible devient trop fine. Par ailleurs, dans [37] et [88] il est montré que cette longueur croît avec la durée et l'intensité de la pré-impulsion.

Ces études ont donc non seulement mis en évidence qu'il était possible d'accroître l'énergie des protons simplement en réduisant l'épaisseur de la cible mais aussi que pour aller au-delà et atteindre des énergies conséquentes, il était nécessaire au préalable de s'affranchir de la pré-impulsion, source de détérioration de l'accélération sur cible mince.

La première étude paramétrique complète, effectuée dans des conditions de contraste temporel élevé ($\sim 10^{10}$), a été menée par MacKinnon et al

[38]. Expérimentalement, un accroissement de 30% de la température et de l'énergie maximale des protons a été mesuré en réduisant l'épaisseur d'une feuille d'aluminium de 9 à 3 μm . De plus, grâce au haut contraste de l'impulsion, aucune chute de l'énergie n'est observée. Ces résultats encourageants ont donc motivé différentes équipes de recherche à explorer ce régime d'interaction de haut contraste temporel.

Par la suite, plusieurs travaux [89, 69, 90, 91] sur ce thème de recherche ont été publiés. Tous convergents, ils montrent une augmentation de l'énergie maximale, de la température et du flux de protons émis en face arrière par réduction de l'épaisseur de la cible. En revanche, différentes interprétations sont apportées et l'origine d'un tel comportement fait l'objet de plusieurs interrogations que nous allons détailler dans le paragraphe suivant. Il faut de surcroît remarquer que ces études expérimentales ont été effectuées dans des conditions sensiblement différentes de l'impulsion laser allant d'une durée de 35 à 320 fs pour des intensités respectivement de 10^{19} [90] et 10^{18} W/cm² [91].

Nous avons, au cours de ma thèse, exploré un régime d'interaction intermédiaire aux deux précédemment cités et étendu l'analyse aux faisceaux émis en face avant (*BWD* voir figure 2.3). Grâce à cette étude, nous tenterons donc au cours de ce manuscrit d'apporter une interprétation sans équivoque des mesures effectuées afin d'élargir cette étude à différents régimes d'interaction.

Augmentation de la température ou de la densité électronique

Comme nous l'avons vu dans le paragraphe 2.3, l'accélération des ions en régime relativiste est associée à la formation d'un nuage d'électrons chauds à une distance très courte de la face arrière de la cible. Le modèle d'accélération du *TNSA* conduit à l'expression du champ électrique accélérateur $E \sim k_B T_e / e \lambda_{De}$. Il apparaît alors que, pour augmenter ce champ et par là même l'énergie des ions, il faut soit augmenter la densité du nuage d'électrons, soit augmenter leur température. L'interprétation de cette augmentation a fait l'objet de différents modèles théoriques ou simulations numériques et dont nous allons brièvement exposer les deux principales représentations.

1. Le modèle proposé par Sentoku et al [92], explique l'augmentation de l'énergie des protons émis en face arrière par un accroissement de la densité électronique en s'appuyant sur un principe simple de recirculation des électrons.

On considère la longueur du faisceau d'électrons chauds L_e égale à celle de l'impulsion laser, soit $L_e = c\tau_0$. Ce faisceau se propage dans une cible d'épaisseur l et est rappelé en face arrière par séparation de charge.

Deux régimes peuvent alors être distingués pour des épaisseurs de cible l supérieures ou inférieures à $l_c = L_e/2$:

- si $l > l_c$: la densité du nuage électronique est inchangée quelque soit l'épaisseur de la cible.
- si $l < l_c$: le faisceau étant confiné dans la cible, il y a "recouvrement" et plus la cible est fine, plus la densité électronique augmente. En d'autres termes, les premiers électrons du faisceau se superposent aux derniers. Une loi d'échelle empirique est alors proposée par Sentoku et al [92] pour estimer l'énergie maximale des ions par interaction avec une cible d'épaisseur l :

$$E_{max}(l) = \left(\frac{l_c}{l}\right) E_{max}(l_c) \sim \left(\frac{l_c}{l}\right) E_{e,max}$$

où $E_{e,max}$ représente l'énergie maximale des électrons et $E_{i,max}$ celle des ions.

Cependant, ce modèle repose sur plusieurs hypothèses. D'une part, on suppose que les électrons lors de leur propagation dans la cible ne subissent aucune perte d'énergie (par ralentissement, diffusion angulaire, collisions...). De plus, développé à partir de simulations PIC 1D, il ne prend en compte ni l'angle de divergence initial du faisceau d'électrons, ni une éventuelle déviation lors de leur réflexion en face arrière. Enfin, ce modèle suppose aussi que les électrons soient réfléchis à l'interface vide/plasma et que leur excursion hors de la cible puisse être négligée. Notons que ces deux dernières hypothèses paraissent a priori plus fondées que celles d'un ralentissement et d'une diffusion angulaire négligeable.

Cette description doit donc être considérée comme une approche qualitative du mécanisme et qui maximise l'augmentation possible. Un modèle plus précis de ce mécanisme de recirculation, tenant compte principalement de l'absorption du laser, de l'angle de divergence des électrons et de la durée de l'impulsion a été récemment proposé par [93].

2. L'approche proposée par Antici et al [91] est, elle, principalement basée sur une augmentation de l'énergie des protons due à une température des électrons chauds plus importante. En effet, grâce à des simulations PIC, un accroissement de l'absorption de l'énergie laser est justifié de la manière

suivante.

Lorsque la cible est suffisamment mince, celle-ci se détend très rapidement, sur une échelle de temps de l'ordre de la durée de l'impulsion laser. Ainsi, durant l'interaction même, un gradient se forme en face avant de la cible, favorisant l'absorption du laser. L'augmentation de la température électronique est observée en comparant le spectre électronique de deux cibles de $5\ \mu\text{m}$ et $25\ \text{nm}$ d'épaisseur.

Il est par ailleurs mentionné que réduire l'épaisseur de la cible implique aussi une perte d'énergie des électrons chauds lors de leur propagation moins importante puisque le nombre de collisions et de diffusions qu'ils effectuent diminue.

Enfin, l'augmentation de la densité électronique est aussi considérée via une limitation de la dispersion longitudinale et latérale des électrons lorsque l'on diminue l'épaisseur de la cible. Il faut noter ici que l'ensemble de cette étude a été effectuée sur une installation laser délivrant une impulsion relativement longue ($\tau_0 = 320\ \text{fs}$).

Ces deux approches restent cependant qualitatives et bien que les simulations numériques reproduisent fidèlement les résultats expérimentaux [38], le rôle de chacun de ces mécanismes n'est pas déterminé de façon précise. L'un des objectifs principaux de ma thèse a donc été d'éclaircir cette discussion en s'appuyant aussi bien sur une étude expérimentale que numérique.

3.2.2 Influence de l'épaisseur de la cible sur l'émission face arrière à "Bas Contraste"

La configuration BC est utilisée dans la plupart des expériences relatées dans la littérature. Nous nous sommes donc, dans un premier temps, placés dans ces conditions bien connues afin de valider nos diagnostics et notre montage expérimental.

Nous avons utilisé des cibles de Mylar et d'aluminium dont nous avons fait varier l'épaisseur de 0.3 à $50\ \mu\text{m}$ et nous avons mesuré l'énergie maximale des protons grâce à la parabole de Thomson TH2 *FWD*.

Energie maximale E_{max}

Les résultats concernant l'énergie maximale en fonction de l'épaisseur de la cible sont reportés sur la figure 3.6.

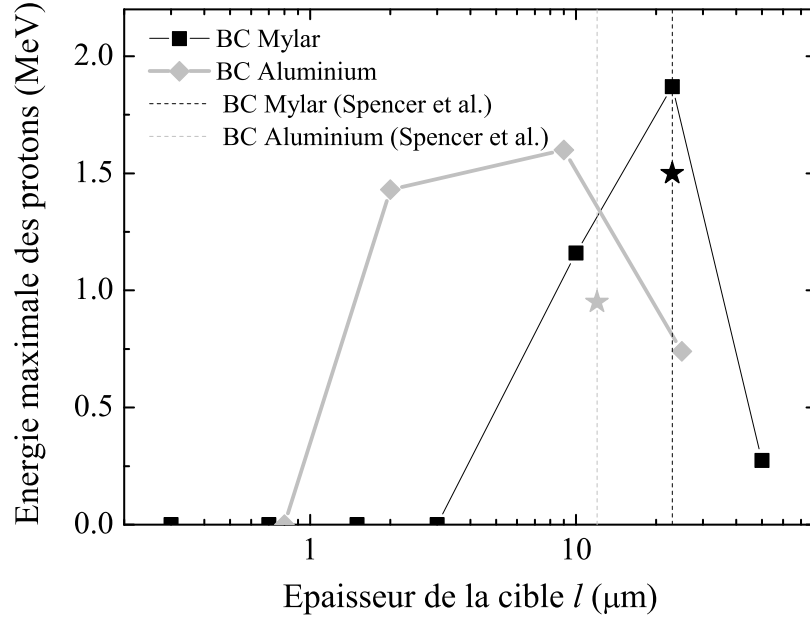


FIG. 3.6 – Mesure expérimentale de E_{max} des protons émis en face arrière (*FWD*) en fonction de l'épaisseur de la cible d'aluminium (gris) et de Mylar (noir). Chaque point correspond à une moyenne sur trois tirs. Ces résultats sont comparés à ceux obtenus dans des conditions similaires d'expérience ($I_0 = 7 \times 10^{18} \text{ W/cm}^2$, $\tau_0 = 60 \text{ fs}$, $E_0 = 200 \text{ mJ}$, $\lambda_0 = 790 \text{ nm}$, $C = 10^6$, $\tau_{0,ASE} \sim 1.5 \text{ ps}$) [87] en reportant l'épaisseur optimale (pour laquelle l'énergie des protons est maximale) et l'énergie des protons correspondante pour ces mêmes cibles (aluminium : pointillées gris et Mylar : pointillés noirs).

Ce graphique présente la variation de l'énergie maximale des protons émis en face arrière (*FWD*) d'une cible d'aluminium ou de Mylar en fonction de son épaisseur. D'après ces résultats, on observe une épaisseur optimale l_{opt} pour laquelle l'énergie des protons est maximale. Pour l'aluminium, $l_{opt}(\text{Al}) \sim 10 \mu\text{m}$ alors que pour le Mylar $l_{opt}(\text{Mylar}) \sim 20 \mu\text{m}$. Si $l > l_{opt}$, l'énergie des protons décroît lorsque l'on augmente l'épaisseur de la cible et inversement si $l < l_{opt}$ l'énergie diminue lorsque l'on diminue l'épaisseur de la cible.

A titre de comparaison, sont reportés sur le graphique des résultats

publiés par Spencer et al [87] pour des paramètres d'interaction comparables aux nôtres. En pointillés, sont indiquées les épaisseurs optimales correspondantes pour l'aluminium et le Mylar. Comme nous pouvons le remarquer l'accord est excellent. Par ailleurs, toujours dans des conditions similaires ($I_0 = 10^{19}$ W/cm², $\tau_0 = 150$ fs, $E_0 = 600 - 850$ mJ, $\lambda_0 = 790$ nm, $C = 2.10^7$), Kaluza et al [37] déterminent aussi une épaisseur optimale de quelques μm (suivant la durée du piédestal allant de 0.5 à 2.5 ns) pour l'aluminium.

En termes d'énergies maximales à l'épaisseur optimale, nos mesures sont comparables mais sensiblement plus élevées à celles présentées dans [87] puisque pour une cible de Mylar les protons atteignent une énergie de 1.5 MeV alors que pour l'aluminium elle n'est que de 950 keV. On peut attribuer cette différence d'une part à l'intensité laser légèrement inférieure et, d'autre part, à l'incidence normale [87] engendrant une absorption de l'énergie laser moins efficace.

3.2.3 Discussion et interprétation

L'accord de nos résultats avec des expériences similaires réalisées sur d'autres installations laser, nous permet de valider notre méthode de collection et d'analyse de données. Nous avons de plus cherché à interpréter cette expérience au moyen du code hydrodynamique ESTHER (voir paragraphe 2.4.2).

Description qualitative

En régime de contraste standard, des travaux précédents [37, 89, 87] ont montré qu'il existe une épaisseur optimale pour laquelle l'énergie des protons est maximale. Qualitativement, on peut interpréter un tel comportement de la manière suivante (voir figure 3.7) :

- pour $l < l_{opt}$ (cas **I** sur le schéma) : Le piédestal de l'impulsion laser génère une onde de choc qui se propage vers l'intérieur de la cible. Si la cible est suffisamment fine, cette onde atteint la face arrière avant l'arrivée de l'impulsion principale. Ainsi, l'accélération des ions en face arrière aura lieu au sein d'un gradient de densité initial et de longueur caractéristique L_g . Comme nous l'avons vu au paragraphe 2.3, si $L_g > \lambda_{De}$, le champ électrique moteur de l'accélération des ions dans le mécanisme du TNSA sera affecté puisque $E \simeq k_B T_e^{chaud}/e \max(\lambda_{De}, L_g)$. Donc si l diminue, l'énergie maximale des protons

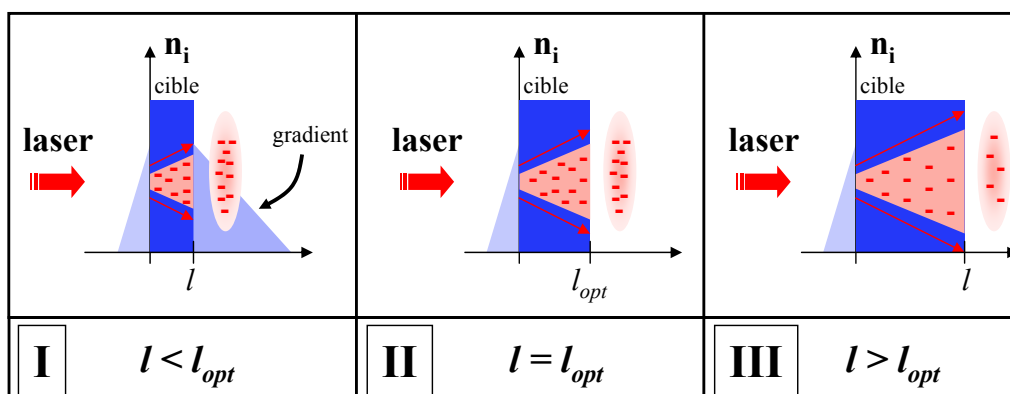


FIG. 3.7 – Représentation schématique de l'influence de l'épaisseur de la cible sur l'accélération des protons en face arrière par le mécanisme du TNSA en régime de contraste standard ($C \sim 10^6$).

diminue.

- pour $l = l_{opt}$ (cas **II** sur le schéma) : Dans ce cas, on considère que la cible est suffisamment épaisse pour que l'onde de choc générée par le piédestal n'ait pas eu le temps d'atteindre la face arrière à l'arrivée de l'impulsion principale. Le nuage électronique se forme alors sur une surface non perturbée et le mécanisme du TNSA peut se mettre en place dans des conditions optimales. L'énergie maximale des protons atteint alors sa limite supérieure.
- pour $l > l_{opt}$ (cas **III** sur le schéma) : Pour des épaisseurs de cible supérieures à cette épaisseur optimale l_{opt} , la face arrière reste imperturbée à l'arrivée de l'impulsion principale ultra-intense. Cependant, il faut cette fois tenir compte d'une divergence du faisceau d'électrons non négligeable. En effet, des études montrent que les électrons chauds produits lors de l'interaction se propagent avec un demi-angle de divergence θ_e [60, 94] (d'environ une dizaine de degrés suivant les conditions d'expérience) de sorte que si l'on augmente l'épaisseur de la cible, la densité du nuage d'électrons en face arrière et donc l'énergie maximale des protons diminuent.

Cependant, d'après les résultats expérimentaux (figure 3.6), cette épaisseur optimale, qui distingue deux "régimes d'accélération", dépend de la vitesse de propagation du choc, fonction du matériau considéré. En effet, si l'onde de choc générée par le piédestal se propage plus vite dans un

matériau que dans un autre, on peut s'attendre à une épaisseur optimale plus faible.

L'aluminium et le Mylar diffèrent par leur densité², leur masse atomique et leur nature (diélectrique ou métal). De ce fait, les vitesses de propagation de l'onde au sein de ces matériaux sont difficilement comparables analytiquement. De plus, le Mylar est un matériau peu connu et mal décrit expérimentalement. De ce fait, les équations d'état utilisées par les codes hydrodynamiques sont peu précises et ne permettent donc pas de correctement décrire l'évolution du matériau, en particulier aux hautes densités. Nous avons donc limité notre étude au cas de l'aluminium.

Sur la figure 3.8 sont représentés, à l'instant $t = 1.2$ ns, les profils de densité et de pression pour une cible d'aluminium soumise à une impulsion laser présentant les caractéristiques de la pré-impulsion du laser UHI10 ($I_{0,ASE} = 7 \times 10^{12}$ W/cm², $\lambda_0 = 790$ nm, $\tau = 1.2$ ns).

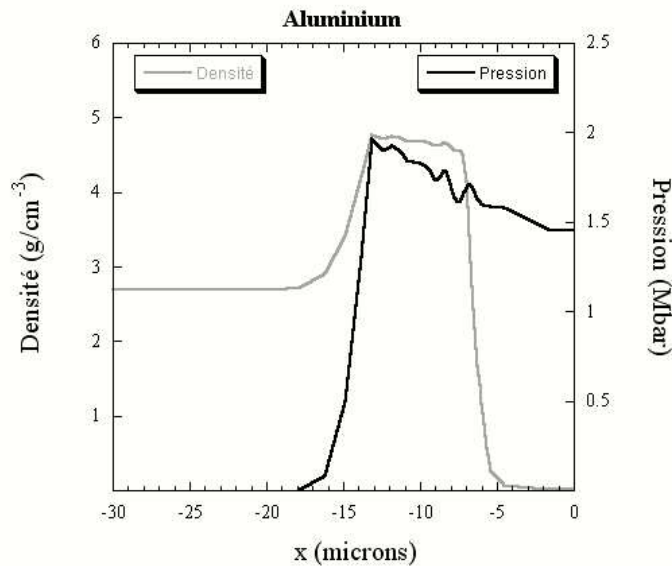


FIG. 3.8 – Profils de densité (g/cm³) et de pression (Mbar) d'une cible d'aluminium soumise à une impulsion laser d'une intensité de 7×10^{12} W/cm² durant 1.2 ns obtenus avec le code ESTHER. Le laser est incident de la droite et la cible était initialement située en $x = 0$ et de $30 \mu\text{m}$ d'épaisseur.

² $\rho_{Al} = 2.7$ g/cm³ et $\rho_{Mylar} = 1.39$ g/cm³

Comme nous pouvons le constater, l'impulsion laser génère une onde de choc, caractérisée par un saut de densité et de pression, qui se propage au sein de la cible à une vitesse fonction de l'intensité et de la durée de l'impulsion laser [86]. Cette onde, capable de détendre la face arrière de la cible est donc susceptible d'y générer un gradient de densité, perturbant ainsi l'accélération des ions. On remarque de plus une pression élevée dans la zone sous-dense ($x \sim -3 \mu\text{m}$) due à une température du plasma importante ($\sim 2 \times 10^6 \text{ K}$). Il faut noter que l'utilisation d'un code 1D risque de maximiser les résultats obtenus et en particulier la vitesse de l'onde de choc évaluée par la suite.

Description quantitative

Pour comprendre précisément l'influence de l'épaisseur de la cible sur l'accélération des protons en régime BC et interpréter quantitativement nos résultats, nous allons donc procéder en trois étapes :

1. valider l'hypothèse suggérée précédemment de la chute de l'énergie maximale des protons en augmentant l'épaisseur de la cible pour $l > l_{opt}$ en utilisant le modèle proposé par Kaluza et al [37].
2. vérifier que, pour une épaisseur inférieure à l_{opt} , la face arrière de la cible est perturbée par l'onde de choc générée par le piédestal.
3. étendre cette étude dans le cas d'un matériau moins dense afin de justifier que $l_{opt}(\text{Mylar}) \simeq 2 \times l_{opt}(\text{Al})$ comme il a été suggéré dans [87].

1. La chute de l'énergie maximale des protons pour $l > l_{opt}$ est due, d'après Kaluza et al [37], à une diminution de la densité du nuage électronique. Le modèle explicité dans cet article est basé sur une étude numérique détaillée dans Mora [65]. En fonction des travaux publiés par la suite et de simulations hydrodynamiques, nous avons affiné la description de [37].

En supposant les électrons du plasma caractérisé par une distribution de Boltzmann de température³ T_e ($n_e = n_{e0} e^{e\phi/k_B T_e}$) et en résolvant numériquement les équations du mouvement ionique et l'équation de Poisson, Mora montre que :

$$E_{max} \simeq 2k_B T_e \left[\ln \left(\tau + \sqrt{1 + \tau^2} \right) \right]^2$$

³Ce modèle ne considère qu'une seule température électronique. T_e correspond donc ici à la température des électrons chauds.

où $\tau = \omega_{pi} t_{acc} / \sqrt{2e^1}$, $\omega_{pi} = \sqrt{n_{e0} e^2 / m_p \epsilon_0}$ étant la fréquence plasma ionique (ici, on considère un plasma de protons et d'électrons, donc $m_i = m_p$) et t_{acc} le temps d'accélération.

Pour déterminer E_{max} , il faut donc au préalable calculer le temps d'accélération t_{acc} , la température électronique T_e et la densité électronique initiale n_{e0} .

Ce modèle suppose une température des électrons constante (modèle isotherme). Il est donc nécessaire de choisir un temps d'accélération adéquat. Si on se reporte à [68, 95], dans un régime d'impulsions ultra-courtes, on peut estimer ce temps d'accélération grâce à :

$$t_{acc} = \alpha (\tau_0 + t_{min})$$

où $t_{min} = 60$ fs et α un coefficient variant linéairement de 3 pour $I_0 = 2 \times 10^{18}$ W/cm² à 1.3 pour $I_0 = 3 \times 10^{19}$ W/cm². Dans notre cas, α vaut alors 2.5, soit $t_{acc} \simeq 312$ fs.

Par ailleurs, dans ces conditions d'interaction, les électrons étant accélérés dans le gradient présent en face avant, on peut estimer la température électronique en considérant l'énergie acquise par les électrons dans le champ électrique du laser (voir paragraphe 2.1), soit $k_B T_e \simeq m_e c^2 (\sqrt{1 + a_0^2} - 1)$. Dans nos conditions expérimentales (en configuration BC), la température des électrons chauds est donc de l'ordre de 600 keV.

Enfin, d'après Kaluza et al, on peut calculer la densité électronique initiale n_{e0} en considérant un faisceau de N_e électrons de longueur $c\tau_0$ se propageant dans la direction de propagation du laser avec un demi-angle de divergence θ_e . On a alors :

$$n_{e0} \simeq \frac{N_e}{c\tau_0 \pi (r + l_{eff} \tan \theta_e)^2}$$

où r représente le rayon de la tache focale du laser (FWHM). On définit une épaisseur de cible effective l_{eff} correspondant à l'épaisseur traversée par les électrons.

Pour calculer l_{eff} , il est important de tenir compte d'une part de la direction de propagation des électrons et d'autre part, de l'épaisseur de la cible détendue par la pré-impulsion.

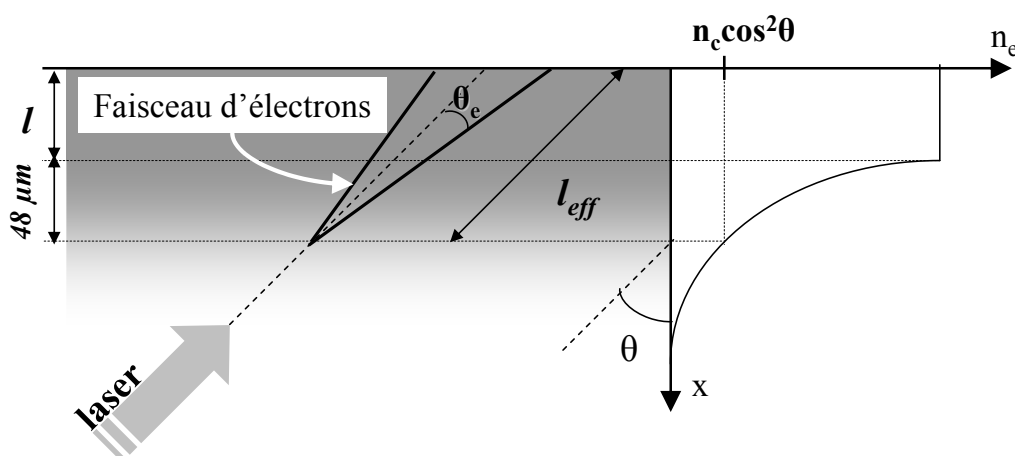


FIG. 3.9 – Représentation schématique de la propagation du faisceau d'électrons à l'intérieur de la cible. θ_e représente le demi-angle de divergence des électrons et l_{eff} la distance effective parcourue par les électrons chauds en tenant compte de leur direction de propagation et de la position à laquelle ils sont générés (en $n_e = n_c \cos^2 \theta$).

En effet, la cible avant l'arrivée de l'impulsion principale est soumise à la pré-impulsion. Elle se détend donc en face avant et les électrons, générés à $n_e = n_c \cos^2 \theta$ vont donc se propager dans une cible d'une épaisseur supérieure à l . Grâce au code ESTHER, nous avons estimé la distance sur laquelle la cible se détend jusqu'au point de réflexion du laser ($n_c \cos^2 \theta = 8.9 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$). On obtient une longueur d'environ $48 \mu\text{m}$, indépendante de l'épaisseur initiale de la cible.

De plus, dans nos conditions expérimentales en configuration BC, les électrons sont accélérés via la force pondéromotrice, résultat expérimental qui sera détaillé dans le chapitre 3. On peut par ailleurs vérifier cette hypothèse en calculant le taux d'absorption relié à l'absorption résonnante (l'un des principaux mécanismes concurrent de la force pondéromotrice dans ces conditions expérimentales, voir chapitre 2 paragraphe 2.2) qui est nul pour nos paramètres expérimentaux ($\tau = 4.8$ soit $\phi(\tau) \sim 0$ et $A_{AR} = 0$). Les électrons se propagent donc dans la cible dans la direction du laser. On a alors $l_{eff} = l_r / \cos \theta$, θ étant l'angle d'incidence du laser sur la cible par rapport à la normale et $l_r = l + 48 \mu\text{m}$.

Le nombre d'électrons chauds est calculé en supposant un pourcentage d'absorption $f = 1.2 \times 10^{-15} I_0^{0.74}$ (où I_0 est exprimé en W/cm^2) de

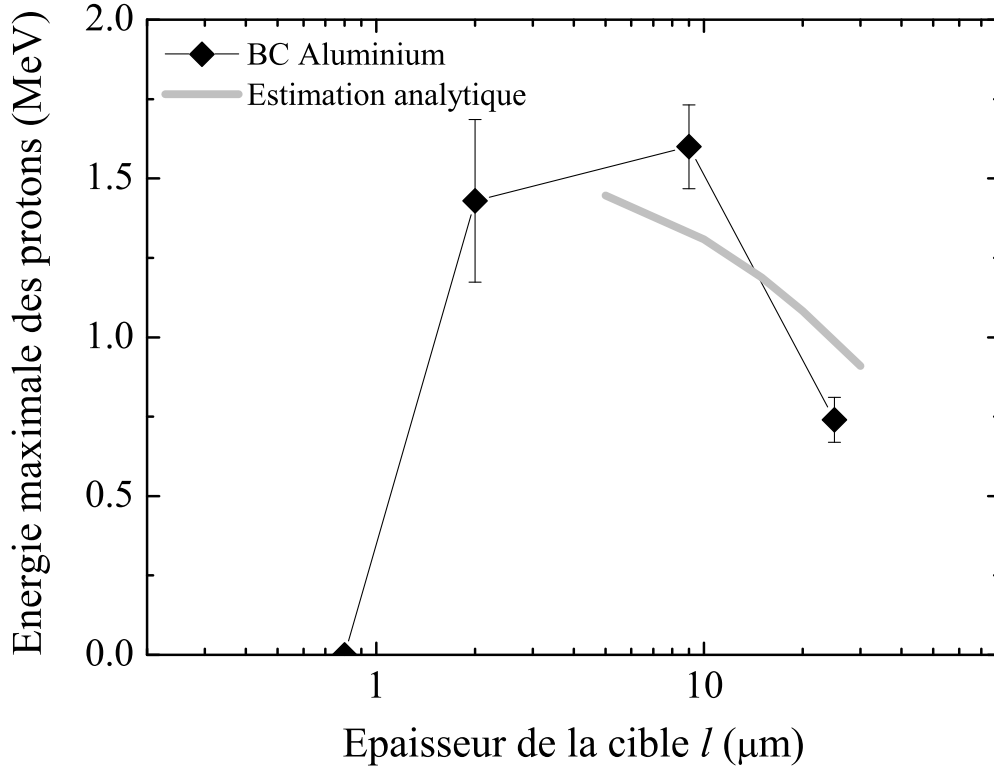


FIG. 3.10 – Comparaison des mesures expérimentales de l'énergie maximale des protons en fonction de l'épaisseur de la cible avec l'estimation faite à partir du modèle isotherme [65, 37, 68].

l'énergie laser, soit 13% dans nos conditions expérimentales [64]. On a alors $N_e = fE_{laser}/k_B T_e$ (E_{laser} représente l'énergie dans l'impulsion). On aboutit à $N_e = 7.6 \times 10^{11}$ qui correspond à une densité surfacique en face arrière de l'ordre de 10^{17} cm^{-2} suivant l'épaisseur de la cible.

En ajustant le paramètre θ_e à 9° en accord avec [37], nous avons ainsi pu reproduire nos résultats expérimentaux, reportés sur la figure 3.10, et avec lesquels on observe un bon accord compte tenu des nombreuses approximations que nous avons dû faire.

2. Pour vérifier par les simulations que pour $l < l_{opt}$, l'énergie maximale chute, nous avons utilisé le code ESTHER afin d'estimer la vitesse de propagation de l'onde de choc à l'intérieur de la cible en tenant compte du transfert radiatif.

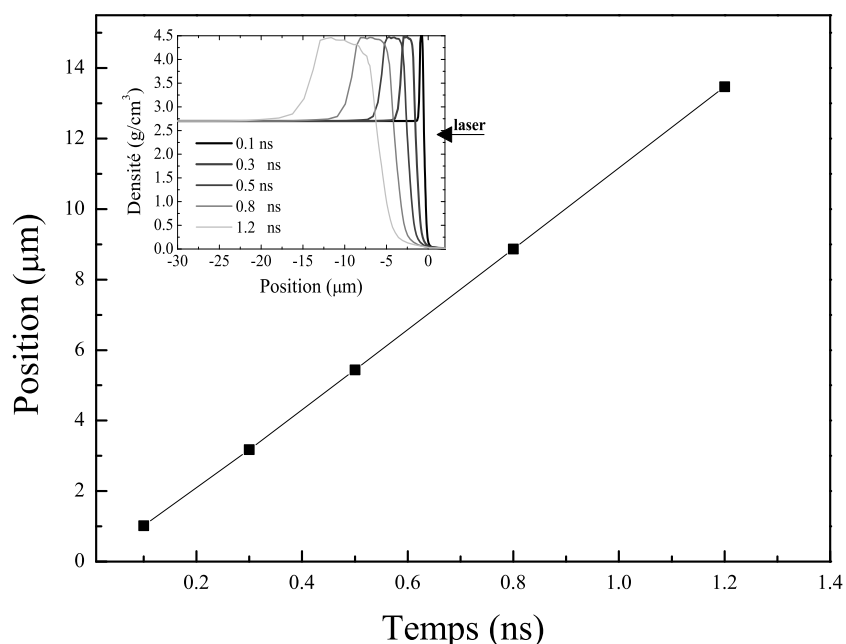


FIG. 3.11 – Position du front de l'onde de choc (choisie à mi-hauteur) générée par le piédestal du laser UHI10 dans une cible d'aluminium de $30 \mu\text{m}$ d'épaisseur. Dans l'encadré : Profil de densité de la cible à $t = 0.1, 0.3, 0.5, 0.8$ et 1.2 ns.

Sur le graphique 3.11 on représente la position du front de l'onde dans une cible d'aluminium de $30 \mu\text{m}$ d'épaisseur à différents instants dans la simulation. L'évolution du profil de densité y est par ailleurs reportée. La vitesse de l'onde est d'environ $11.34 \mu\text{m}/\text{ns}$. L'épaisseur optimale attendue est donc de l'ordre de la dizaine de microns, en accord avec les résultats expérimentaux.

3. Enfin, pour conclure cette étude et l'élargir au cas du Mylar dans la mesure du possible, nous avons calculé la vitesse de propagation de l'onde de choc au sein de l'aluminium en imposant artificiellement sa densité égale à $1.35 \text{ g}/\text{cm}^3$ (proche de celle du Mylar). En procédant de la sorte, on s'affranchit de tout autre effet sur la vitesse de propagation de l'onde (transition isolant/conducteur, masse atomique ...) et nous pourrions établir clairement le rôle de la densité suggéré par [87]. Sur la figure 3.12, une comparaison de leur vitesse de propagation est reportée.

La vitesse de propagation de l'onde passe de 11.34 à $13.54 \mu\text{m}/\text{ns}$ lorsque

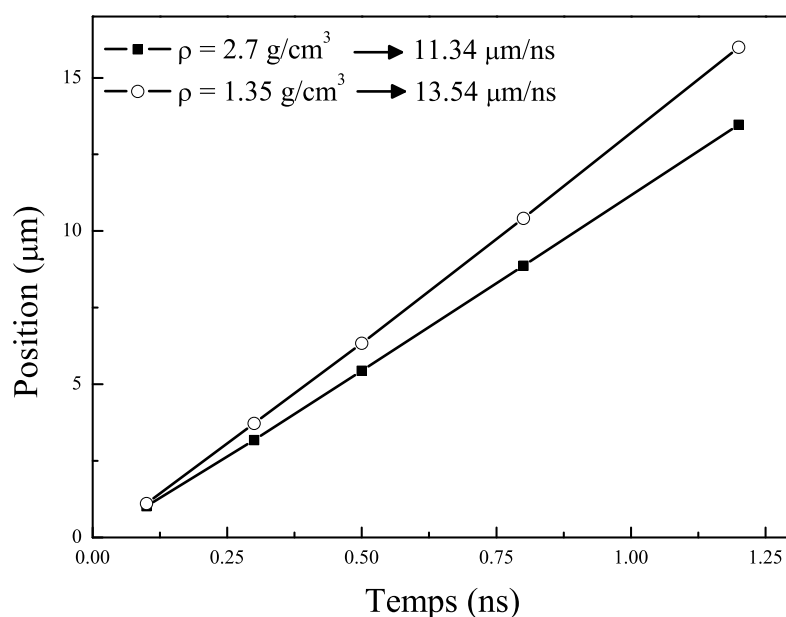


FIG. 3.12 – Position du front de l'onde de choc générée par le piédestal du laser UHI10 dans une cible d'aluminium de 2.7 et 1.35 g/cm³.

l'on diminue la densité d'un facteur 2 ce qui suggère respectivement une épaisseur optimale de 13.6 et 16.24 μm . Il semble donc que la densité du matériau joue un rôle non négligeable dans la propagation de l'onde de choc à l'intérieur de la cible mais qu'un tel traitement ne suffise à expliquer la différence observée expérimentalement. Pour aller au-delà dans cette étude, il serait donc nécessaire de disposer d'un code hydrodynamique adapté à un matériau comme le Mylar.

Conclusion

Nous avons donc montré qu'en régime de contraste temporel "standard" ($C = 10^6$), il est possible de déterminer une épaisseur de cible optimale maximisant l'énergie des protons. Cette épaisseur dépend du matériau considéré puisqu'elle est directement liée à la vitesse de propagation de l'onde de choc générée par le piédestal de l'impulsion qui va détendre la face arrière de la cible et ainsi dégrader l'accélération.

En accord avec l'ensemble des travaux publiés jusqu'à aujourd'hui, nous avons pu générer sur le laser UHI10 un faisceau de protons d'une énergie maximale d'environ (1.8 ; 1.5) MeV en face arrière d'une cible respectivement

de Mylar ou d'aluminium.

3.2.4 Influence de l'épaisseur de la cible sur l'émission face arrière à "Ultra-Haut Contraste"

Ayant étudié en détail l'accélération d'ions dans des conditions bien connues de contraste laser standard, nous nous sommes placés en configuration UHC en nous affranchissant du piédestal de l'impulsion grâce au double miroir plasma afin d'étudier ce régime d'accélération. Dans un premier temps, nous avons tiré parti de cet excellent contraste temporel en explorant une gamme importante d'épaisseurs de cible de Mylar allant de 0.08 à 105 μm .

Energie maximale E_{max}

En réduisant l'épaisseur de la cible jusqu'à 0.08 μm , nous avons observé une augmentation drastique de l'énergie maximale des protons émis en face arrière (*FWD*). Ces résultats sont reportés sur la figure 3.13 et comparés aux résultats obtenus en configuration BC.

Comme nous pouvons le constater, l'énergie maximale des protons ne cesse de croître lorsque l'on diminue l'épaisseur de la feuille de Mylar et grâce à des cibles sub-microniques, nous avons pu atteindre des énergies de protons dépassant 5 MeV. Pour une cible de 22 μm , les énergies à bas et haut contraste sont comparables. Il faut cependant noter que l'énergie contenue dans l'impulsion laser est double dans le cas BC puisque la réflexion du double miroir plasma est de 50% (voir chapitre 1).

Non seulement l'accélération semble donc plus efficace à haut contraste qu'à bas contraste, mais de plus, elle ouvre la possibilité d'utiliser des cibles particulièrement minces sans craindre de détériorer l'accélération. Le piédestal de l'impulsion semble donc bien passer sous le seuil d'endommagement de la cible, hypothèse que nous allons vérifier dans la suite.

De plus, il semble exister un domaine d'épaisseur de cible ($0.1 \leq l \leq 20$ μm) pour lequel on peut proposer une loi empirique permettant de prédire l'énergie maximale des protons E_{max} , reportée sur la figure 3.13, telle que : $E_{max} \propto \log(1/l)$. Nous allons dans la suite nous attacher à justifier cette augmentation d'efficacité de l'accélération des ions.

Par ailleurs, au delà de ce domaine, l'allure de la courbe change de façon importante puisqu'on observe une légère chute pour $l < 0.1$ μm et la pente de-

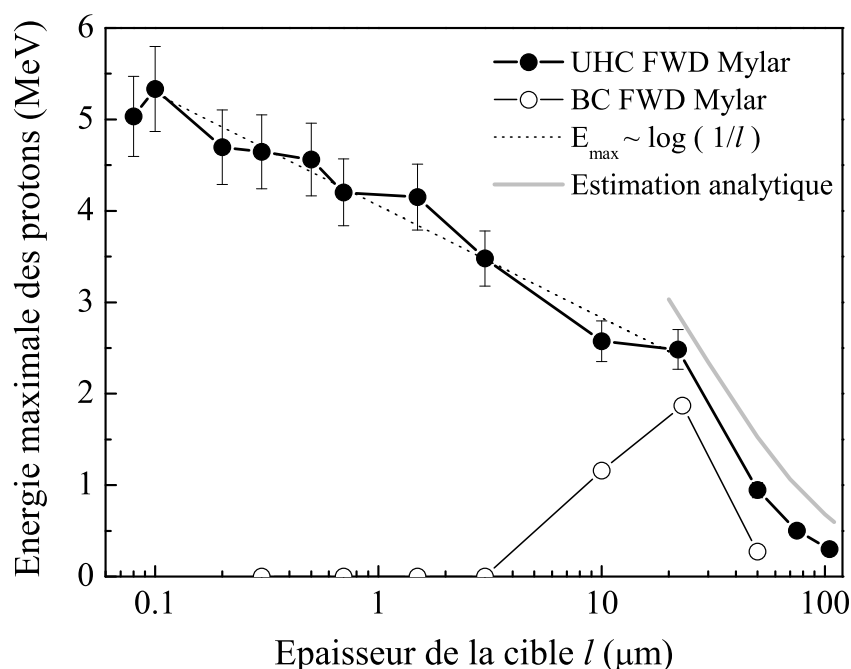


FIG. 3.13 – Mesure expérimentale de E_{max} des protons *FWD* en fonction de l'épaisseur de la cible de Mylar obtenus en configuration UHC et BC grâce à la parabole de Thomson TH2 (chaque point sur la courbe correspond à une moyenne sur au moins trois tirs). Les barres d'erreur de la courbe UHC correspondent à l'écart type d'une série de 30 tirs effectuée pour les mêmes paramètres (épaisseur de cible, intensité laser etc...) et sont d'environ 9% (voir paragraphe 3.2.10). La courbe en pointillés correspond à une interpolation empirique conduisant à : $E_{\text{max}} \sim \log(1/l)$ et la courbe en trait épais gris, l'estimation analytique faite à partir du modèle développé dans 3.2.3.

vient plus brutale pour $l > 20 \mu\text{m}$. Dans ce dernier cas, l'évolution de l'énergie maximale s'apparente à celle de la courbe à "bas contraste", sa diminution étant reliée de la même façon à une dilution des électrons à l'intérieur de la cible (voir paragraphe 3.2.3). Sur la figure 3.13 est reportée une estimation de l'énergie maximale faite à partir de ce modèle pour des paramètres adéquats ($E_0 = 325 \text{ mJ}$, $f = 35 \%$, $\theta_e = 12^\circ$, $\beta = 30^\circ$). L'angle de divergence électronique θ_e , leur angle de propagation β et l'absorption de l'énergie laser sont choisis proches de ceux issus des simulations PIC présentées par la suite (voir paragraphe 3.2.7 et 3.3.4). Notons que la limite de $20 \mu\text{m}$ correspond à une cible de même longueur que le faisceau d'électrons $L_e = c\tau_0$ (voir paragraphe 3.2.1 et référence [92]). Ceci suggère donc une influence de la re-

circulation des électrons pour des épaisseurs de cible inférieures. En revanche dans le cas de cibles très minces ($l < 0.1 \mu\text{m}$), on peut d'ores et déjà supposer que la cible est alors entièrement ionisée et la physique de l'interaction s'en trouve modifiée de façon importante.

Nombre de protons N_p

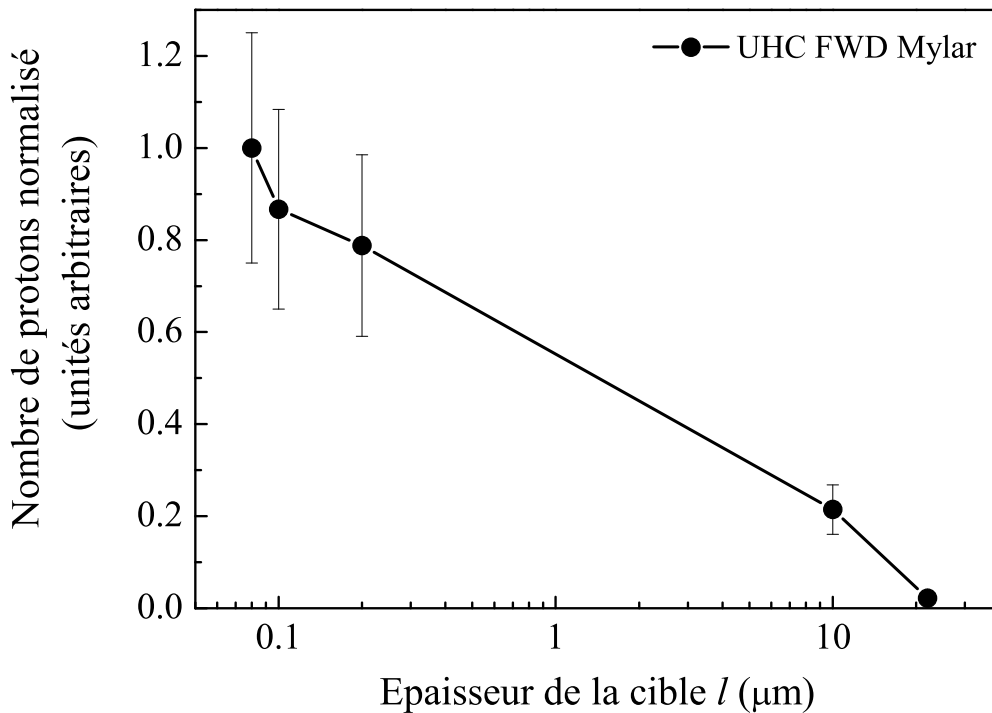


FIG. 3.14 – Mesure expérimentale du nombre relatif de protons *FWD* en fonction de l'épaisseur de la cible de Mylar obtenus en configuration UHC (chaque point sur la courbe correspond à une moyenne sur au moins trois tirs).

Le nombre de protons accélérés en fonction de l'épaisseur de la cible est représenté sur la figure 3.14. D'après ces résultats, réduire l'épaisseur de la cible implique une augmentation importante du nombre de protons. Il faut de plus noter que, comme nous l'avons mentionné dans le paragraphe 3.1.2, ces mesures ne peuvent avoir qu'un caractère indicatif puisque elles n'ont pu être calibrées⁴.

⁴Ces mesures de nombre de protons, comme celles qui suivront dans ce manuscrit,

Conclusion des résultats expérimentaux et objectifs de la discussion

D'après l'ensemble de ces résultats, l'accélération de protons en face arrière de la cible est fortement dépendante de l'épaisseur de la cible et en nous affranchissant du piédestal de l'impulsion, nous avons pu réduire cette épaisseur jusqu'à $0.08 \mu\text{m}$ sans craindre de détruire la cible avant l'arrivée de l'impulsion principale.

Les résultats optimaux ont été obtenus grâce à une cible de Mylar de $0.1 \mu\text{m}$ d'épaisseur en atteignant une énergie maximale de 5.3 MeV .

Nous allons analyser nos résultats aussi bien qualitativement que quantitativement en nous appuyant sur des simulations numériques que nous avons effectuées à l'aide des codes CALDER et ESTHER et sur un modèle semi-analytique que nous avons développé en collaboration avec Jiri Limpouch et Ondrej Klimo (Faculty of Nuclear Sciences and Physical Engineering Department of Physical Electronics, République Tchèque).

3.2.5 A Ultra-Haut Contraste : le profil de densité

Dans notre configuration expérimentale, le piédestal atteint une intensité d'environ $I_{0,ASE} = 4 \times 10^8 \text{ W/cm}^2$ (UHC). En tenant compte de la réflexion mesurée dans chaque configuration, elle serait d'environ $5 \times 10^{10} \text{ W/cm}^2$ avec un simple miroir plasma (HC) et de $7 \times 10^{12} \text{ W/cm}^2$ sans miroir plasma (BC). Nous allons caractériser les conditions initiales d'interaction entre la cible solide et l'impulsion principale pour ces trois valeurs, ou en d'autres termes vérifier qu'en configuration UHC, le piédestal ne perturbe pas la cible et ainsi justifier la mise en place du double miroir plasma.

En utilisant le code ESTHER, nous avons tracé les profils de densité de la face avant d'une cible soumise à une impulsion d'intensité $I_{0,ASE,UHC}$, $I_{0,ASE,HC}$ et $I_{0,ASE,BC}$ durant 1.2 ns , représentés sur la figure 3.15 (en incluant le transfert radiatif). Nous avons choisi une cible d'aluminium afin de correctement décrire la détente de la cible, celui-ci étant un matériau bien connu (voir paragraphe 3.2.3).

On peut alors calculer la longueur caractéristique du gradient en face avant généré par le piédestal de l'impulsion dans les trois cas :

- Sans miroir plasma (BC) : $40 \mu\text{m}$
- Simple miroir plasma (HC) : $0.83 \mu\text{m}$

correspondent à une intégrale du signal obtenu sur les galettes de microcanaux.

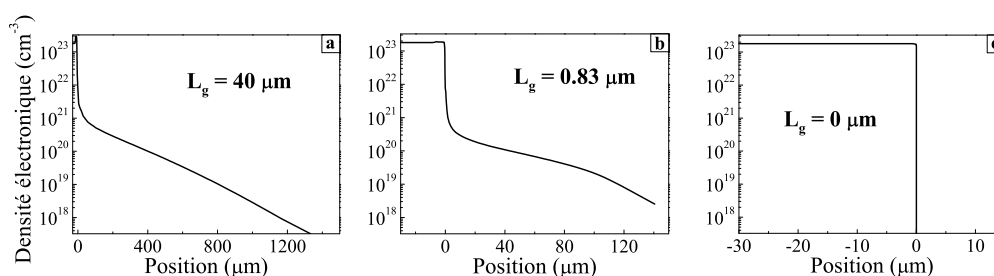


FIG. 3.15 – Profils de densité d’une cible d’aluminium ($30 \mu\text{m}$ d’épaisseur) soumise à une impulsion de (a) 7×10^{12} , (b) 5×10^{10} et (c) $4 \times 10^8 \text{ W/cm}^2$ pendant 1.2 ns et leur longueur de gradient caractéristique correspondante.

– Double miroir plasma (UHC) : $0 \mu\text{m}$

D’après ces simulations, nous sommes donc assurés d’avoir en configuration UHC un profil de densité initialement raide et la mise en place d’un double miroir plasma est bien justifiée. On peut donc aisément dans les simulations PIC présentées dans la suite s’affranchir d’un gradient initial sur la face avant de la cible.

3.2.6 Simulation 2D PIC : Ultra-Haut Contraste et feuilles minces

L’accélération d’ions dans de telles conditions n’a été que très récemment étudiée expérimentalement. Peu d’études permettent donc de prédire les différents paramètres nécessaires à une analyse similaire à celle que nous avons présentée dans le paragraphe 3.2.3, comme le taux d’absorption de l’énergie laser f , la température des électrons chauds T_e ou le temps d’accélération t_{acc} .

Nous avons donc choisi de commencer cette étude en nous basant dans un premier temps sur le code 2D PIC CALDER (voir paragraphe 2.4.2), celui-ci étant à même de décrire l’interaction avec un petit nombre d’hypothèses initiales (densité et température initiale des différentes espèces considérées, ...). Ce code nous permettra d’extraire de nombreuses informations (énergie maximale, température et nombre des protons accélérés, spectres électroniques, taux d’absorption de l’énergie laser, ...) que nous allons comparer à nos résultats expérimentaux.

Paramètres des simulations

Nous avons choisi une boîte de simulation de dimensions $40 \times 60 \mu\text{m}$ ($\Delta x = 5 \text{ nm}$ et $\Delta y = 10 \text{ nm}$) dans laquelle est placé (en $x = 16 \mu\text{m}$) un plasma de protons et d'électrons (200 particules par maille) d'épaisseur variable, de densité $180 n_c$ et de températures initiales $T_e = T_i = 1 \text{ eV}$. Le pas de temps vaut $\Delta t = 1.1 \times 10^{-2} \text{ fs}$.

L'impulsion laser d'intensité⁵ $3 \times 10^{18} \text{ W/cm}^2$ ($a_0 = 1.17$) est focalisée sur la cible à 45° , en polarisation p . Ses profils spatio-temporels sont gaussiens, respectivement de largeur à mi-hauteur $8 \mu\text{m}$ et 65 fs , en accord avec les conditions expérimentales.

Il faudrait attendre quelques picosecondes pour que les ions et les électrons se déplacent à la même vitesse (fin de l'accélération). Pour des raisons d'économie de temps de calcul⁶, nous avons dû limiter nos simulations aux premières 500 fs . L'interprétation des résultats que nous pourrions en déduire n'en sera pas altérée puisque au-delà de ce temps, la détente du plasma s'apparente plus simplement à une expansion adiabatique alors que l'essentiel des mécanismes (principalement de chauffage électronique) ont lieu durant l'interaction avec le laser. Sur les figures qui seront présentées dans la suite, le laser est incident du coin inférieur gauche de la boîte de simulation. Enfin, les conditions aux limites choisies sont absorbantes pour les protons et absorbantes ou réinjectantes pour les électrons.

L'objet des travaux que nous allons présenter est d'étudier l'influence de l'épaisseur de la cible sur l'interaction dans nos conditions expérimentales, unique paramètre que nous allons faire varier dans un premier temps. Nous avons donc effectué des simulations pour des épaisseurs de cible allant de 0.1 à $1.2 \mu\text{m}$. Pour des épaisseurs plus importantes, le calcul devient difficile à mener à bien (en termes de temps de calcul et de nombre de particules) sans engendrer un chauffage numérique important.

⁵Cette intensité laser a été choisie sensiblement inférieure à l'intensité expérimentale. Ce choix est justifié dans la suite du manuscrit.

⁶Environ 10 à 15 heures sur 250 processeurs sont nécessaires au passage d'un cas typique.

Comparaison entre résultats expérimentaux et simulations

Les énergies maximales mesurées et simulées sont comparées sur la figure 3.16 et affichent un excellent accord.

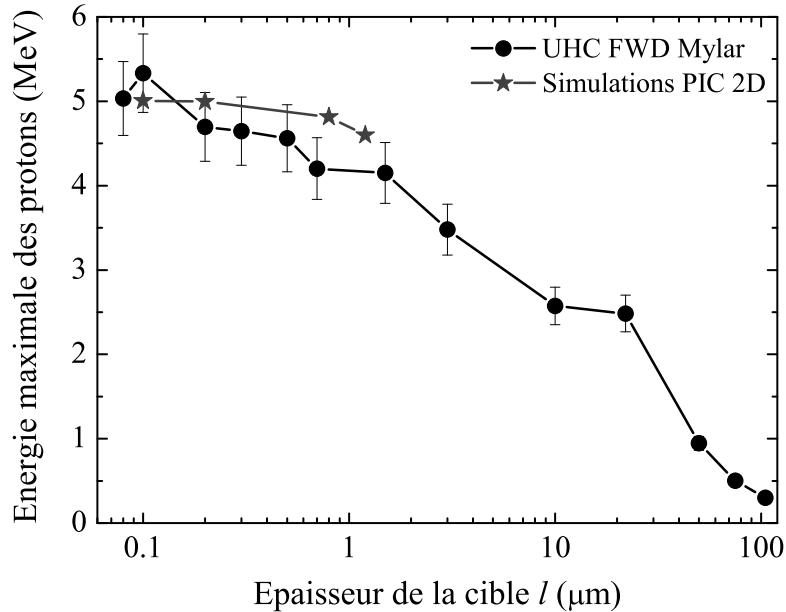


FIG. 3.16 – Mesure expérimentale de E_{max} des protons *FWD* en fonction de l'épaisseur de la cible de Mylar obtenus en configuration UHC comparée aux résultats de simulations numériques 2D PIC (CALDER). Les simulations ont été effectuées avec un facteur de forme d'ordre 2 (voir paragraphe 2.4.2).

On reproduit non seulement la croissance observée en réduisant l'épaisseur de la cible mais on retrouve de plus des énergies maximales proches de celles mesurées. Il faut cependant noter que, comme expliqué auparavant, les valeurs numériques sont quelque peu sous-évaluées puisque nous avons stoppé les simulations avant la saturation de l'énergie des protons.

Sur la figure 3.17 sont représentées les évolutions temporelles de l'énergie maximale des protons dans la simulation pour différentes épaisseurs de cible. L'instant où le maximum de l'impulsion laser atteint la face avant de la cible est indiqué sur la courbe et correspond à l'instant $t = 158$ fs. Cette indication servira de référence dans la suite de l'analyse.

Par ailleurs nous avons aussi reporté sur la figure 3.18 un spectre

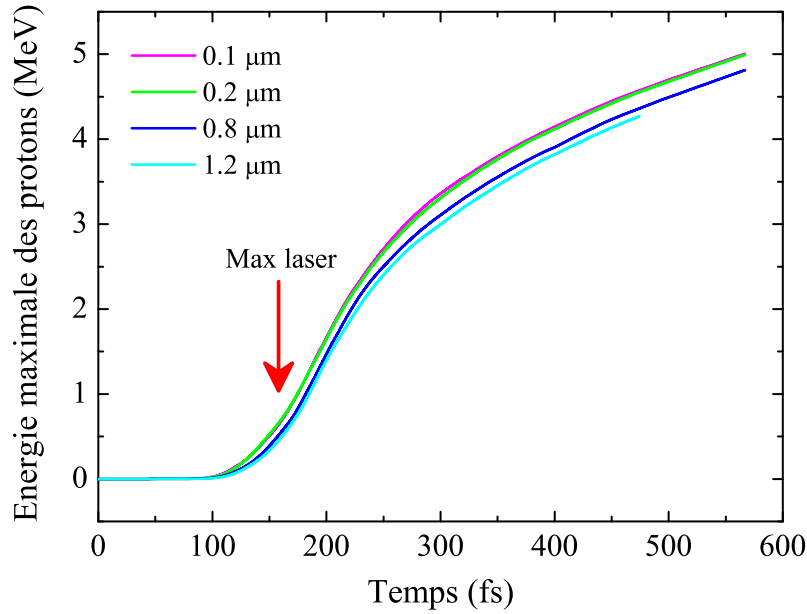


FIG. 3.17 – Energie maximale des protons (MeV) en fonction du temps (ps) dans la simulation pour différentes épaisseurs de cible.

numérique typique pour une cible de $0.1 \mu\text{m}$ d'épaisseur (le spectre est choisi sur l'axe de la tache focale, $y = 0$, afin de se rapprocher des mesures de la parabole de Thomson correspondant à un faible angle solide, voir paragraphe 3.1.2). On y retrouve bien la distribution maxwellienne attendue. Nous ne présenterons ici aucun spectre expérimental issu des paraboles de Thomson, ceux-ci n'ayant pas été calibrés.

L'évolution de la température des distributions de protons en fonction de l'épaisseur de la cible, issue du code PIC, est représentée sur la figure 3.19. On observe une décroissance similaire à celle de l'énergie maximale en augmentant l'épaisseur de la cible avec une température de protons d'environ 1 MeV pour une cible de $0.1 \mu\text{m}$.

A partir de cette étude préliminaire, nous pouvons donc conclure que les simulations présentées ici reproduisent de façon satisfaisante nos résultats expérimentaux. On observe effectivement l'augmentation de l'énergie maximale et de la température des protons accélérés lorsque l'on diminue l'épaisseur de la cible.

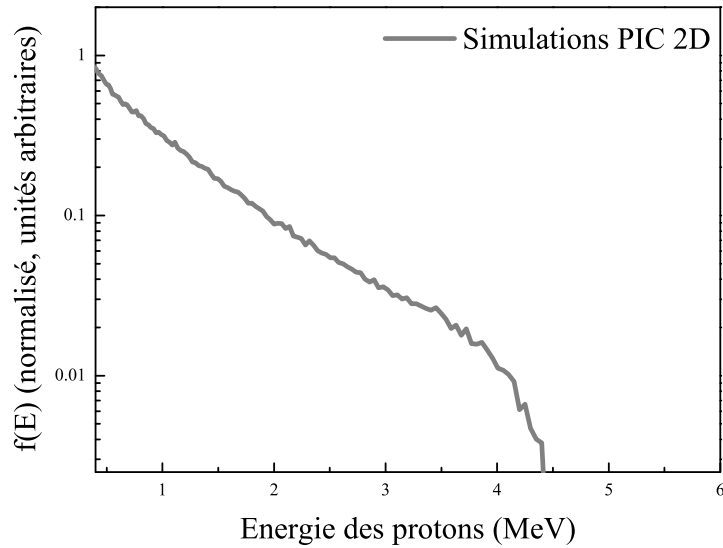


FIG. 3.18 – Distribution en énergie des protons FWD ($p_x > 0$) numérique (normalisée, en unités arbitraires) pour une cible de $0.1 \mu\text{m}$ d'épaisseur. Le spectre, issu du code PIC, est pris à $t = 453$ fs (avant la fin de la simulation).

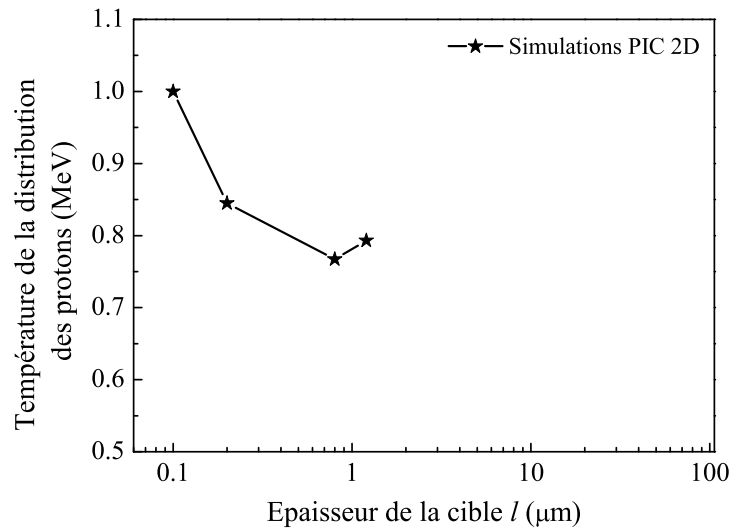


FIG. 3.19 – Température de la distribution énergétique des protons FWD numérique en fonction de l'épaisseur de la cible.

Interprétation des résultats

Comme nous l'avons vu dans le paragraphe 2.3, l'énergie maximale des protons accélérés est directement liée au champ électrique généré en

face arrière de la cible par le nuage d'électrons chauds. L'augmentation de l'énergie des protons lorsque l'on diminue l'épaisseur de la cible est donc associée à une croissance de ce champ électrique. Nous avons au préalable discuté l'origine d'une telle augmentation (voir paragraphe 3.2.1), attribuée soit à une augmentation de la densité électronique du nuage d'électrons, soit à leur nombre et température. L'objectif ici sera dans un premier temps de déterminer quel est, dans nos conditions expérimentales, le facteur dominant.

Dans ce but, nous avons reporté sur le tableau 3.1 et la figure 3.20, issues des simulations PIC, d'une part, l'évolution du taux d'absorption de l'énergie laser en fonction de l'épaisseur de la cible et, d'autre part, les spectres⁷ des électrons et leur température à différents instants après l'interaction avec l'impulsion laser ($t = 226 - 283 - 340$ fs). Ces distributions en énergie comprennent tous les électrons situés sur la face arrière de la cible et sur l'axe horizontal $y = 0$ ⁸.

| l (μm) | 0.1 | 0.2 | 0.8 | 1.2 |
|-----------------------|------|------|------|------|
| Absorption laser (%) | 38.9 | 40.2 | 46.7 | 45.9 |

TAB. 3.1 – Absorption de l'énergie laser en fonction de l'épaisseur de la cible à la fin de la simulation.

D'après ces simulations, l'absorption laser reste relativement constante sur cette gamme d'épaisseur de cible, tendant même à augmenter pour des cibles de plus en plus épaisses. Par ailleurs, les distributions électroniques ne présentent aucune différence majeure et leur température suit le même comportement que l'absorption. Il apparaît donc que dans nos conditions expérimentales, l'augmentation de l'efficacité de l'accélération ne peut être expliquée par une augmentation du nombre d'électrons accélérés ni de la température électronique. Nous pouvons donc nous orienter sur l'hypothèse d'une augmentation de la densité électronique.

Nous avons choisi de tracer des cartes de densité immédiatement après que l'impulsion laser a quitté la cible ($t = 226$ fs). A cet instant, on s'attend à ce que le champ électrique en face arrière soit maximal sans que la population électronique subisse directement encore l'action du laser. En effet, si on considère le profil de densité durant l'impulsion laser, celui-ci

⁷L'ensemble des distributions en énergie des électrons présentées dans ce manuscrit correspondent à une densité de particules en fonction de leur impulsion p_x ou énergie E_x longitudinale.

⁸Ce calcul est effectué à partir des espaces des phases (p_x, x) en choisissant tous les électrons situés dans l'espace semi-infini au delà de la position initiale de la cible

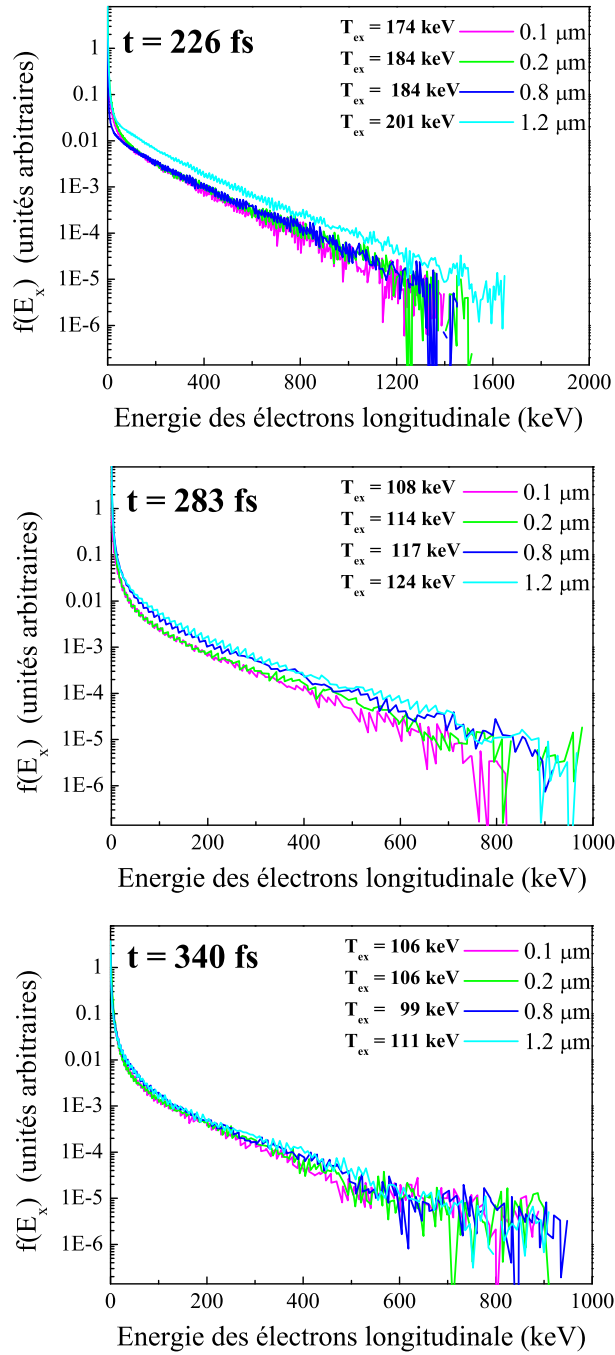


FIG. 3.20 – Distributions en énergie des électrons pour les différentes épaisseurs de cibles et leur température correspondante à $t = 226 - 283 - 340$ fs.

sera "perturbé" par les paquets d'électrons débouchant en face arrière. On suppose de plus que la population d'électrons chauds est à une densité inférieure à la densité critique. Nous allons donc nous intéresser uniquement aux électrons sous-critiques.

Sur la figure 3.22, on représente la carte de densité des électrons à $t = 226$ fs et ses profils longitudinaux en $y = 0$ et transverses pour $n_{e,max} = n_c$. La sortie graphique du code ayant une extension en y limitée⁹ ($\pm 6 \mu\text{m}$), nous avons extrapolé le profil transverse grâce à un fit parabolique représenté en noir sur la figure. En procédant de la sorte pour chaque épaisseur de cible, nous allons pouvoir étudier de façon qualitative la dispersion du nuage d'électrons chauds. Pour s'assurer au préalable que ce diagnostic nous permet en effet de caractériser cette population électronique et non des électrons froids de la cible en détente, on représente sur la figure 3.21 ces mêmes cartes de densité dans un cas typique (cible de $0.4 \mu\text{m}$ d'épaisseur à $t = 147$ fs) sans et avec un tri en énergie (pour des électrons d'une énergie supérieure à 300 eV).

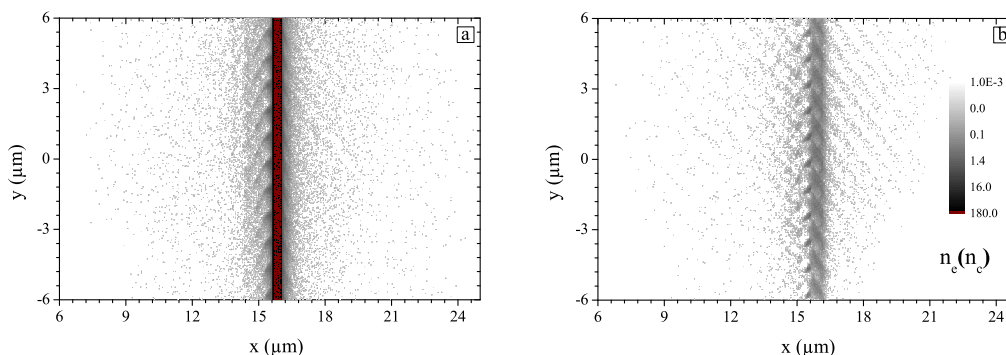


FIG. 3.21 – Cartes de densité des électrons à $t = 147$ fs sans tri en énergie (a.) et avec un tri en énergie sélectionnant les électrons d'une énergie supérieure à 300 eV (b.). Cette simulation modélise l'interaction de l'impulsion du laser UHI10 en configuration UHC avec une cible de $0.4 \mu\text{m}$ d'épaisseur.

Comme on peut le remarquer, sur cette figure, les électrons d'une densité proche de la densité critique correspondent bien à des électrons chauffés par le laser et responsable de l'accélération des ions.

⁹Il s'agit d'un zoom sur la zone d'interaction. Il faut noter qu'ici la boîte de simulation a une taille transverse de $60 \mu\text{m}$.

Sur la figure 3.23 sont reportés les profils longitudinaux pour chaque épaisseur de cible et les fits des profils transverses. Comme on peut le remarquer, la largeur à mi-hauteur Δy ($n_e = n_c/2$) croît lorsque l'on augmente l'épaisseur de la cible. Les valeurs correspondantes sont reportées dans le tableau 3.2.

| l (μm) | 0.1 | 0.2 | 0.8 | 1.2 |
|------------------------------|------|------|------|------|
| Δx (μm) | 0.35 | 0.39 | 0.40 | 0.43 |
| Δy (μm) | 14.2 | 16.7 | 18.3 | 27.3 |

TAB. 3.2 – Longueur de gradient Δx longitudinal et largeur à mi-hauteur Δy du profil de densité transverse des électrons sous-critiques à $t = 226$ fs pour différentes épaisseurs de cible.

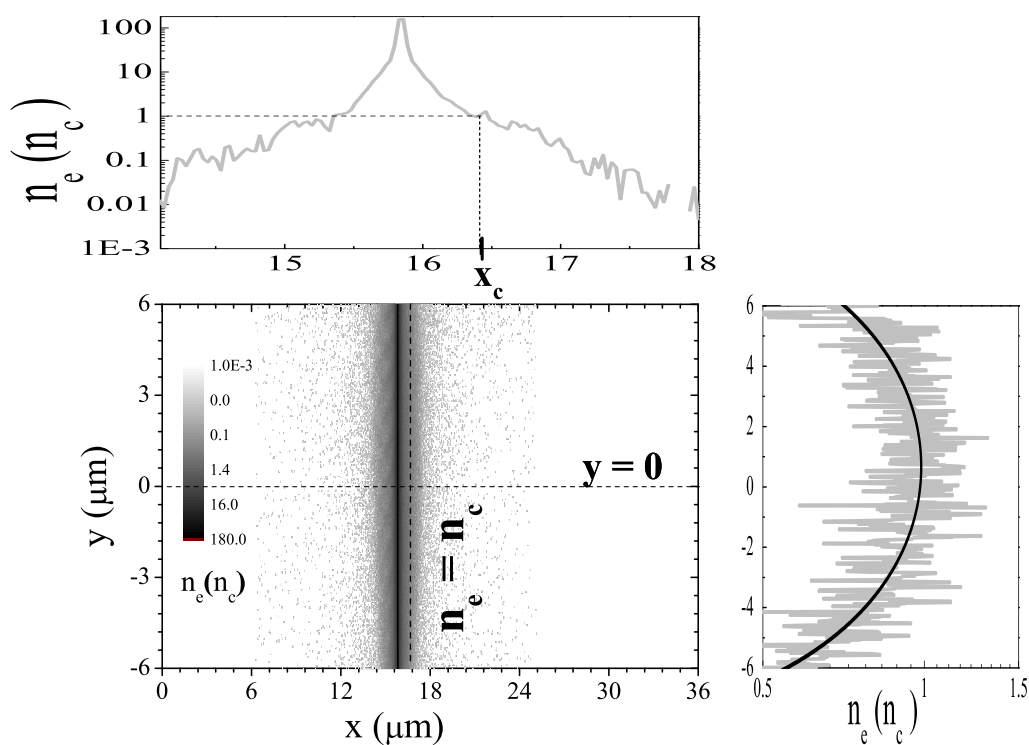


FIG. 3.22 – Carte de densité des électrons à $t = 226$ fs et profils longitudinal et transverse. Le profil transverse est choisi de sorte à ce que $n_e(x, y = 0) = n_c$.

Par ailleurs nous avons aussi calculé la longueur de gradient Δx correspondant au profil longitudinal (voir tableau 3.2) qui présente une

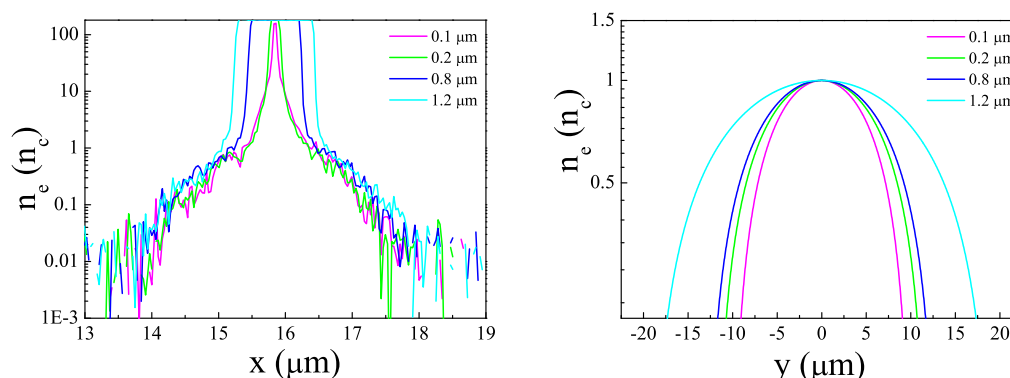


FIG. 3.23 – Profils longitudinaux en $y = 0$ et fit des profils transverses pour $n_{e,max} = n_c$ pour chaque épaisseur de cible.

décroissance exponentielle pour une densité critique inférieure à n_c .

D'après ces estimations, lorsque l'épaisseur de la cible diminue, la dispersion transverse des électrons diminue aussi, ce qui suggère clairement que l'augmentation de l'énergie maximale, du nombre et de la température des protons accélérés en réduisant l'épaisseur de la cible que nous avons expérimentalement mis en évidence est directement liée à une augmentation de la densité électronique.

Conclusion

Grâce à l'ensemble de ces simulations, nous avons pu, au-delà de reproduire nos résultats expérimentaux, entamer une interprétation de l'influence de l'épaisseur de la cible sur l'accélération ionique à partir de feuilles minces.

Notre analyse montre que dans nos conditions expérimentales, réduire l'épaisseur de la cible favorise l'accélération en augmentant la densité électronique du nuage d'électrons chauds situé en face arrière de la cible. La température de ces électrons et l'absorption de l'énergie laser durant l'interaction, n'est quant à elle que faiblement altérée et tend à augmenter en augmentant l'épaisseur de la cible.

Cette approche rejoint celle proposée par Sentoku et al [92] qui montre de façon analogue que l'augmentation de l'énergie des protons est reliée à une augmentation de la densité électronique (voir paragraphe 3.2.1) via le mécanisme de recirculation. Il faut cependant noter que la loi d'échelle empirique pour laquelle l'énergie maximale des protons est proportionnelle à

$1/l$ ne reproduit pas nos données expérimentales. Ce modèle doit donc être uniquement considéré comme qualitatif dans nos conditions d'expérience, celui-ci ne tenant pas compte d'un certain nombre de paramètres essentiels de l'interaction comme l'absorption du laser, l'angle de divergence des électrons et la durée de l'impulsion. Nos résultats expérimentaux mettent en évidence pour des épaisseurs de cible comprises entre 0.1 et 20 μm , une variation de l'énergie maximale des protons proportionnelle à $\log(1/l)$.

Nous nous proposons donc à présent de mettre en place un modèle semi-analytique permettant de justifier l'augmentation de la densité électronique.

3.2.7 Modèle semi-analytique : recirculation des électrons ou absorption laser

Suite à une collaboration établie entre notre laboratoire et l'équipe de J. Limpouch (Faculty of Nuclear Sciences and Physical Engineering, Czech Technical University in Prague, Czech Republic), O. Klimo a mis au point un modèle semi-analytique permettant de mettre en évidence l'influence de la densité électronique sur l'accélération d'ions par interaction laser-feuille mince. Ce modèle, basé principalement sur une hypothèse de confinement électronique ou recirculation des électrons, initialement suggéré par Sentoku et al [92] est développé ici et nous a permis de confirmer les résultats obtenus précédemment.

Comme nous l'avons vu dans le paragraphe 2.3, l'accélération des ions est régie par le faisceau d'électrons chauds générés durant l'interaction avec l'impulsion laser. Lorsque ces derniers atteignent la face arrière de la cible, ils forment un nuage à une courte distance de l'ordre de la longueur de Debye induisant un champ électrostatique très intense. On peut donc dans le cas général estimer la densité surfacique des électrons N_e et leur densité volumique n_e grâce à :

$$N_e k_B T_e = f I_0 \tau_0 \quad n_e = \frac{f I_0}{c k_B T_e}$$

où T_e et f représentent respectivement leur température et le coefficient d'absorption supposés constants, I_0 l'intensité de l'impulsion laser et τ_0 sa durée.

Le champ électrique E alors induit est donné par (voir [14]) :

$$E = \sqrt{\frac{n_e k_B T_e}{\epsilon_0}}$$

Cependant, si la longueur du faisceau d'électrons chauds l_e ($\simeq c\tau_0$) est inférieure à l'épaisseur de la cible l , ce champ électrique accélérateur va être fonction de l . En effet, lorsque l'électron atteint la face arrière, il est rappelé par séparation de charge et va se propager dans le sens inverse. Ainsi si la feuille est suffisamment mince ($l \ll l_e$), il y aura un "recouvrement" du faisceau d'électrons (voir figure 3.24 et paragraphe 3.2.1) de sorte que plus la cible est mince, plus la densité électronique sera importante. Si on considère en première approximation que cette population d'électrons chauds est confinée à l'intérieur de la cible ($l \gg \lambda_{De}$), on peut alors qualitativement estimer le champ électrostatique tel que : $E \propto \sqrt{1/l}$ puisque $n_e \simeq N_e/l$.

C'est sur cette représentation que se base le modèle présenté ici. Nous verrons cependant que nous nous affranchirons de différentes hypothèses du modèle de Sentoku et al [92] (confinement du paquet dans les limites de la cible, dispersion électronique ...) permettant une description plus réaliste et précise.

Description du modèle

Dans un premier temps, notre description sera limitée à celle de l'interaction d'une impulsion laser en incidence normale sur une feuille mince, en géométrie mono-dimensionnelle. On négligera ici le mouvement ionique, hypothèse dont nous vérifierons la validité a posteriori. Par ailleurs, nous conserverons l'hypothèse d'une température électronique et d'une absorption laser constantes.

On peut alors schématiquement diviser l'espace en deux principales zones (voir figure 3.24) :

- L'intérieur de la cible (d'épaisseur l) : l'électron se propage à une vitesse constante v_e
- Les "gaines" d'électrons de part et d'autre de la cible (chacune d'une extension de l'ordre de la longueur de Debye électronique λ_{De}) : les électrons sont rappelés par séparation de charge et passent donc d'une vitesse v_e à 0 et de 0 à $-v_e$ (et réciproquement).

Ainsi, on peut de la même façon discriminer les électrons dans chacune des zones (respectivement N_{ef} et N_{eg} , comme indiqué sur la figure 3.24) et la densité surfacique totale N_e est alors égale à :

$$N_e = N_{ef} + N_{eg} = N_e \frac{t_f}{t_f + t_g} + N_e \frac{t_g}{t_f + t_g}$$

où t_f et t_g représentent respectivement les temps pendant lesquels un électron se trouve dans la feuille ou dans l'une des gaines. On suppose ici que le champ électrique de chaque côté de la cible est symétrique, hypothèse amplement justifiée par les résultats expérimentaux présentés dans le paragraphe 3.2.9.

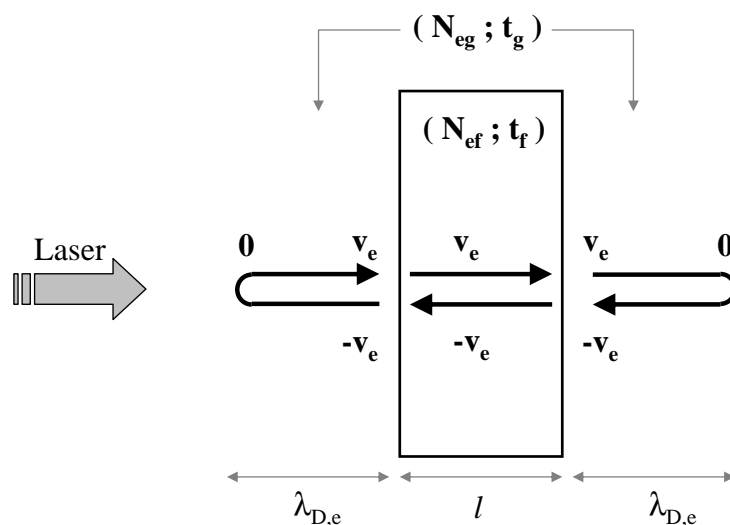


FIG. 3.24 – Représentation schématique du mouvement électronique dans une cible mince d'épaisseur l et des "gaines" de longueur λ_{De} .

Le temps caractéristique t_f est alors simplement donné par :

$$t_f = \frac{l}{v_e}$$

et en supposant un champ électrique E constant, la résolution de l'équation du mouvement d'un électron conduit à :

$$t_g = \frac{2m_e v_e \gamma}{eE} = \frac{2v_e \gamma \lambda_{De}}{c^2(\gamma - 1)}$$

puisque $eE = k_B T_e / \lambda_{De} \simeq m_e c^2 (\gamma - 1) / \lambda_{De}$ où γ représente le facteur de Lorentz.

On en déduit la densité d'électrons dans les gaines n_{eg} :

$$n_{eg} = \frac{N_{eg}}{2\lambda_{De}} = \frac{N_e}{2\lambda_{De}} \frac{t_g}{t_f + t_g} = N_e \frac{v_e^2 \gamma}{lc^2(\gamma - 1) + 2v_e^2 \gamma \lambda_{De}}$$

Sachant que $\lambda_{De} = \sqrt{\epsilon_0 k_B T_e / e^2 n_{eg}}$, l'équation précédente, d'inconnue λ_{De} , peut être résolue analytiquement et on aboutit à :

$$\lambda_{De} = \frac{\lambda_{D0}}{2} \left(1 \pm \sqrt{1 + \frac{l^2 \omega_{p0}^2}{v_e^2 \gamma}} \right)$$

où $\lambda_{D0} = 2\epsilon_0 k_B T_e / e^2 N_e$ et $\omega_{p0} = \sqrt{e^2 N_e / \epsilon_0 m_e l}$. Seule la solution (+) permet d'aboutir à une valeur positive de la longueur de Debye et ce modèle conduit donc à une solution unique.

On peut alors aisément calculer la densité électronique n_{eg} et en déduire le champ électrique E (en substituant n_{eg} dans l'équation $E = \sqrt{n_{eg} T_e / \epsilon_0}$) :

$$E = \frac{N_e e}{\epsilon_0} \frac{1}{1 + \sqrt{1 + \frac{l^2 \omega_{p0}^2}{v_e^2 \gamma}}}$$

Cependant ce modèle décrit un état quasi-stationnaire pour lequel un équilibre existe entre l'expansion du nuage d'électrons chauds et la force du champ électrostatique ainsi généré. Pour atteindre cet état, les électrons doivent céder une partie de leur énergie, que nous allons estimer.

L'énergie surfacique contenue dans ce champ électrostatique s'écrit :

$$\epsilon_0 \alpha E^2 \lambda_{De} = \frac{\alpha N_e k_B T_e^{stat}}{1 + \sqrt{1 + \frac{l^2 \omega_{p0}^2}{v_e^2 \gamma}}}$$

où α caractérise le profil spatial du champ $E(x)$ tel que :

$$\alpha E^2 \lambda_{De} = \int E^2(x) dx$$

et T_e^{stat} cette température électronique dans cet état quasi-stationnaire.

L'intégrale est choisie sur un espace semi-infini à partir d'un bord de la cible. Grâce à des simulations PIC, nous avons déterminé $\alpha \sim 2.7$ et indépendant de l'épaisseur de la cible.

La température T_e^{stat} est alors donné par :

$$T_e^{stat} \left(1 + \frac{\alpha}{1 + \sqrt{1 + \frac{l^2 \omega_{p0}^2}{v_e^2(T_e^{stat}) \gamma(T_e^{stat})}}} \right) = T_e$$

Par la suite, nous déterminerons T_e^{stat} à partir des simulations PIC CALDER à un instant t après l'impulsion laser pour lequel on considère que l'équilibre est atteint.

Optimisation du modèle

Pour rendre ce modèle plus réaliste nous allons à présent nous affranchir des trois principales hypothèses faites préalablement :

Angle de propagation des électrons

On considère que le faisceau d'électrons se propage avec un angle donné β par rapport à la normale à la cible défini de la façon suivante :

$$\beta = \arctan \left(\frac{v_{e,\parallel}}{v_{e,\perp}} \right)$$

où $v_{e,\parallel}$ et $v_{e,\perp}$ représentent respectivement les vitesses transverse et longitudinale des électrons. Par la suite cet angle sera introduit via la vitesse et la température électronique qui deviennent en première approximation respectivement $v_e \cos \beta$ et $T_e \cos^2 \beta$.

On peut noter qu'en exploitant différentes études [96, 48, 97], et en tenant compte du fait qu'à la réflexion dans les "gainés", la vitesse longitudinale des électrons s'annule progressivement, on peut estimer cet angle "moyen" de propagation. Nous utiliserons cependant par la suite les mesures plus précises effectuées à partir des simulations PIC.

Dispersion angulaire

Par ailleurs, plus l'angle β sera important et plus la dispersion angulaire du faisceau d'électrons sera grande. Pour tenir compte de cette dispersion, on définit un coefficient $k(t)$ dépendant du temps tel que :

$$k(t) = \frac{r}{r + v_e t \sin \beta}$$

où on note r le rayon de la tache focale. Cette approche permet donc de tenir compte d'une dispersion des électrons due à leur propagation oblique et non un angle de divergence.

Influence du mouvement ionique

Le modèle décrit ici ne peut s'appliquer que sur un temps très court au début de l'interaction pour lequel le mouvement ionique peut être négligé. Cependant, d'après les simulations PIC, rapidement un gradient ionique se forme en face arrière, susceptible d'influencer le champ électrostatique. En supposant que ce champ croît linéairement durant l'interaction, on détermine le temps t pour lequel le mouvement ionique n'est plus négligeable, ou en d'autres termes le temps que met le front ionique à parcourir la distance λ_{De} :

$$t = \sqrt{\frac{2\lambda_{De}m_i}{eE}} = \frac{\sqrt{2}}{\omega_{pi}}$$

où m_i représente la masse ionique.

Calcul du champ électrostatique

A partir de cette représentation, il est possible de remonter au champ électrostatique maximal, moteur de l'accélération ionique. On aboutit à un système de quatre équations à quatre inconnues :

1. La longueur de Debye λ_{De}

$$\lambda_{De} = \frac{\lambda_{D0}(N_e)}{2} \left(1 + \sqrt{1 + \frac{l^2\omega_{p0}^2(N_e)}{v_e^2\gamma \cos^2 \beta}} \right)$$

où $\lambda_{D0} = 2\epsilon_0 T_e^{stat} \cos^2 \beta / e^2 N_e$ et $\omega_{p0} = \sqrt{e^2 N_e / \epsilon_0 m_e l}$.

2. La densité surfacique des électrons chauds N_e

$$N_e T_e^{stat} \left(1 + \frac{\alpha \cos^2 \beta}{1 + \sqrt{1 + \frac{l^2\omega_{p0}^2(N_e)}{v_e^2\gamma \cos^2 \beta}}} \right) = f I_0 t k(t)$$

puisque nous avons précédemment que $N_e T_e = f I_0 t$ et $k(t)$ caractérise la dispersion angulaire.

3. L'instant t du champ électrique maximal

$$t = \sqrt{\frac{2\lambda_{De}m_i}{eE}}$$

4. Le champ électrique maximal E

$$E = \frac{N_e e}{\epsilon_0} \frac{1}{1 + \sqrt{1 + \frac{l^2 \omega_{p0}^2(N_e)}{v_e^2 \gamma \cos^2 \beta}}}$$

Comparaison modèle/simulations PIC

Pour résoudre le système précédent, il est au préalable nécessaire de déterminer les paramètres (β, T_e^{stat}, f) que nous allons extraire des simulations 2D PIC présentées dans le paragraphe 3.2.6.

L'angle de propagation des électrons chauds β par rapport à la normale à la cible est calculé à partir d'un espace des phases (p_x, p_y) après le passage de l'impulsion laser, où p_x et p_y représentent respectivement les impulsions des électrons longitudinale et transverse. La température T_e^{stat} est déterminée à l'instant $t = 192$ fs auquel le laser quitte la cible. L'impulsion étant ultra-courte (~ 65 fs), on peut considérer qu'à cet instant les ions n'ont acquis qu'une faible part de leur énergie finale ($< 25\%$, voir figure 3.17). Enfin, le coefficient d'absorption est, quant à lui, mesuré à la fin de la simulation.

Le tableau 3.3 résume l'ensemble de ces résultats pour chaque épaisseur de cible :

| l (μm) | β ($^\circ$) | T_e^{stat} (keV) | f (%) |
|-----------------------|----------------------|--------------------|---------|
| 0.1 | 35 | 259 | 38.9 |
| 0.2 | 39 | 276 | 40.2 |
| 0.8 | 36 | 292 | 46.7 |
| 1.2 | 35 | 315 | 45.9 |

TAB. 3.3 – Mesures de l'angle de propagation β des électrons chauds, de leur température T_e^{stat} et du coefficient d'absorption issu des simulations 2D PIC CALDER.

A partir de ces mesures nous avons donc pu estimer le champ électrostatique maximal prévu par le modèle décrit ci-dessus et que nous

| l (μm) | λ_{De} (nm) | E_{CALDER} (TV/m) | $E_{\text{modèle}}$ (TV/m) | E_{max} (MeV) |
|-----------------------|---------------------|----------------------------|----------------------------|------------------------|
| 0.1 | 28 | 8.24 | 7.8 | 5 |
| 0.2 | 30 | 7.55 | 6.6 | 4.9 |
| 0.8 | 45 | 7.34 | 5 | 4.8 |
| 1.2 | 57 | 6.94 | 4.4 | 4.6 |

TAB. 3.4 – Comparaison du champ électrostatique maximal issus des simulations PIC CALDER et du modèle semi-analytique en regard de la longueur de Debye estimée par ce modèle et de l'énergie maximale des protons issue de CALDER.

pouvons comparer aux simulations. L'ensemble de ces données sont reportées dans le tableau 3.4. Sont reportés par ailleurs la longueur de Debye calculée à partir du modèle ainsi que l'énergie maximale des protons issue des simulations PIC CALDER.

On observe dans les deux cas une baisse du champ électrostatique par augmentation de l'épaisseur de la cible. La chute semble plus prononcée dans le cas du modèle semi-analytique. Cependant, il faut noter que ce modèle néglige de nombreux paramètres de l'interaction comme par exemple le transport latéral des électrons dû à leur divergence à l'intérieur de la cible et dont on ne tient pas compte dans ce modèle mono-dimensionnel. On peut donc considérer qu'il permet de décrire raisonnablement l'évolution observée expérimentalement. De plus, la longueur de Debye reste, quelle que soit l'épaisseur de la cible, bien inférieure à l'épaisseur de celle-ci. On peut donc considérer qu'il y a un confinement effectif des électrons.

Enfin, le modèle estime le champ électrostatique, moteur de l'accélération. Cependant, celui-ci n'est pas nécessairement relié directement à l'énergie maximale des protons. On pourrait intuitivement supposer que le transfert d'énergie des électrons aux ions se ferait plus rapidement sur une cible plus mince. Cette hypothèse est confirmée par la figure 3.17. Cette tendance, bien que faible sur cette gamme d'épaisseur, induirait une chute moins prononcée de l'énergie maximale des protons par augmentation de l'épaisseur de la cible que la chute du champ électrostatique estimé par ce modèle semi-analytique. Les résultats obtenus seraient alors plus proches de ceux issus des simulations PIC.

Conclusion

Le modèle que nous avons décrit permet de caractériser une augmentation de la densité électronique par réduction de l'épaisseur de la cible. Ce modèle n'est plus valable lorsque la cible est trop épaisse ($l > c\tau_0$).

Nous pouvons donc conclure que dans nos conditions expérimentales, l'augmentation de l'énergie maximale, du nombre et de la température des protons accélérés est directement reliée à une augmentation de la densité des électrons que nous justifions qualitativement et quantitativement par un modèle de recirculation ou confinement électronique.

3.2.8 Discussion : accélération d'ions sur feuilles minces

Cette étude nous a permis d'interpréter l'ensemble de nos résultats expérimentaux. Nous avons, en accord avec [90, 91, 38], montré qu'en réduisant l'épaisseur de la cible, grâce au haut contraste temporel de notre installation, l'énergie maximale, la température et le nombre de protons accélérés augmentent de façon importante. Au-delà de cette observation nous avons par ailleurs, grâce à des simulations 2D PIC et un modèle semi-analytique, relié cet accroissement de l'efficacité du mécanisme d'accélération à un confinement électronique, spécifique à l'interaction sur feuille mince. Nous avons donc clairement montré que l'augmentation de l'énergie des protons était, dans nos conditions expérimentales (d'intensité laser, durée d'impulsion etc...) due à une augmentation de la densité effective des électrons chauds.

Cependant cette interprétation diffère en particulier de celle proposée par Antici et al [91] qui s'appuie principalement sur un accroissement de l'absorption de l'énergie laser et donc de la température électronique. Cette expérience menée sur l'installation laser 100 TW du LULI a été effectuée dans des conditions ($I_0 \sim 10^{18}$ W/cm², $\lambda_0 = 1.057$ μ m, incidence normale) relativement proches de celles du laser UHI10 du CEA Saclay ou de [90, 26] mais avec une durée d'impulsion plus longue ($\tau_0 = 320$ fs). Afin d'éclaircir le rôle de l'épaisseur de la cible sur l'accélération des ions nous allons donc élargir notre interprétation à un domaine d'étude plus large en nous penchant sur les conclusions apportées par [91].

Dans [91], l'augmentation de l'absorption de l'énergie laser est justifiée principalement par la formation d'un gradient substantiel en face avant de

la cible durant l'interaction même (voir paragraphe 3.2.1). Afin de comparer l'interprétation que nous avons proposée à cette dernière, nous avons reporté sur la figure 3.25 le profil spatial de densité électronique, obtenu à partir des simulations PIC, peu avant l'arrivée du maximum de l'impulsion laser sur la surface avant de la cible (environ 10 fs) dans nos conditions expérimentales.

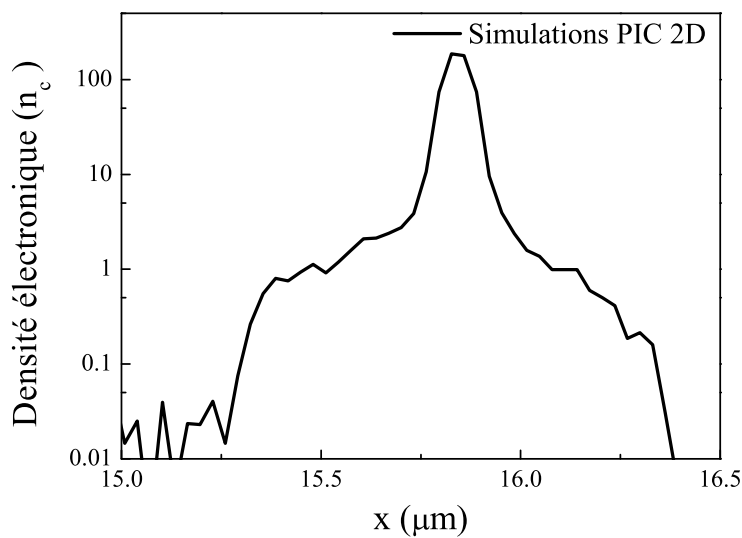


FIG. 3.25 – Profil spatial de densité électronique en $y = 0$ dans les conditions expérimentales de notre installation laser UHI10 ($I_0 = 3 \times 10^{18}$ W/cm², $\tau_0 = 65$ fs, $\theta = 45^\circ$, $l = 100$ nm).

D'après ces simulations, le pic de l'impulsion laser interagit avec un plasma peu détendu, de longueur de gradient caractéristique ~ 200 nm (calculé à la densité critique) alors que dans [91], on peut estimer ce gradient à plus de $1 \mu\text{m}$. Ainsi, il semble que l'absorption laser lors de l'interaction d'une cible mince avec une impulsion ultra-courte et une intensité modérée (quelques 10^{18} W/cm²) ne soit pas altérée par la détente de la cible.

On peut donc conclure de l'ensemble de cette étude que suivant les conditions expérimentales, différents facteurs peuvent rentrer en compte pour expliquer l'augmentation de l'énergie des protons en réduisant l'épaisseur de la cible. Quoi qu'il en soit, l'observation expérimentale que nous avons présentée ici a été confirmée par plusieurs groupes de recherche ouvrant une voie intéressante pour poursuivre les progrès concernant ce domaine d'étude.

3.2.9 Symétrie de l'accélération et caractérisation des sources de protons

L'ensemble des résultats exposés jusqu'ici ne concerne que les faisceaux de protons émis en face arrière de la cible. Cependant, nous nous sommes aussi attachés à caractériser les protons émis en face avant grâce à une seconde parabole de Thomson et un spectromètre à films radiochromiques symétrique (voir paragraphe 3.1.1). Grâce à ce dispositif, nous avons pu montrer que les caractéristiques des protons émis de chaque côté de la cible sont très similaires dans le cas de l'interaction sur des feuilles minces ($\leq 10 \mu\text{m}$).

Nous allons donc ici présenter l'ensemble de ces résultats afin de caractériser complètement ces sources de particules. En parallèle seront reportés les résultats numériques du jeu de simulations du paragraphe 3.2.6 afin d'être directement comparés aux mesures expérimentales.

Energie maximale E_{max} et nombre de protons N_p

Sur la figure 3.26 sont reportées les mesures expérimentales (issues de TH1 et TH2) et numériques des énergies maximales de protons FWD et BWD en configuration UHC et BC en fonction de l'épaisseur de la cible de Mylar.

Comme on peut le remarquer, à bas contraste aucun signal n'est détecté en face avant de la cible contrairement à la configuration UHC pour laquelle l'accélération devient efficace quelle que soit l'épaisseur de la feuille. De plus, on mesure expérimentalement, pour des épaisseurs inférieures à $\sim 10 \mu\text{m}$ des énergies maximales en face avant et face arrière de la cible relativement comparables ($\sim 5 \text{ MeV}$ pour une cible de 100 nm). Cette symétrie est par ailleurs confirmée par les simulations.

Il faut de plus noter que pour des épaisseurs importantes de cible, les protons BWD affichent une énergie constante de l'ordre de 2.7 MeV , ce qui semble montrer la faible influence de la recirculation électronique sur l'accélération en face avant. Pour modéliser ces cibles très épaisses nous avons placé une feuille mince (400 nm) en bord de boîte de simulation sur laquelle on applique des conditions absorbantes pour les protons et réinjectantes pour les électrons (la particule est absorbée ou réinjectée dans la boîte de simulation de façon à minimiser l'écart à la neutralité). Seule la face avant est ainsi modélisable. Une telle simulation aboutit à une énergie

maximale de protons très proche de la valeur expérimentale.

Nous avons de la même façon mesuré l'évolution du nombre de protons accélérés *FWD* et *BWD* reportée sur la figure 3.27 et à nouveau comparés aux valeurs numériques. Notons que les valeurs numériques sont issus des spectres calculés sur l'axe $y = 0$ afin, encore une fois, d'approcher les mesures des paraboles de Thomson.

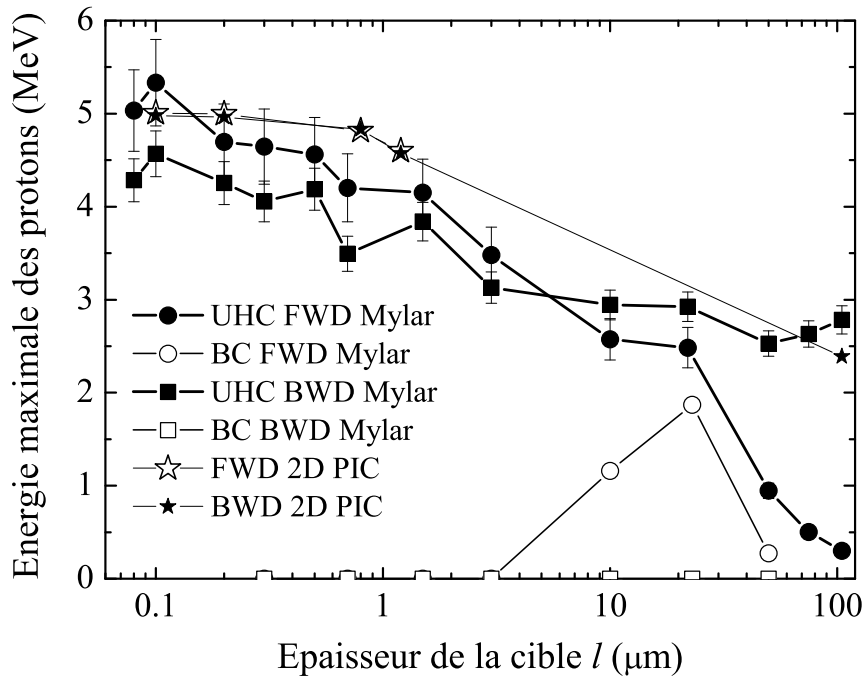


FIG. 3.26 – Mesure expérimentale de E_{max} des protons *FWD* et *BWD* en fonction de l'épaisseur de la cible de Mylar obtenus en configuration UHC et BC comparée au valeurs numériques issus du code 2D PIC CALDER. Les barres d'erreur des courbes UHC sont d'environ respectivement 9% et 5% (voir paragraphe 3.2.4 et 3.2.10).

D'après cet aperçu des résultats issus des paraboles de Thomson, on peut clairement conclure que, comme pour la face arrière, l'énergie maximale et le nombre des protons émis en face avant de la cible (*BWD*) augmentent lorsque l'on réduit l'épaisseur de la feuille. De plus, en comparant ces deux sources de protons, ces résultats suggèrent une symétrie de l'accélération, leurs caractéristiques spectrales étant similaires pour les faibles épaisseurs.

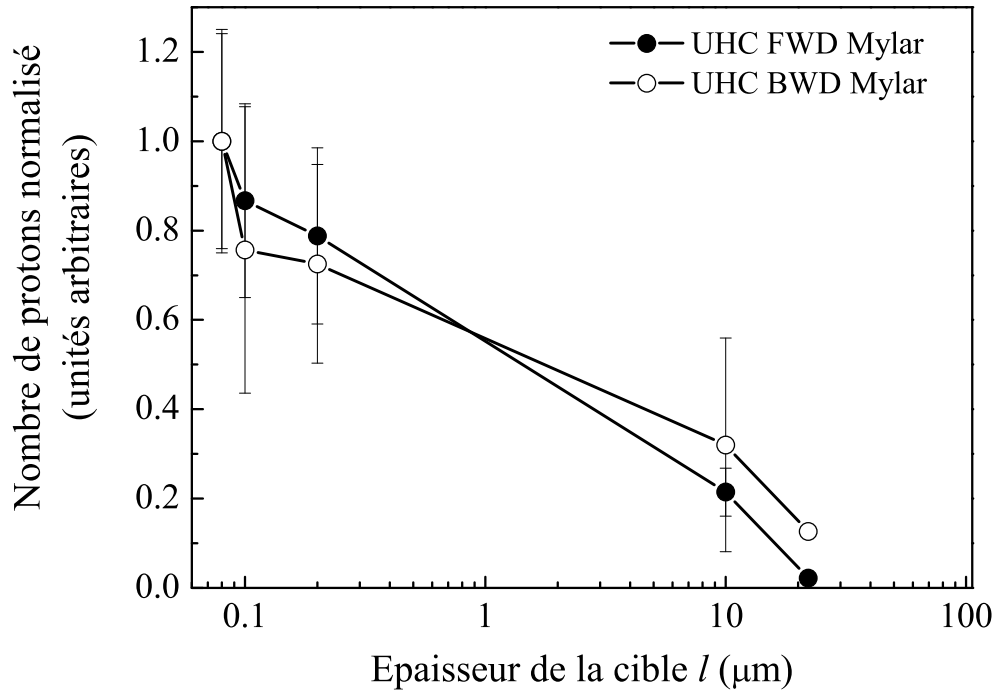


FIG. 3.27 – Mesure expérimentale du nombre normalisé des protons *FWD* et *BWD* en fonction de l'épaisseur de la cible.

Distribution énergétique

Pour compléter ces résultats, nous avons exploité les données du spectromètre à film radiochromiques qui a pour particularité de détecter la totalité des protons accélérés (contrairement aux paraboles de Thomson limitées à un faible angle solide, voir paragraphe 3.1.2).

Sur la figure 3.28, on représente la distribution en énergie des protons issus d'une cible de Mylar de 800 nm d'épaisseur reconstruite à partir des résultats du spectromètre et à l'aide de l'algorithme détaillé dans l'annexe B. Les températures correspondantes sont calculées en supposant une distribution maxwellienne.

On remarque que ces résultats montrent que les flux de particules émis en face et face arrière de la cible sont comparables. Les températures sont quant à elles du même ordre de grandeur bien que sensiblement plus élevée pour les protons issus de la face arrière (*FWD*).

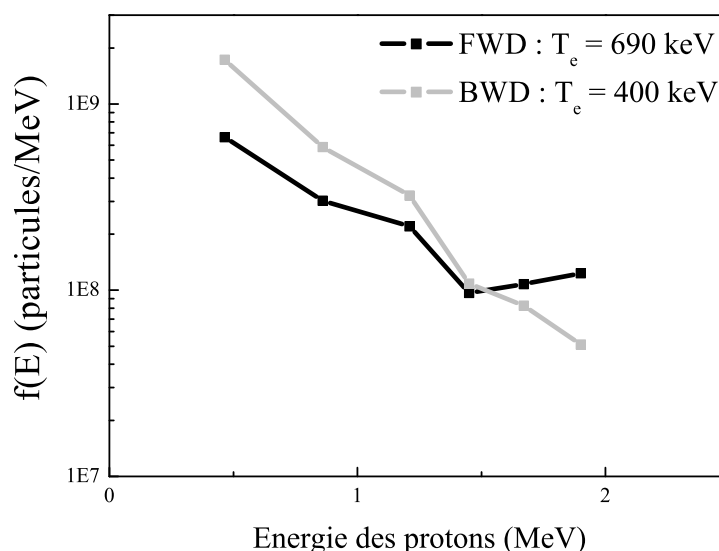


FIG. 3.28 – Distribution en énergie des protons accélérés par interaction avec une cible de 800 nm de Mylar à partir du spectromètre à films radiochromiques.

Divergence

A partir de cette même série de mesure du spectromètre à films radiochromiques nous avons caractérisé la divergence du faisceau de protons.

Sur la figure 3.29 est reportée une image caractéristique de deux films radiochromiques correspondant aux faisceaux *FWD* et *BWD* émis d'une cible de 800 nm de Mylar et correspondant à une bande d'énergie de 1.45 ± 0.15 MeV.

D'après ces résultats, le demi-angle de divergence θ est de 4° dans le plan horizontal et de 7° dans le plan vertical pour des protons d'une énergie supérieure à 1.45 MeV et identique pour les faisceaux *FWD* et *BWD*.

Cette asymétrie des axes verticaux et horizontaux a déjà été observée auparavant par Fuchs et al. [94] en déformant la tache focale du laser. Dans notre cas, l'ellipticité du faisceau de protons peut être reliée à celle de la tache focale imprimée par l'angle d'incidence (45°). En accord avec [94], on retrouve que le grand axe de l'ellipse formée par le faisceau de protons est orthogonal à celui de la tache focale du laser, axe pour lequel le gradient de densité est plus raide et donc l'accélération des protons préférentielle.

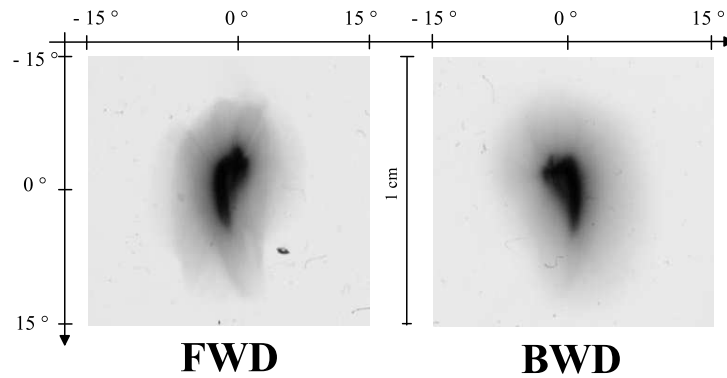


FIG. 3.29 – Images de films radiochromiques (HD810) correspondant à 1.45 ± 0.15 MeV de protons *FWD* et *BWD*. Les films étaient placés à 1.8 cm de la cible de 800 nm de Mylar.

Les simulations 2D PIC CALDER (pour une cible de 800 nm d'épaisseur) indiquent un demi-angle de divergence de 3° (*FWD*) et 4° (*BWD*), confirmant ainsi les résultats expérimentaux et la symétrie.

Laminarité, taille de source et émittance

Pour compléter cette étude, nous avons caractérisé la laminarité et l'émittance des faisceaux de protons.

Un faisceau est défini comme laminaire si les particules qui le constituent ne se croisent pas. Un tel faisceau pourra ainsi être utilisé pour imager un objet qu'il traverse avec une résolution spatiale importante.

Pour tester la laminarité de nos faisceaux de protons nous avons donc placé un objet de chaque côté de la cible dont nous avons recueilli l'ombre grâce à un film radiochromique. Le schéma expérimental est représenté sur la figure 3.30. L'objet était composé d'une grille métallique avec un pas de $400 \mu\text{m}$ sur laquelle nous avons collé une grille de taille inférieure et d'un pas de $12.7 \mu\text{m}$. De plus, afin que le flux de protons soit suffisant sur le film radiochromique pour obtenir un contraste de l'image raisonnable nous avons choisi de détecter les protons d'une énergie relativement faible ($= 465 \text{ keV}$).

Les images des grilles correspondant aux faisceaux *FWD* et *BWD* sont reportées sur la figure 3.31. Comme on peut le remarquer, le pas le plus fin

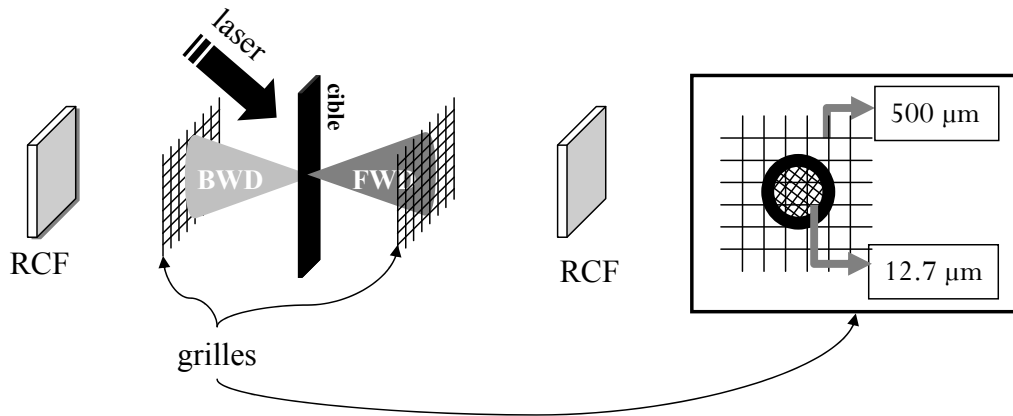


FIG. 3.30 – Représentation schématique du montage expérimental permettant de caractériser la laminarité des faisceaux de protons. Les grilles sont placées à 1.8 (*BWD*) et 2 cm (*FWD*) de la cible et l'image est détectée sur un film radiochromique précédé d'une feuille d'aluminium de 800 nm d'épaisseur.

est bien résolu sur chaque image. On peut donc conclure que ces faisceaux peuvent être considérés comme des sources laminaires et utilisés pour imager des objets avec une résolution inférieure à $\sim 10 \mu\text{m}$.

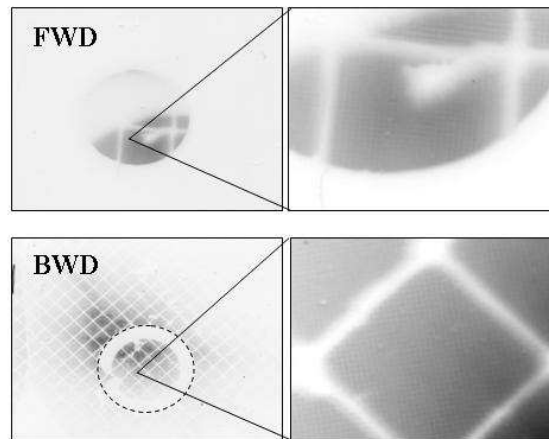


FIG. 3.31 – Ombres des grilles imprimées sur les faisceaux de protons *FWD* et *BWD* issus d'une cible de $1.5 \mu\text{m}$ d'épaisseur et recueillies sur les films radiochromiques.

Il est alors possible d'estimer la taille de la source, sachant que la zone d'émission peut être considérée comme une zone étendue, dans le plan de la cible [22] (voir figure 3.32). La méthode que nous avons utilisée, décrite dans [98], est basée sur une méthode de reconstruction numérique du profil des paraboles de Thomson à une énergie donnée. A une tranche d'énergie du faisceau de protons correspond un angle de divergence (mesuré à partir des films radiochromiques) et une largeur du profil sur la parabole de Thomson. Connaissant l'ensemble des paramètres géométriques du dispositif (taille du trou de filtrage, distance cible/trou de filtrage et trou de filtrage/plan des galettes de microcanaux), nous avons déterminé la taille de chaque source ρ (*FWD* et *BWD*) conduisant à la largeur de profil mesuré sur la parabole. Les sources sont respectivement de 165 et 92 μm pour une cible de Mylar de 800 nm d'épaisseur correspondant à une énergie de protons de 0.465 MeV. La divergence préalablement mesurée et l'extension ρ nous permettent alors de représenter la source de protons comme une source virtuelle située à une distance x donnée du plan de la cible [22] (voir figure 3.32).

La source virtuelle ainsi définie a une extension a que nous avons déterminée suivant la procédure décrite dans [22]. Dans une configuration similaire à celle de la figure 3.30, nous avons détecté l'image de la grille de 400 μm de pas sur un film radiochromique. En simulant une source virtuelle nous avons reconstruit le profil de la grille afin de remonter à l'extension a . Une comparaison des profils mesuré et calculé est représentée sur la figure 3.33.

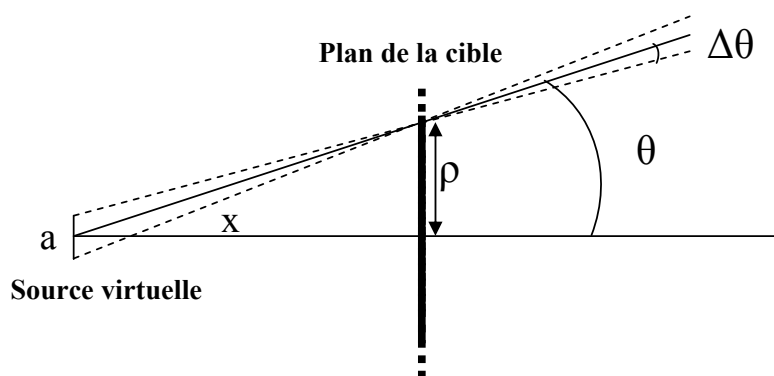


FIG. 3.32 – Représentation schématique de la source de protons considérée comme une source virtuelle de taille a étendue à une distance x du plan de la cible.

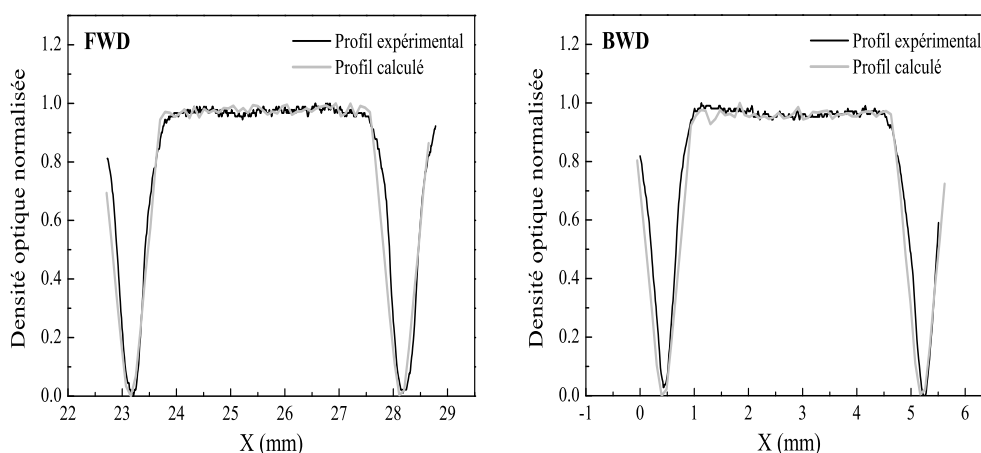


FIG. 3.33 – Comparaison du profil de la grille expérimental et reconstruit à partir d'un algorithme permettant de simuler la source virtuelle d'extension a . Ces profils ont été obtenus en choisissant $a = 50 \mu\text{m}$.

D'après cette reconstruction, les sources virtuelles *FWD* et *BWD* ont une extension de $50 \mu\text{m}$.

L'ensemble de ces mesures, nous a permis de calculer l'émittance transverse ϵ de chacune de nos sources qui quantifie la corrélation qui existe entre l'angle de propagation de la particule et sa position.

Si une source virtuelle d'extension a émet des particules dans un angle $\theta \pm \Delta\theta$, où $\Delta\theta = a/2x$, on peut approximer l'émittance transverse normalisée comme : $\epsilon \sim \beta\rho\Delta\theta$ (où $\beta = v/c$).

Les données recueillies et présentées dans ce paragraphe nous ont conduit aux valeurs suivantes pour les protons d'une énergie de 0.465 MeV : $\epsilon(\text{FWD}) \sim 0.063\pi \text{ mm.mrad}$ et $\epsilon(\text{BWD}) \sim 0.119\pi \text{ mm.mrad}$.

3.2.10 Discussion et interprétation

L'ensemble des résultats expérimentaux présentés ci-dessus met en évidence une symétrie des faisceaux de protons émis de chaque côté de la cible, aussi bien du point de vue spectral (énergie maximale, distribution énergétique, flux de particules) que spatial (divergence, laminarité, émittance) pour des épaisseurs de cible $\leq 10 \mu\text{m}$. Grâce aux simulations PIC CALDER nous avons vérifié cette observation.

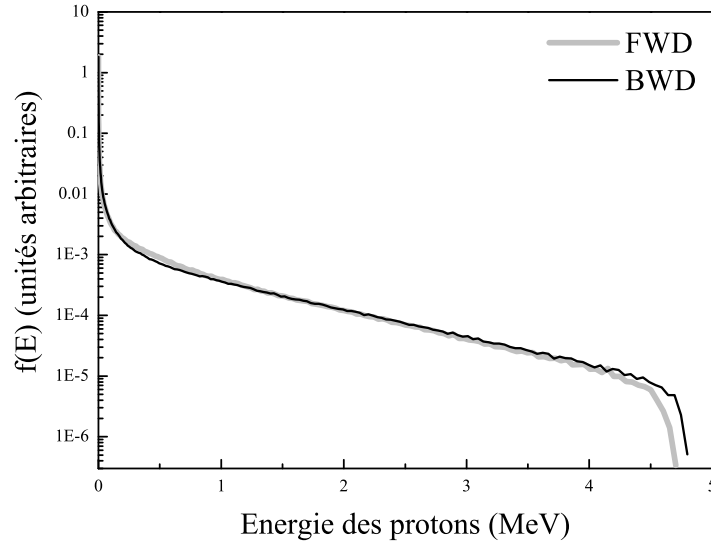


FIG. 3.34 – Distributions en énergie des protons *FWD* et *BWD* issus d'une cible de 100 nm d'épaisseur à $t = 510$ fs, intégré suivant l'axe y .

Un premier résultat est reporté sur la figure 3.26 du paragraphe précédent montrant des énergies maximales de protons *FWD* et *BWD* équivalentes. Si on compare les spectres simulés, les distributions apparaissent très similaires (figure 3.34). Spatialement, nous avons aussi vu que les divergences des deux faisceaux sont très proches. On peut donc aisément conclure que l'observation de la symétrie se vérifie dans la simulation.

Afin d'interpréter plus en détail ce résultat nous nous sommes intéressés aux espaces des phases (x, p_x) électroniques et leurs spectres correspondants. Sur la figure 3.35, on représente cet espace des phases à différents instants de la simulation (au maximum de l'impulsion laser, après le départ de l'impulsion et à la fin de la simulation), caractéristique de la symétrie de l'interaction.

Les spectres électroniques et leur température à l'instant $t = 454$ fs sont reportés sur la figure 3.36 en différenciant les électrons à droite et à gauche de la cible. Ici encore, la symétrie de l'accélération est confirmée.

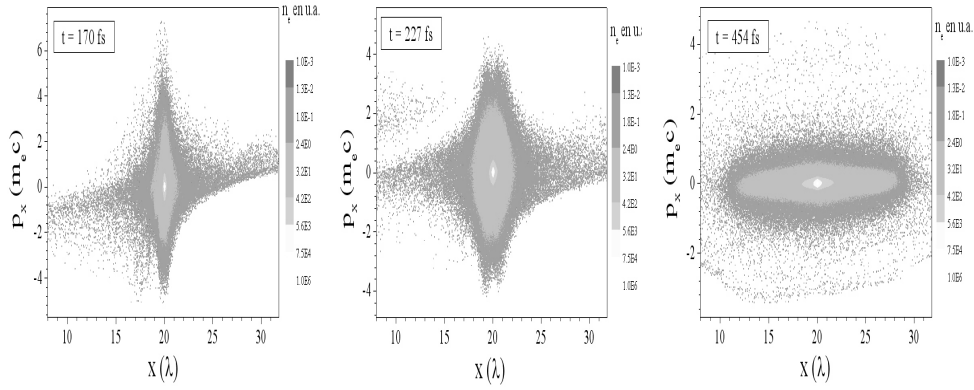


FIG. 3.35 – Espaces des phases électronique à différents instants dans la simulation pour une cible d'épaisseur 100 nm.

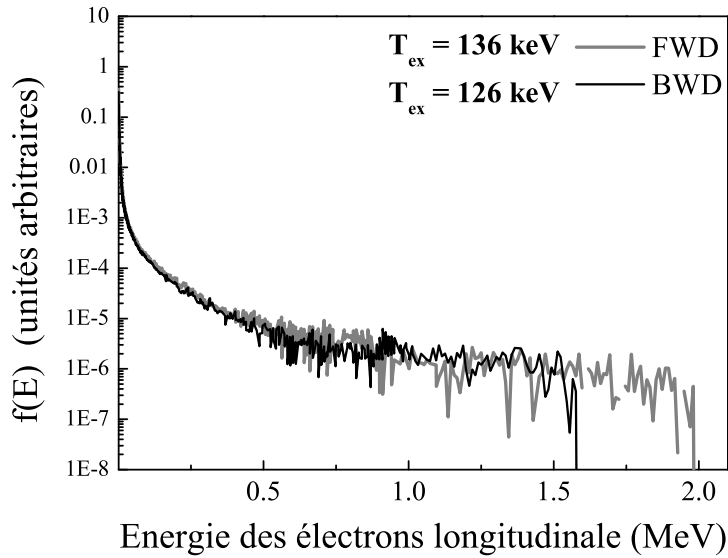


FIG. 3.36 – Spectres électroniques à $t = 454$ fs en face avant et face arrière de la cible et leur températures correspondantes.

Conclusion

D'après l'ensemble de ces résultats, on peut donc conclure, que grâce au ultra-haut contraste temporel de l'impulsion que nous avons utilisée, nous avons pu générer efficacement des faisceaux de protons énergétiques

en faisant interagir l'impulsion du laser UHI10 avec des cibles minces. Dans ce régime, les mécanismes d'accélération deviennent symétriques pour la face avant et la face arrière de la cible. En effet, en configuration BC, aucun ion n'a été détecté en direction *BWD* (voir figure 3.26) alors qu'en passant en configuration UHC nous avons mis en évidence et caractérisé des faisceaux de protons *FWD* et *BWD* relativement symétriques spatialement et spectralement.

Cette symétrie montre que le mécanisme du TNSA est efficace pour chaque côté de la cible lorsque l'on s'affranchit du pré-plasma généré par la pré-impulsion. On peut donc dans ces conditions expérimentales transposer le schéma de l'accélération ionique présenté dans le paragraphe 2.3 à la face avant de la cible.

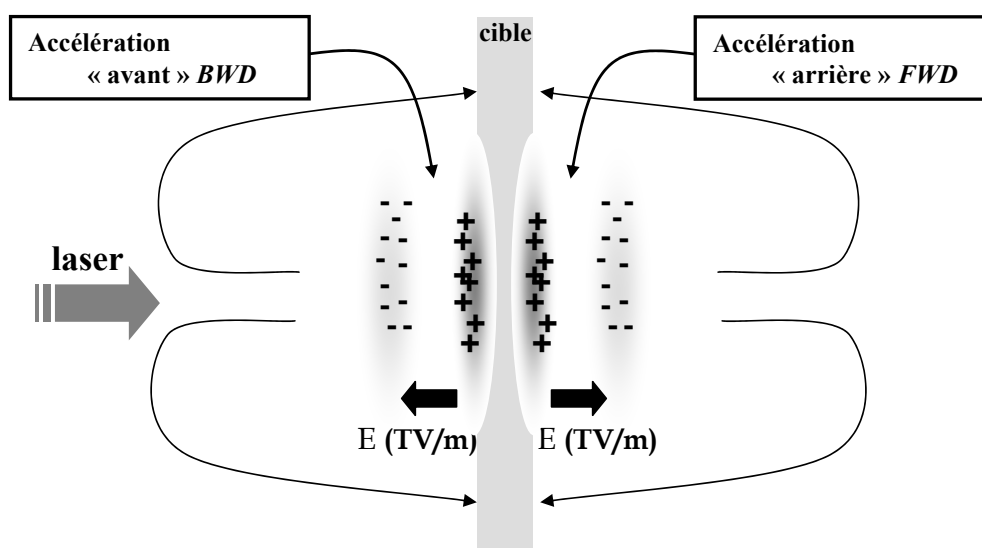


FIG. 3.37 – Représentation schématique de l'accélération d'ions par interaction laser-feuille mince à ultra-haut contraste suivant le mécanisme du TNSA.

Comme nous l'avons vu précédemment (paragraphe 3.2.5), d'après des simulations obtenues à partir d'un code hydrodynamique, aucun pré-plasma n'est présent au moment de l'interaction avec l'impulsion principale de sorte qu'un nuage d'électrons chauds ayant des caractéristiques semblables à ceux de la face arrière se met en place sur la face irradiée de la cible. Les ions

de la face avant, principalement issus des contaminants de la surface, sont alors accélérés par un champ électrique tout aussi intense que celui moteur de l'accélération *FWD*. Cependant, on peut noter une sensible différence entre ces deux faisceaux de protons, en termes d'énergies maximales mais aussi d'émittance, de température (...) en faveur du faisceau *FWD* et que l'on peut relier à une détente du plasma plus rapide sur la face irradiée.

Par ailleurs, au delà de l'accroissement d'efficacité de l'accélération sur cible mince et de la symétrie de l'interaction, nous avons aussi observé une excellente reproductibilité tir à tir en termes d'énergie. Sur la figure 3.38, sont reportées des mesures de l'énergie maximale d'une série de tirs effectuée sur une cible de Mylar de 800 nm d'épaisseur en configuration UHC.

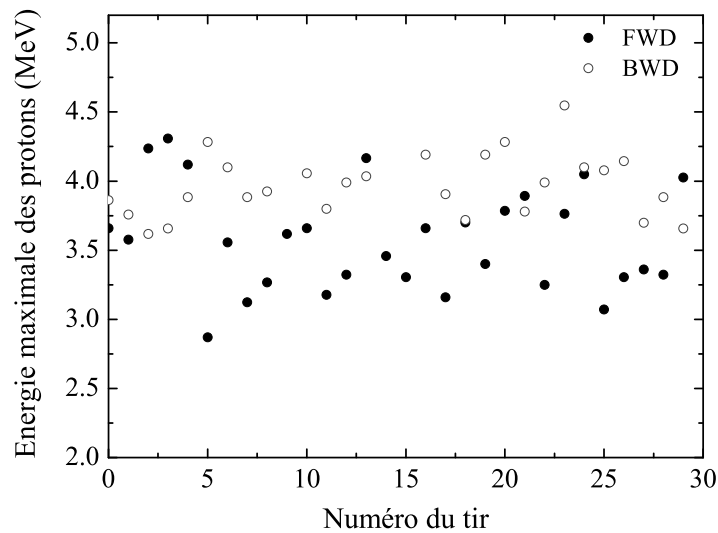


FIG. 3.38 – Stabilité du signal en termes d'énergie maximale pour une cible de Mylar de 800 nm d'épaisseur en configuration UHC (écart type).

La stabilité du faisceau est dans ces conditions de 9% et 5% respectivement pour les faisceaux *FWD* et *BWD*. En contrepartie, en configuration BC, nous avons obtenu des variations allant jusque 50% directement liée aux fluctuations de l'intensité de l'ASE. L'interaction à ultra-haut contraste présente donc l'avantage majeur de générer des faisceaux particulièrement stables.

De plus, il faut noter que si l'utilisation de cible minces paraît difficile-

ment concevable à haute cadence par leur fragilité, il est possible de générer des protons en face avant et aux caractéristiques semblables sur cible épaisse dans ce régime de ultra-haut contraste. L'énergie relativement faible atteinte peut alors potentiellement être compensée par une installation laser plus performante en termes d'énergie.

L'ensemble de ces considérations nous permettent donc de conclure que, au delà d'une avancée du point de vue de la compréhension des mécanismes d'accélération d'ions sur cibles minces, ces résultats apparaissent comme une étude préliminaire prometteuse pour optimiser les faisceaux de protons générés par interaction laser-matière. Restent cependant différents objectifs à atteindre pour rendre ces sources directement utilisables, comme par exemple rétrécir leur spectre d'émission afin de rendre ces faisceaux mono-énergétiques [34, 20, 35, 33].

3.3 Mécanismes de chauffage électronique

3.3.1 Introduction et présentation de l'expérience

Comme nous l'avons vu en introduction du chapitre 2 (voir paragraphe 2.2), les mécanismes de transfert de l'énergie laser aux électrons de la cible identifiés jusqu'à aujourd'hui sont nombreux et leur efficacité diffère suivant les conditions d'interaction (intensité laser, polarisation, gradient initial ...). Ce sujet a fait l'objet de nombreux travaux théoriques et numériques visant à clarifier la représentation que l'on peut se faire de ce volet de l'interaction [53, 57].

Dans notre cas, dans un régime d'impulsion ultra-courte (< 100 fs) et relativement intense (quelques 10^{18} W/cm²), nous avons cherché à déterminer expérimentalement l'influence d'un de ces paramètres clé, le gradient initial de la cible, relié au contraste temporel du laser. Etant donné qu'a priori le chauffage d'écrantage ("effet Brunel") et le chauffage pondéromoteur ("J×B Heating") sont les principaux mécanismes susceptibles d'être efficaces dans nos conditions expérimentales, l'enjeu de cette étude sera de les discriminer expérimentalement.

Pour ce faire, nous avons étudié l'influence de la polarisation du laser sur l'accélération ionique. En effet, l'ensemble des résultats présentés dans le paragraphe précédent ont été obtenus en polarisation p , configuration dans laquelle le champ électrique de l'impulsion se trouve dans le plan défini par la

normale à la cible et la direction de propagation. En plaçant une lame demi-onde sur le trajet du faisceau (avant la dernière optique de focalisation), nous avons fait tourner continûment la polarisation de p à s . Ainsi, les deux cas extrêmes correspondent aux situations représentées sur la figure 3.39.

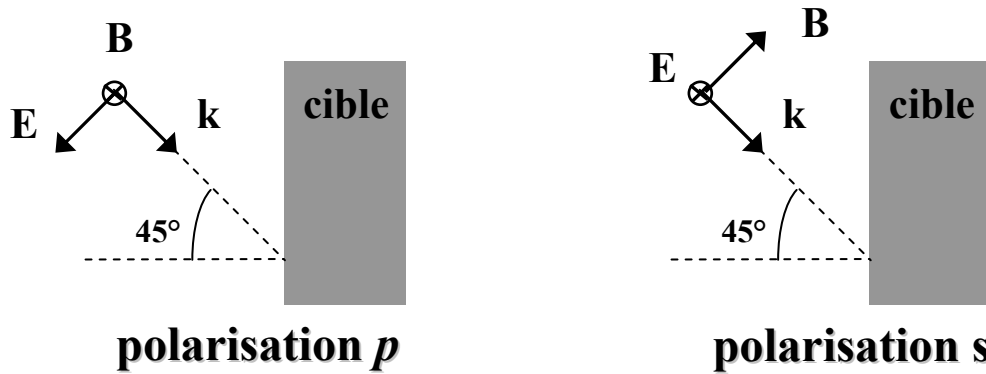


FIG. 3.39 – Représentation schématique de l'impulsion laser en incidence oblique ($\theta = 45^\circ$) sur une cible en polarisation p et s .

L'intérêt principal de cette expérience réside dans le fait qu'en polarisation s , un chauffage électronique par effet Brunel ne peut avoir lieu puisque ce mécanisme nécessite impérativement une composante du champ électrique normale à la surface de la cible (composante p du champ électrique). En revanche, l'influence de la polarisation sur la force pondéromotrice est difficilement prévisible théoriquement. Une étude numérique présentée par Wilks et al [99] met en évidence une légère diminution de la température électronique lorsque l'impulsion est en polarisation s . L'accélération des ions n'en sera cependant que faiblement altérée.

3.3.2 Résultats expérimentaux : influence de la polarisation

L'expérience présentée ici a été effectuée dans les conditions expérimentales suivantes (voir paragraphe 3.1) :

- "Bas Contraste" **BC** : $I_0 = 5 \times 10^{18} \text{ W/cm}^2$, $C = 10^6$
- "Ultra-Haut Contraste" **UHC** : $I_0 = 1.5 \times 10^{18} \text{ W/cm}^2$, $C = 10^{10}$

Pour une large gamme d'épaisseurs de cible ($0.2 \mu\text{m}$ à $50 \mu\text{m}$) de Mylar, nous avons fait varier la polarisation du laser de p à s dans les configurations BC et UHC. Les résultats que nous avons obtenu étant similaires pour l'ensemble de ces cibles, nous focaliserons notre étude sur deux séries de données caractéristiques ($6 \mu\text{m}$ UHC et $23 \mu\text{m}$ BC). L'ensemble de ces résultats seront normalisés aux valeurs maximales (d'énergie et de nombre de particules) afin de mettre en évidence l'effet de la polarisation.

Sur les figures 3.40 et 3.41 sont reportées les variations relatives de l'énergie maximale et du nombre de protons accélérés en face avant et face arrière de la cible en fonction de l'angle ϕ de la lame demi-onde.

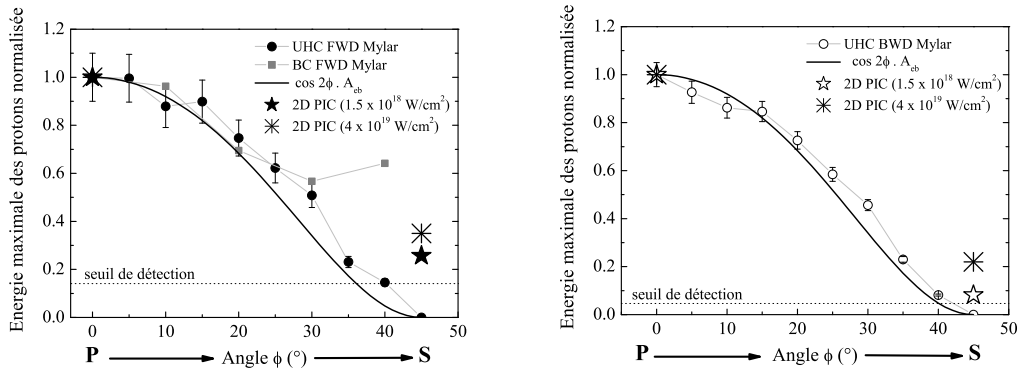


FIG. 3.40 – Mesure expérimentale de l'énergie maximale E_{max} des protons FWD et BWD normalisée en fonction de l'angle ϕ de la lame demi-onde comparée à l'équation $E_{max} \propto \cos(2\phi) A_{eb}$ et aux résultats issus de simulations 2D PIC pour une cible de 6 (UHC) et $23 \mu\text{m}$ (BC) d'épaisseur soumise à une impulsion laser ($I_0 = 1.5 \times 10^{18}$ et $4 \times 10^{19} \text{ W/cm}^2$, $\tau_0 = 65 \text{ fs}$, $\lambda_0 = 0.79 \mu\text{m}$).

Ces courbes montrent clairement qu'à ultra-haut contraste, en tournant la polarisation, le nombre et l'énergie maximale des protons chutent drastiquement jusqu'à passer sous le seuil de détection des paraboles de Thomson dans le cas de la polarisation s . En revanche, à bas contraste, l'énergie maximale des protons chute seulement à environ 60% de sa valeur maximale, en accord avec [100].

Ces résultats indiquent donc que le mécanisme de chauffage électronique prépondérant dans nos conditions expérimentales de UHC est l'effet Brunel alors que la force pondéromotrice semble jouer un rôle négligeable.

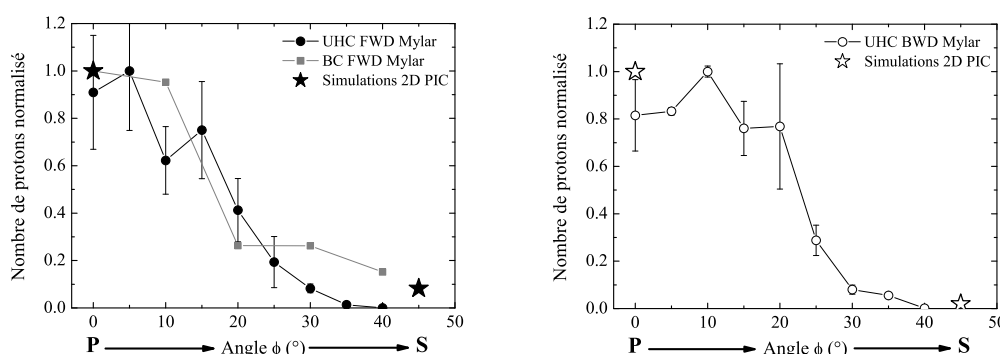


FIG. 3.41 – Mesure expérimentale du nombre de protons *FWD* et *BWD* normalisée en fonction de l'angle ϕ de la lame demi-onde comparée aux résultats issus de simulations 2D PIC pour une cible de 6 (UHC) et 23 μm (BC) d'épaisseur soumise à une impulsion laser ($I_0 = 1.5 \times 10^{18} \text{ W/cm}^2$, $\tau_0 = 65 \text{ fs}$, $\lambda_0 = 0.79 \mu\text{m}$).

3.3.3 Interprétation qualitative

Une première approche qualitative de ces résultats consiste à relier l'évolution de l'énergie maximale des protons à la composante p du champ électrique du laser. En d'autres termes, en supposant que seul l'Effet Brunel est responsable du chauffage électronique, nous allons vérifier qu'en variant l'axe de polarisation, on reproduit fidèlement les résultats expérimentaux. Pour ce faire, nous allons procéder en deux étapes.

1. Comme on peut le remarquer sur la figure 3.42, nous avons expérimentalement mis en évidence que, pour la face avant et la face arrière de la cible, l'énergie maximale des protons est fonction de l'intensité laser suivant : $E_{max} \propto \sqrt{I_0}$. Les mesures qui sont ici reportées correspondent à une cible de 100 nm de Mylar soumise à l'impulsion du laser UHI10 en configuration UHC.

Pour cette série de données, l'impulsion laser était en polarisation p . Si on suppose que le coefficient d'absorption reste constant quelle que soit l'intensité laser, on peut transposer ce résultat à une variation de l'axe de polarisation.

En effet, l'ensemble du raisonnement s'appuie sur le fait que seul l'Effet Brunel est à l'origine du chauffage électronique. On suppose donc que seule la composante p du champ électrique est efficace. Tourner la polarisation

du laser revient donc dans ce cas à varier l'intensité. L'angle ϕ étant défini comme l'angle de rotation de la lame demi-onde, on a donc $E_{max} \propto \sqrt{I_0^p}$ et $I_0^p \propto \cos^2(2\phi)$ soit :

$$E_{max} \propto |\cos(2\phi)|$$

où I_0^p représente la composante p de l'intensité laser.

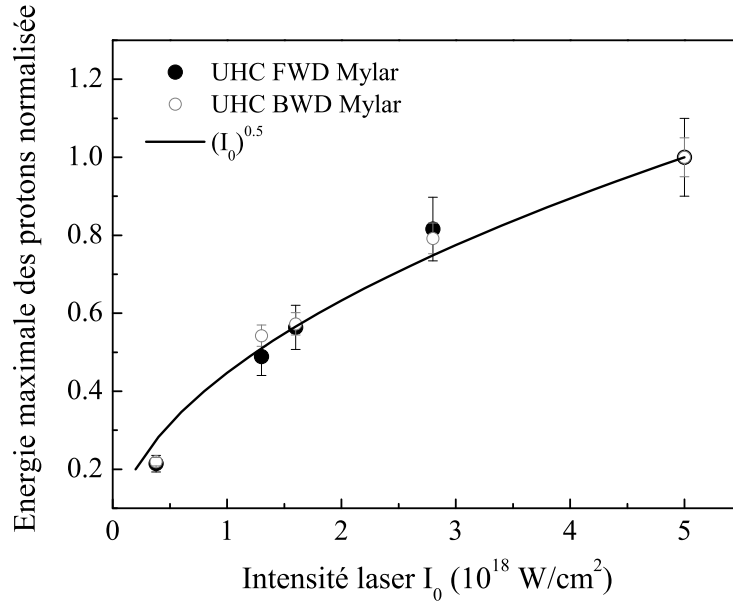


FIG. 3.42 – Mesure expérimentale de l'énergie maximale des protons *FWD* et *BWD* normalisée en fonction de l'intensité laser pour une cible de Mylar de 100 nm d'épaisseur en configuration UHC en polarisation p . Le fit correspond à l'équation $E_{max} \propto \sqrt{I_0}$. Ces mesures ont été effectuées en faisant varier la focalisation du laser.

2. Par ailleurs, pour décrire précisément l'influence de la polarisation du laser, il est nécessaire de tenir compte du coefficient d'absorption de l'effet Brunel A_{eb} . Grâce à l'équation de A_{eb} reportée dans le paragraphe 2.2, on peut remonter à l'absorption pour un angle donné de polarisation ϕ en supposant que la composante p du champ électrique du laser varie suivant : $E_0 \cos(2\phi)$.

Ainsi, en première approximation, et si on suppose que l'énergie maximale des protons est directement reliée à l'absorption du laser, d'après cette analyse on s'attend à ce que l'énergie maximale des protons varie avec l'angle de polarisation comme : $E_{max} \propto \cos(2\phi) A_{eb}$. Cette courbe est reportée sur

la figure 3.40 en comparaison avec les résultats expérimentaux avec lesquels on observe un excellent accord.

On peut donc conclure que dans nos conditions expérimentales de ultra-haut contraste, seul l'effet Brunel est responsable du chauffage électronique et donc de l'accélération des ions.

Cette estimation qualitative repose cependant sur l'hypothèse que l'Effet Brunel est bien à l'origine du chauffage électronique. Nous allons donc à présent approfondir cette étude à l'aide de simulations PIC.

3.3.4 Discussion et simulations PIC

Afin d'interpréter nos résultats expérimentaux, nous avons étudié l'influence de la polarisation du laser sur l'accélération ionique et électronique grâce au code 2D PIC CALDER. Cependant avant de nous pencher sur ces résultats numériques, nous allons dans un premier temps brièvement étudier la distribution angulaire des électrons afin de pouvoir identifier précisément l'effet Brunel dans les simulations.

Angle de propagation des électrons

Comme nous l'avons mentionné dans le chapitre 3 paragraphe 3.2.7, les simulations que nous avons effectuées nous ont permis de mettre en évidence un angle spécifique de propagation des électrons à l'intérieur de la cible. Cet angle dépend bien évidemment de l'intensité laser et de l'instant auquel on s'intéresse durant l'interaction. Afin de sélectionner les électrons accélérés par le laser, nous allons donc nous placer à un instant pour lequel le laser est sur la cible ($t = 131$ fs).

L'espace des phases représenté sur la figure 3.43 correspond à une coupe transverse de sorte que l'on s'intéresse uniquement aux électrons devant la cible. En ce qui concerne la distribution angulaire, l'angle 0° correspond à l'axe normal à la surface de la cible.

D'après cette simulation, dans ces conditions expérimentales, les électrons sont accélérés vers l'intérieur de la cible avec un angle de 24° .

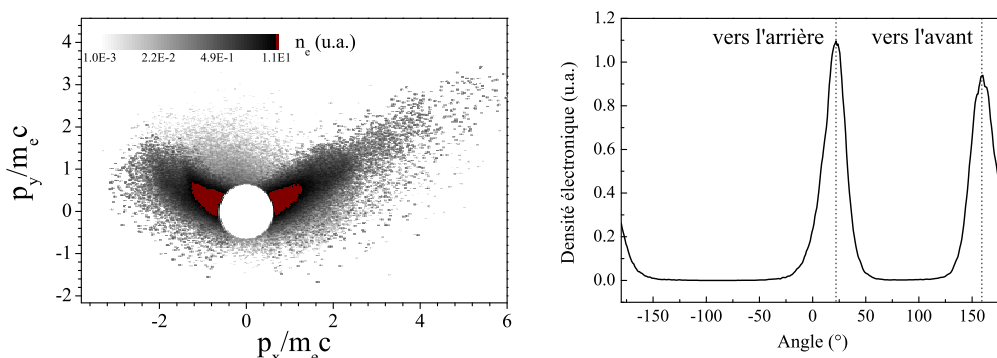


FIG. 3.43 – Espace des phases (p_x, p_y) électronique (d’une énergie supérieure à 100 eV) à $t = 131$ fs pour une cible de 400 nm d’épaisseur soumise à une impulsion laser : $(I_0 = 3 \times 10^{18} \text{ W/cm}^2, \tau_0 = 65 \text{ fs}, \lambda_0 = 0.79 \mu\text{m})$.

Influence de la polarisation et effet Brunel

Ayant à présent déterminé l’angle de propagation des électrons chauds générés par le laser, nous allons pouvoir identifier le mécanisme de chauffage électronique dans nos simulations.

Pour cela on représente sur la figure 3.44 une carte spatiale de densité électronique pour cette même simulation.

Comme indiqué sur le schéma 3.44, les paquets d’électrons accélérés par l’impulsion laser sont séparés d’une distance λ_0 , signature directe de l’Effet Brunel où les électrons sont injectés dans la cible à chaque période laser (voir paragraphe 2.3). De plus, aucun paquet n’est observé à la fréquence $2\omega_0$ ce qui suggère qu’on peut considérer le chauffage pondéromoteur comme inefficace dans ces conditions expérimentales.

Pour compléter ces résultats nous avons aussi comparé l’accélération ionique et électronique en polarisation s et p . Sur la figure 3.45 les espaces des phases électroniques (p_x, x) sont représentés dans ces deux cas extrêmes de polarisation durant l’interaction et après le départ du laser de la surface de la cible (respectivement $t = 158$ et 340 fs).

Comme on peut le remarquer, la situation en polarisation p est drastiquement différente de celle en polarisation s pour laquelle les électrons atteignent des températures relativement faibles (voir figure 3.46). Cette tendance

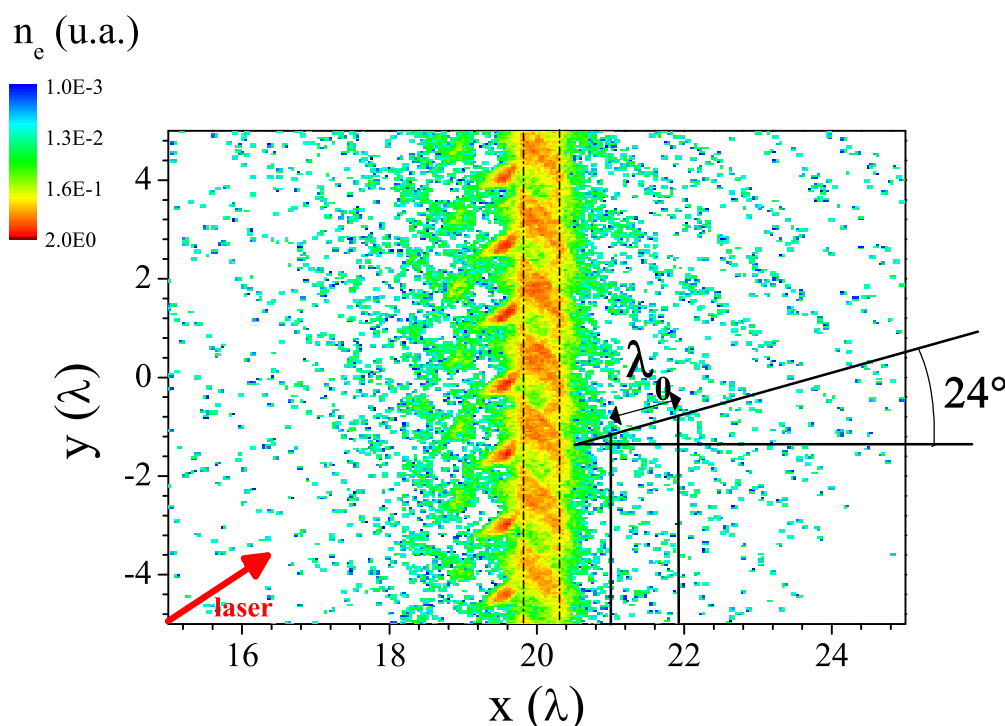


FIG. 3.44 – Carte spatiale (x, y) de densité électronique (d’une énergie supérieure à 100 eV) à $t = 131$ fs pour une cible de 400 nm d’épaisseur soumise à une impulsion laser : ($I_0 = 3 \times 10^{18}$ W/cm², $\tau_0 = 65$ fs, $\lambda_0 = 0.79$ μ m). Le laser est incident du coin inférieur gauche. Les lignes pointillées symbolisent la position initiale du plasma.

se retrouve aussi de façon évidente dans les taux d’absorption de 4.3 et 56.9%.

Enfin, les énergies maximales et nombres de protons¹⁰ accélérés relatifs, reportés sur les figures 3.40 et 3.41 sont comparables aux mesures expérimentales.

L’ensemble de cette discussion permet donc de conclure que dans nos conditions expérimentales de ultra-haut contraste, le mécanisme de chauffage électronique efficace est celui de l’Effet Brunel. Ainsi, en polarisation s , le nombre et l’énergie des protons FWD et BWD chute de façon importante aussi bien dans l’expérience que dans les simulations.

¹⁰Les nombres de protons sont évalués à partir des spectres en énergie pour une énergie FWD et BWD supérieure respectivement à 350 et 110 keV, seuil de détection des paraboles de Thomson.

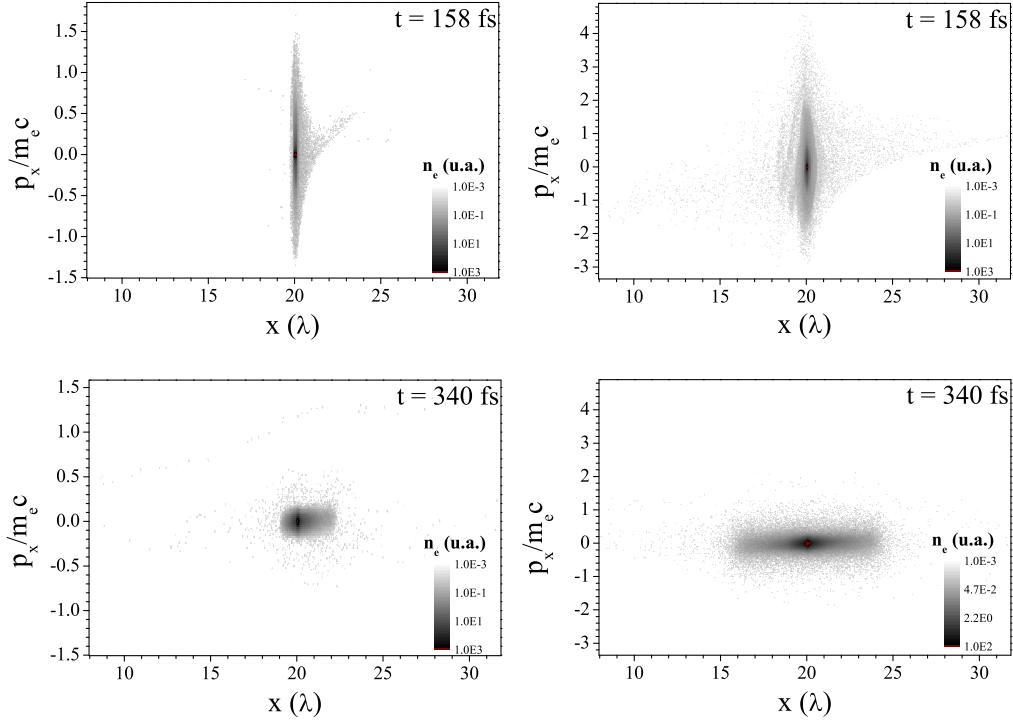


FIG. 3.45 – Espace des phases électronique (p_x, x) en $y = 0$ à $t = 158$ et 340 fs pour une cible de 100 nm d'épaisseur soumise à une impulsion laser en polarisation s (figures de gauche) et p (figures de droite) : ($I_0 = 1.5 \times 10^{18}$ W/cm², $\tau_0 = 65$ fs, $\lambda_0 = 0.79$ μ m).

Effet Brunel et intensité laser

Pour confirmer ces résultats et l'étendre à des intensités plus élevées pour lesquelles le mécanisme de chauffage pondéromoteur est susceptible de devenir plus efficace puisque l'on se place alors largement dans le domaine relativiste, nous avons réitéré les simulations décrites ci-dessus à une intensité plus élevée ($I_0 \sim 5 \times 10^{19}$ W/cm²).

Dans ces conditions, l'accélération des protons est encore une fois fortement altérée par le changement de polarisation puisque en tournant celle-ci de p à s , l'absorption laser chute respectivement de 74.7 à 9.9% .

De même, les énergies maximales de protons FWD et BWD reportées sur la figure 3.40 décroissent respectivement de 65 et 78% .

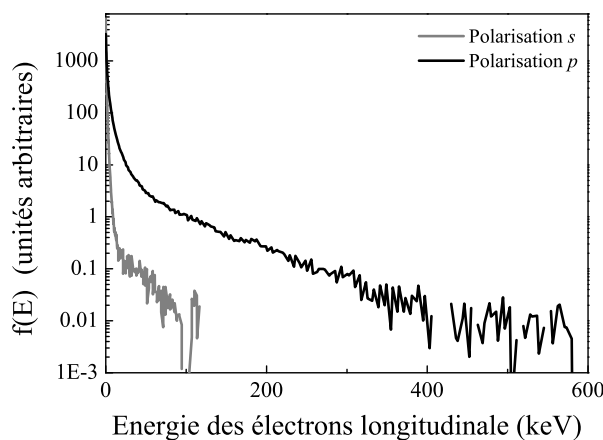


FIG. 3.46 – Distributions en énergie des électrons correspondants aux espaces des phases de la figure 3.45 à $t = 340$ fs.

A partir de là, à l'image de l'étude précédente, nous avons procédé de la même façon pour déterminer quel mécanisme est à l'origine du chauffage électronique.

Etant donné que pour cette intensité laser on mesure à $t = 113$ fs un angle de propagation des électrons chauds de 32 et 31° (polarisation p et s), nous avons mesuré l'écart entre les paquets d'électrons dans chaque cas.

Sur la figure 3.47, sont reportées les cartes spatiales de densités électroniques d'une cible de 100 nm d'épaisseur soumise à une impulsion laser d'intensité 5×10^{19} W/cm² en polarisation s et p .

Comme on peut le remarquer, en polarisation p on observe à nouveau des paquets d'électrons injectés dans la cible par le laser à la fréquence ω_0 , signature de l'effet Brunel alors qu'aucun électrons ne semble accéléré à $2\omega_0$. En revanche, en polarisation s , l'effet Brunel est bien annihilé et les seuls électrons chauds observés proviennent du chauffage par la force pondéromotrice.

Ces résultats montrent donc que dans ces conditions expérimentales, le mécanisme efficace de chauffage électronique est bien celui de l'effet Brunel, y compris à des intensités élevés allant jusque 4×10^{19} W/cm².

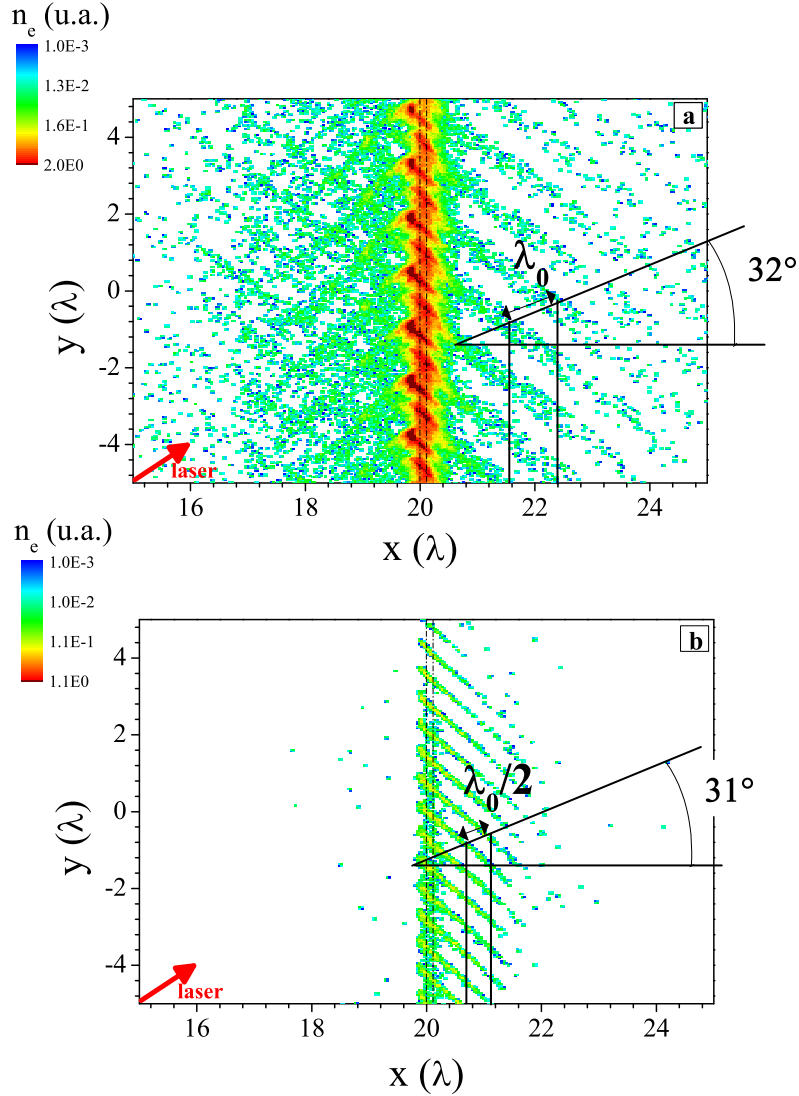


FIG. 3.47 – Cartes (x, y) de densités électroniques (d’une énergie supérieure à 300 eV) à $t = 113$ fs pour une cible de 100 nm soumise à une impulsion laser en polarisation p (a.) et s (b.) : ($I_0 = 4 \times 10^{19}$ W/cm 2 , $\tau_0 = 65$ fs, $\lambda_0 = 0.79$ μ m). Le laser est incident du coin inférieur gauche. Les lignes en pointillées représentent la position initiale du plasma.

3.4 Ionisation de la cible

3.4.1 Introduction et origine des ions

Jusqu’à présent, l’ensemble des résultats présentés dans ce manuscrit a été axé sur l’accélération des protons. Cependant comme nous l’avons aperçu

sur la figure 3.2, nous avons détecté de nombreuses autres familles ioniques en quantité non négligeable et en particulier l'ensemble des états chargés du carbone. Etant donné que le "régime" de ultra-haut contraste est relativement nouveau, et qu'il a fait l'objet de peu d'études [91, 38, 90], nous avons cherché à exploiter nos résultats afin de rendre compte de l'ionisation dans ces conditions expérimentales.

Origine des ions

Avant de nous pencher sur les processus d'ionisation en eux-mêmes, nous allons déterminer l'origine des ions que nous avons détectés afin de clarifier notre compréhension de l'interaction.

Différentes études ont montré que généralement les ions accélérés par interaction laser-matière sont issus des contaminants de la cible, contaminants dont on peut s'affranchir par chauffage résistif, ablation laser [61, 12, 10] (voir paragraphe 2.3) ... Par exemple, Hegelich et al [12] montrent qu'en chauffant la cible, l'énergie et le nombre d'ions issus du coeur du matériau augmentent de façon importante par rapport au cas standard d'une cible imperturbée alors que le faisceau de protons devient, quant à lui, peu énergétique et voit son flux baisser. Il apparaît donc que l'interaction avec une cible non "nettoyée" donne lieu majoritairement à des faisceaux de protons énergétiques issus de la couche d'impuretés présente en surface (hydrocarbures et vapeur d'eau).

Pour vérifier cette assertion dans nos conditions expérimentales, nous nous sommes intéressés à nos résultats expérimentaux obtenus sur des feuilles d'aluminium (dans notre expérience, nous n'avons à aucun moment procédé à un "nettoyage" de la cible). En effet, sur une cible de Mylar, composée d'hydrogène, de carbone et d'oxygène, il est difficile de distinguer les ions provenant de la couche de contaminants de ceux issus du coeur de la cible. En revanche sur une feuille d'aluminium, la situation est différente, l'aluminium n'étant pas présent dans la couche de pollution.

Sur la figure 3.48, on reporte une image caractéristique de la parabole de Thomson FWD obtenue à partir d'une cible de 100 nm d'épaisseur d'aluminium.

Comme nous pouvons le remarquer, à l'image des résultats obtenus sur une cible de Mylar, les ions détectés sont les suivants : H^+ , ($C2^+$, $C3^+$, $C4^+$, $C5^+$, $C6^+$), ($O3^+$, $O4^+$, $O5^+$, $O6^+$, $O7^+$) et ($N3^+$, $N4^+$, $N5^+$). Aucun ion

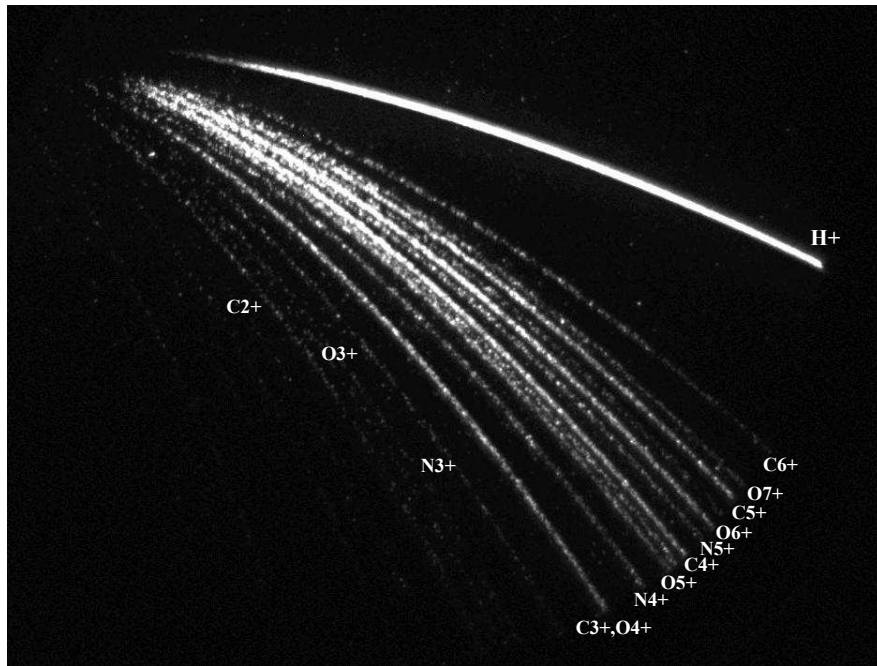


FIG. 3.48 – Image de la parabole de Thomson FWD d'une cible d'aluminium de 100 nm d'épaisseur irradiée par l'impulsion du laser UHI10.

aluminium n'est donc accéléré. On peut donc en conclure que dans cette configuration expérimentale, les ions sont issus des contaminants de la cible. De plus, étant donné que les résultats obtenus sur une cible de Mylar sont similaires à ceux d'une feuille d'aluminium, on peut aisément étendre cette observation aux cibles de plastique.

Ionisation de la cible

Le principal objectif de l'étude que nous allons présenter ici est d'approfondir notre compréhension du régime d'accélération d'ions sur feuille mince en conditions de ultra haut contraste laser en entamant une discussion sur les processus d'ionisation.

Comme nous l'avons évoqué dans le paragraphe 2.3, l'ionisation de la cible est directement reliée à la dynamique électronique. En effet, on peut l'attribuer a priori à deux principaux mécanismes [12] :

1. Les électrons chauds générés par l'impulsion laser débouchent en arrière et forment un nuage électronique à une distance de l'ordre de la longueur de Debye. Le champ électrostatique qui se met ainsi en

place est alors susceptible d'ioniser les ions présents en surface par abaissement de la barrière de potentiel [101]. La fréquence d'ionisation dans un champ électrique E est alors donnée par [102] :

$$\nu_{champ} = 6.6 \times 10^{16} (Z^2/n_{ef}^{4.5}) \exp \left[- (2Z^3/3n_{ef}^3) (E_{at}/E) \right] \\ \times \left[10.87 (Z^3/n_{ef}^4) (E_{at}/E) \right]^{2n_{ef}-1.5}$$

où Z représente la charge de l'ion, $E_{at} = 0.51$ TV/m, le champ électrique atomique et $n_{ef} = Z/\sqrt{U_k/U_H}$ avec U_k et U_H respectivement les potentiels d'ionisation de la particule de charge k et de l'hydrogène.

2. Les électrons du plasma ("électrons froids") et les électrons du courant de retour ainsi que les électrons chauds peuvent participer à l'ionisation par ionisation collisionnelle. Pour une température électronique suffisante ($k_B T_e \gg U_k$), la fréquence d'ionisation collisionnelle peut être estimée suivant [103] :

$$\nu_{col} = n_e v_e 4\pi a_b^2 (U_H^2/U_k k_B T_e) \ln (k_B T_e/U_k)$$

où a_b représente le rayon de Bohr. Dans un cas plus général, on peut utiliser la description proposée par Voronov [104], valable quelle que soit la température électronique et pour laquelle la fréquence de collision s'exprime suivant :

$$\nu_{col} = A \frac{1 + P\sqrt{U}}{X + U} U^K \exp(-U)$$

où $U = U_k/k_B T_e$ et $(A; P; X; K)$ ¹¹ sont des constantes dont les valeurs sont données dans [104]. Les fréquences de collisions dues aux électrons "froids" et aux électrons "chauds" seront calculées par la suite en considérant leur densité et leur vitesse, notées respectivement $(n_e^f; v_e^f)$ et $(n_e^c; v_e^c)$.

Nous entamerons donc dans un premier temps une discussion sur le rôle de chacun de ces processus à l'image de l'analyse faite dans [12, 105, 106] et en s'appuyant sur des simulations PIC tenant compte de l'ionisation par collisions et par champ afin d'expliquer nos résultats expérimentaux

¹¹Les constantes $(A; P; X; K)$ utilisées par la suite concerneront la génération des ions C6+ et O7+. D'après [104], leurs valeurs respectivement sont $:(0.123 \times 10^{-9}; 1; 0.62; 0.16)$ et $(0.212 \times 10^{-9}; 0; 0.396; 0.35)$ où A est exprimé en $\text{cm}^3 \cdot \text{s}^{-1}$.

concernant la génération d'ions carbone sur cible mince.

Dans un deuxième temps, nous comparerons des résultats obtenus en configuration BC et UHC montrant une évidente différence en termes de génération d'ions carbone.

3.4.2 Ionisation sur cible mince, accélération d'ions carbone

Nous avons, grâce au montage expérimental décrit dans le paragraphe 3.1, pu élargir l'étude présentée dans ce chapitre à l'ensemble des familles ioniques accélérées. Nous avons donc recueilli leurs distributions en énergie pour différentes épaisseur de cible et différentes intensités laser¹². Par souci de clarté, nous limiterons notre étude dans un premier temps à un résultat caractéristique correspondant aux protons et ions carbone issus d'une cible de Mylar de 100 nm d'épaisseur.

Sur la figure 3.49, on représente l'énergie maximale des ions émis en face avant et face arrière de la cible en fonction de l'intensité laser. Comme nous pouvons le remarquer, pour $I_0 = 4 \times 10^{18} \text{ W/cm}^2$, tous les états chargés du carbone sont générés de chaque côté de la cible. Notons que cette observation confirme encore une fois la symétrie de l'accélération dans ces conditions expérimentales (voir paragraphe 3.2.9) (on entend ici par symétrie principalement des énergies maximales de particules semblables).

De plus, ces ions carbone sont générés en quantité non négligeables par rapport aux protons. Sur la figure 3.50, on reporte le nombre de particules normalisé en fonction de l'intensité laser (on normalise toutes les courbes à une même référence).

Il faut noter que ces mesures ne peuvent être considérées que comme des valeurs indicatives car les spectres n'ont pu à ce jour être calibrés (voir paragraphe 3.1.2). Cependant, d'après les résultats de l'expérience de calibration du détecteur (galettes de microcanaux) sur l'accélérateur d'Orsay, nous pouvons estimer que la réponse pour un ion carbone est environ deux fois supérieure à celle des protons¹³. Par conséquent, on peut d'ores et déjà s'assu-

¹²Dans l'expérience nous avons fait varier l'intensité en déplaçant la cible sur l'axe de propagation du laser.

¹³Pour un flux de particules de $3 \times 10^5 \text{ cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$, le signal sur le détecteur pour un proton de 5 MeV et un ion carbone de 10 MeV (quelle qu'en soit la charge) est respectivement d'environ 1.2×10^4 et 3×10^4 .

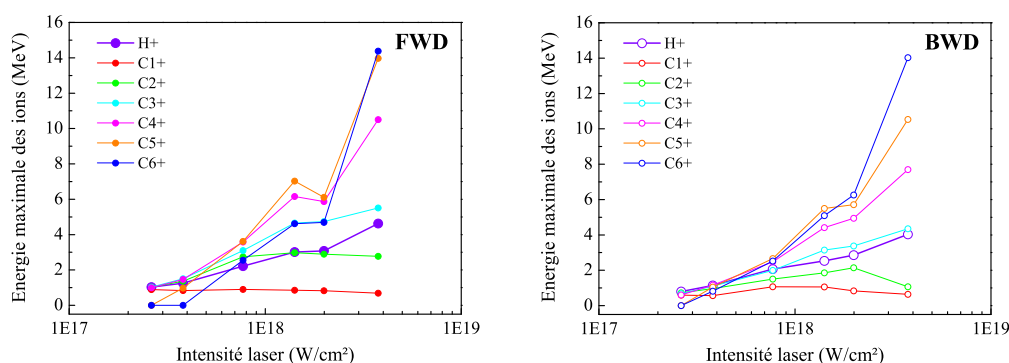


FIG. 3.49 – Mesure expérimentale de l'énergie maximale des ions *FWD* et *BWD* issus d'une cible de Mylar de 100 nm d'épaisseur irradiée par l'impulsion du laser UHI10 en configuration UHC en fonction de l'intensité laser ($\tau_0 = 65$ fs, $\lambda_0 = 0.79$ μm , $C = 10^{10}$) grâce aux paraboles de Thomson TH1 et TH2.

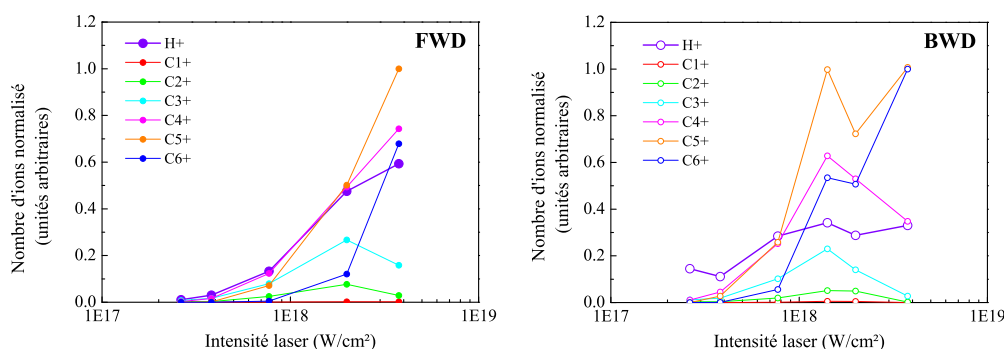


FIG. 3.50 – Mesure expérimentale du nombre d'ions normalisé (en unités arbitraires) *FWD* et *BWD* issus d'une cible de Mylar de 100 nm d'épaisseur irradiée par l'impulsion du laser UHI10 en configuration UHC en fonction de l'intensité laser ($\tau_0 = 65$ fs, $\lambda_0 = 0.79$ μm , $C = 10^{10}$) grâce aux paraboles de Thomson TH1 et TH2.

rer que les flux d'ions carbone et de protons sont du même ordre de grandeur.

Ces résultats montrent une différence nette avec la majorité des expériences publiées dans la littérature concernant la génération d'ions "lourds". En effet, dans Hegelich et al [12], l'état de charge maximal des ions carbones accélérés, issus d'une cible non nettoyée, correspond au C4+ atteignant une énergie d'environ 5 MeV par nucléon alors que des protons

jusqu'à 25 MeV sont détectés. De plus, les spectres correspondant montrent clairement un nombre de protons largement prédominant devant celui des ions carbone. La même observation est faite dans [107, 108] pour des énergies plus faibles de particules. Nous allons donc analyser ces résultats afin d'expliquer l'ionisation de la cible dans nos conditions expérimentales.

Ionisation collisionnelle et ionisation par champ

Pour déterminer les processus d'ionisation dominants dans nos conditions expérimentales, nous avons estimé les fréquences d'ionisation par ionisation collisionnelle et abaissement de la barrière de potentiel, données dans le paragraphe 3.4.1.

Sur le tableau 3.5, on reporte les fréquences d'ionisation pour l'ensemble des états chargés du carbone.

| | Z | U_k (eV) | ν_{col} (ps ⁻¹) | ν_{champ} (ps ⁻¹) |
|-----|-----|------------|---------------------------------|-----------------------------------|
| C1+ | 1 | 11.2 | 8.2×10^1 | 3.8×10^4 |
| C2+ | 2 | 24.4 | 3.5×10^1 | 1.2×10^5 |
| C3+ | 3 | 47.9 | 1.6×10^1 | 7.9×10^5 |
| C4+ | 4 | 64.5 | 1.2×10^1 | 2.5×10^6 |
| C5+ | 5 | 392 | 1.5 | 3.2×10^1 |
| C6+ | 6 | 490 | 1.2 | 4.3×10^{-1} |

TAB. 3.5 – Taux d'ionisation par champ et par ionisation collisionnelle pour $E = 4$ TV/m, $T_e = 300$ keV et $n_e = 10 n_c$.

Ces fréquences d'ionisation ont été calculées à partir d'un champ électrique E moyen de l'ordre de 4 TV/m issu de la simulation d'une cible de 100 nm d'épaisseur grâce au code 2D PIC CALDER (ce champ E correspond donc au champ électrostatique, moteur de l'accélération). La population d'électrons chauds est choisie à une température $T_e \sim m_c^2(\gamma - 1) \sim 300$ keV¹⁴ et une densité de l'ordre de $10 n_c = 1.78 \times 10^{22}$ cm⁻³ (en accord avec les simulations 2D PIC). En revanche, il est difficile d'estimer la température et la densité des électrons "froids" ou des électrons du courant de retour dont nous n'avons aucune indication expérimentale à ce jour puisque celle-ci va fortement dépendre des caractéristiques du matériau considéré (équation d'état, résistivité électrique ...), du processus de claquage (en volume) de

¹⁴ $\gamma = \sqrt{1 + a_0^2}$

ce qui est ici initialement un isolant et des caractéristiques du faisceau d'électrons chauds ($n_e^f v_e^f = n_e^c v_e^c$)... Nous avons donc, dans un premier temps, considéré uniquement l'ionisation collisionnelle par cette population chaude.

D'après ces résultats, on remarque en premier lieu que pour tous les états chargés du carbone sauf le C6+, l'ionisation par effet de champ domine devant l'ionisation collisionnelle liée aux électrons chauds. D'autre part, ν_{champ} chute brutalement pour les ions C5+ et C6+. En revanche, les résultats expérimentaux des faisceaux émis en direction *FWD*, représentés sur la figure 3.50, affichent une quantité importante de ces familles ioniques détectées. Il semble donc qu'un autre processus prenne le relais pour ces états chargés du carbone.

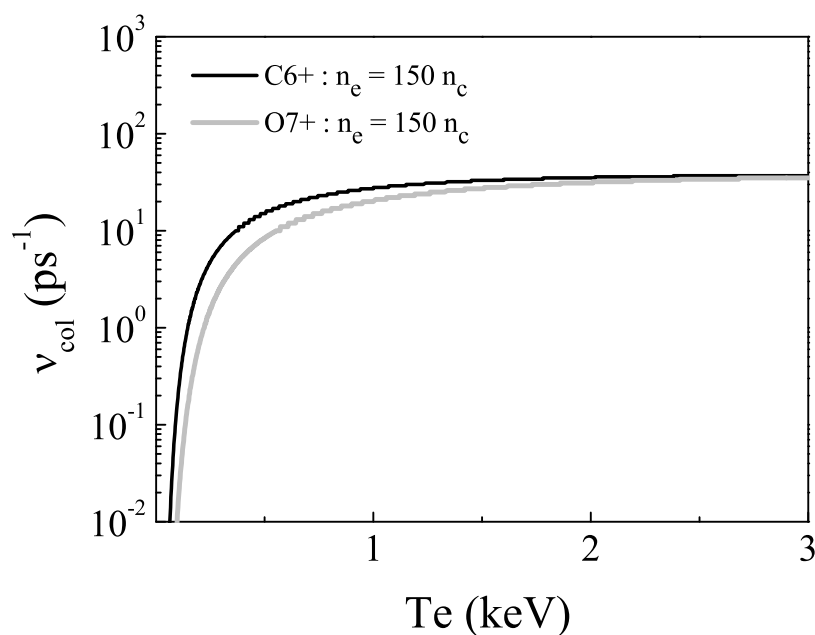


FIG. 3.51 – Taux d'ionisation collisionnelle en fonction de la température électronique pour $n_e = 100 n_c$ des ions C6+ et O7+ [104].

Nous avons donc envisagé un rôle non négligeable de l'ionisation collisionnelle par les électrons du plasma (électrons "froids"). Nous avons estimé de façon approchée leur densité n_e^f de l'ordre de $150 n_c$. A partir de là, nous avons donc calculé les fréquences d'ionisation pour cette gamme de paramètres.

D'après cette courbe, l'ionisation collisionnelle pourrait prendre le relais de l'ionisation par champ pour la génération d'ions carbone C6+ à condition que les électrons froids atteignent des températures et des densités conséquentes (\sim keV et $150 n_c$). Il faut noter que la température des électrons froids de la cible est généralement estimée de l'ordre de quelques dizaines d'électrons-volts [12], voir une centaine [60] pour des cibles relativement épaisses. Par conséquent, cette température pourrait être liée à un courant électronique de retour.

Cependant, nous avons aussi remarqué la présence d'ions O7+ (voir figure 3.48) dont les taux d'ionisation par abaissement de la barrière de potentiel pour un champ électrique de l'ordre de 4 TV/m et par ionisation collisionnelle pour $T_e = 300$ keV et $n_e = 10 n_c$ sont seulement de : $\nu_{champ} = 8.3 \times 10^{-8}$ ps $^{-1}$ et $\nu_{col} = 7.3 \times 10^{-1}$ ps $^{-1}$. Il semble donc que cette population ne puisse être générée par ces processus d'ionisation. La courbe correspondante du taux d'ionisation collisionnelle pour de faibles températures électroniques reportées sur la figure 3.51 étant proches de celle relatives au C6+, on peut donc conclure qu'a priori, dans nos conditions expérimentales, l'ionisation collisionnelle due aux électrons froids est vraisemblablement à l'origine de la génération des ions les plus chargés.

D'après ces résultats expérimentaux et ces premières estimations, une description complète de l'historique de l'ionisation dans le cas de cibles minces irradiées par une impulsion à ultra-haut contraste nécessite donc impérativement de tenir compte des deux principaux processus d'ionisation : l'ionisation par champ et l'ionisation collisionnelle due aux électrons froids du plasma. De plus, il faut noter que l'estimation de la densité des électrons "froids" faite ici est très approximative. En effet, le matériau considéré étant un diélectrique, il serait nécessaire d'effectuer un calcul tenant compte de sa résistivité spécifique. Un calcul plus précis de la densité et la température de cette population électronique est présenté dans le cas d'un conducteur dans [95]. Cette étude reste donc à approfondir.

Enfin, pour enrichir ce travail, nous avons comparé des résultats expérimentaux obtenus sur des cibles métalliques (aluminium) ou diélectriques (Mylar) dans des conditions d'expérience similaires. Sur la figure 3.52, on représente nos mesures d'énergies maximales en fonction de l'intensité laser de chaque famille ionique accélérée en face arrière (*FWD*), issues de cibles minces irradiées par l'impulsion du laser UHI10 en configuration UHC.

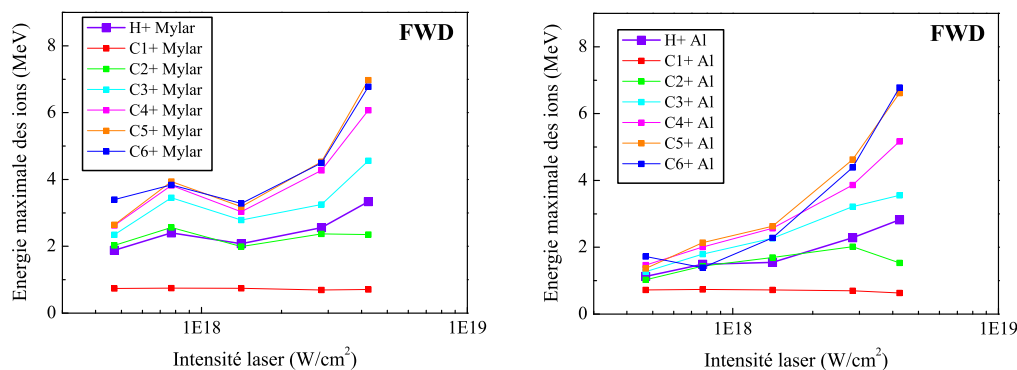


FIG. 3.52 – Mesure expérimentale de l'énergie maximale des ions *FWD* issus d'une cible de 200 nm de Mylar (gauche) et de 100 nm d'aluminium (droite) irradiées par l'impulsion du laser UHI10 en configuration UHC en fonction de l'intensité laser ($\tau_0 = 65$ fs, $\lambda_0 = 0.79$ μm , $C = 10^{10}$) grâce aux paraboles de Thomson TH1 et TH2.

Ces résultats, bien que similaires présentent une différence en énergie en faveur du Mylar. La fraction d'énergie $((E_{max}(\text{Mylar}) - E_{max}(\text{Al}))/E_{max}(\text{Mylar}))$ caractérisant cette différence est représentée sur la figure 3.53.

De même, nous avons aussi comparé ces résultats en termes de nombres de particules, comparaison présentée sur la figure 3.54.

En gardant présent à l'esprit que ces courbes n'ont pas été corrigées par une calibration appropriée (voir paragraphe 3.1.2), on peut cependant d'ores et déjà constater une sensible différence entre une cible diélectrique et métallique. Contrairement au cas du Mylar, les protons sont majoritaires pour la cible d'aluminium vis à vis de chaque état chargé du carbone.

De ces résultats, nous pouvons uniquement extraire des informations qualitatives et des considérations générales, ceux-ci n'ayant pas encore fait l'objet d'une étude numérique approfondie. Cependant, il semble en effet, que le rôle des électrons libres présents dans une cible métalliques ne soit pas négligeable. On peut donc avancer l'hypothèse que ces électrons puissent être à l'origine d'un "écranage" du champ électrostatique, moteur de l'accélération des ions. Ainsi, ce champ quelque peu amoindri entraînerait une ionisation de la face arrière légèrement moins efficace. D'après les

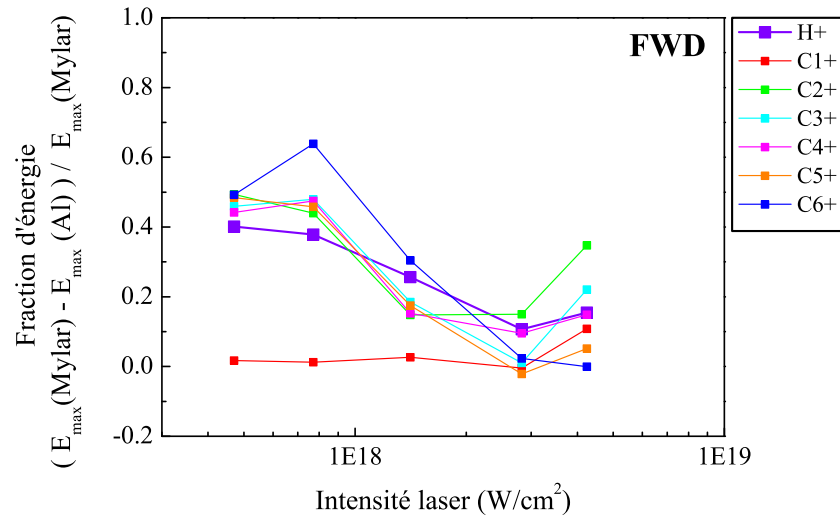


FIG. 3.53 – Fraction d'énergie $(E_{max}(\text{Mylar}) - E_{max}(\text{Al})) / E_{max}(\text{Mylar})$ gagnée par les ions issus de la cible de Mylar par rapport à ceux issus de l'aluminium en fonction de l'intensité laser.

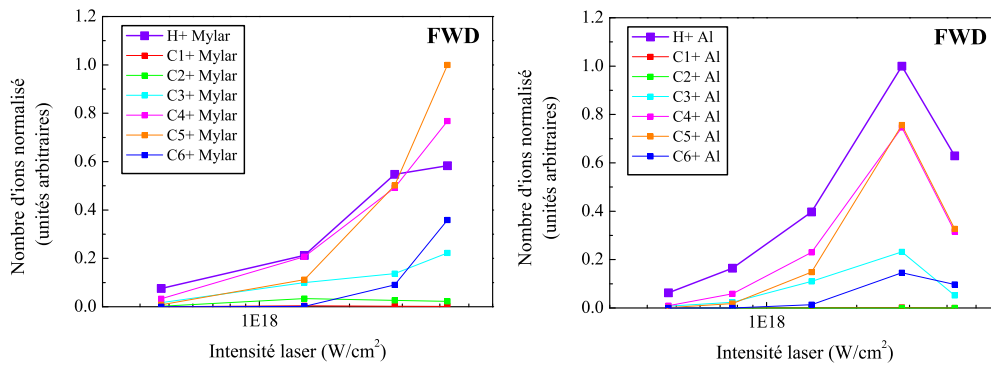


FIG. 3.54 – Mesure expérimentale du nombre d'ions *FWD* normalisé issus d'une cible de 200 nm de Mylar (gauche) et de 100 nm d'aluminium (droite) irradiées par l'impulsion du laser UHI10 en configuration UHC en fonction de l'intensité laser ($\tau_0 = 65$ fs, $\lambda_0 = 0.79 \mu\text{m}$, $C = 10^{10}$) grâce aux paraboles de Thomson TH1 et TH2.

résultats présentés précédemment, l'ionisation collisionnelle prendrait le relais de l'ionisation par champ pour les états chargés du carbone élevés. Il pourrait donc s'ensuivre une altération du nombre d'ions C5+ et C6+ pour une cible métallique.

Cette discussion ne constitue cependant qu'une première ébauche de l'interprétation de ces résultats, en l'attente de simulations précises.

Simulations 2D PIC collisionnelles

Dans le but de compléter cette étude par une modélisation la plus précise possible de l'interaction, nous avons entamé une étude numérique, en collaboration avec l'équipe de J. Limpouch¹⁵ en exploitant le code PIC bidimensionnel LPIC++ (voir paragraphe 2.4.2) offrant la possibilité de tenir compte de l'ionisation de la cible par effet de champ et par collisions. Ces résultats en cours d'analyse ne sont présentés ici que succinctement.

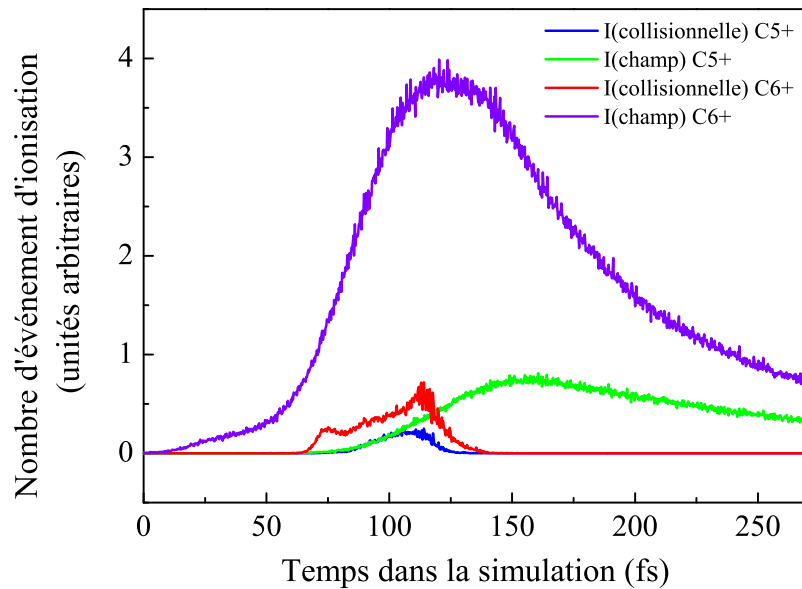


FIG. 3.55 – Historique de l'ionisation de chaque famille ionique par ionisation collisionnelle ou effet de champ dans les simulations.

Nous avons modélisé une cible de 100 nm d'épaisseur composée d'électrons, de protons et d'ions carbone (initialisés à l'état de charge C4+), ces deux dernières espèces étant en proportions équivalentes. L'impulsion laser incidente sur la cible à 45°, en polarisation p est à une intensité d'environ $5 \times 10^{18} \text{ W/cm}^2$ ($a_0 = 1.53$).

¹⁵Faculty of Nuclear Sciences and Physical Engineering, Czech Technical University in Prague, Czech Republic

Sur la figure 3.55, on représente un historique de l'ionisation de chaque famille ionique en distinguant l'ionisation par effet de champ et l'ionisation collisionnelle.

Comme on peut le remarquer, dans la simulation, l'ionisation collisionnelle joue un rôle conséquent dans la génération d'ions C5+ et C6+ bien que l'ionisation par champ domine. On ne peut cependant pas conclure quantitativement en termes d'énergie de particules sur de telles simulations. En effet, sur la figure 3.56, on représente les spectres en énergie à la fin de la simulation de chaque espèce ionique.

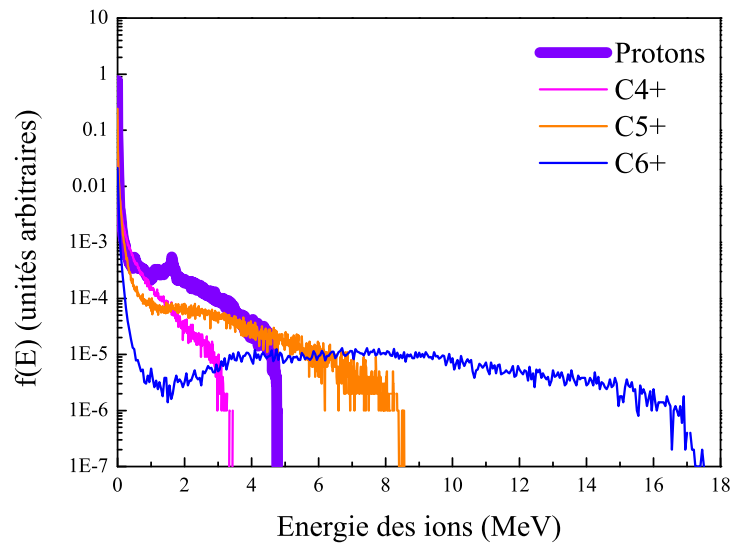


FIG. 3.56 – Spectres en énergie simulé de chaque famille ionique accélérée par interaction entre une cible de 100 nm d'épaisseur et l'impulsion du laser UHI10.

Si on compare ces résultats aux données expérimentales (voir figure 3.49), on note une différence importante en termes d'énergie, en particulier pour les ions C4+. Il semble donc qu'une modélisation plus précise, proche des conditions expérimentales (pour une cible initialement solide) soit nécessaire, étude que nous envisageons d'effectuer avec le code 1D EUTERPE [109].

3.4.3 Une ionisation à ultra-haut contraste plus efficace ?

Nous avons vu dans le paragraphe précédent que nous avons expérimentalement observé une ionisation particulièrement efficace des cibles minces donnant lieu par exemple à l'ensemble des états chargés du carbone en face avant et face arrière de la cible. En augmentant l'épaisseur de la cible, on diminue non seulement l'énergie et le nombre des ions accélérés (voir paragraphe 3.2) mais aussi l'état de charge maximal accéléré en face arrière.

Sur les figures 3.57 et 3.58, on représente les énergies maximales et les nombres de particules normalisés *FWD* et *BWD* pour une cible de Mylar de $22 \mu\text{m}$ d'épaisseur en fonction de l'intensité laser en configuration UHC. En face avant, la situation est similaire à celle d'une cible de 100 nm d'épaisseur : on détecte un état chargé du carbone au maximum de $6+$. En direction *FWD*, l'état de charge le plus élevé détecté est le $C5+$.

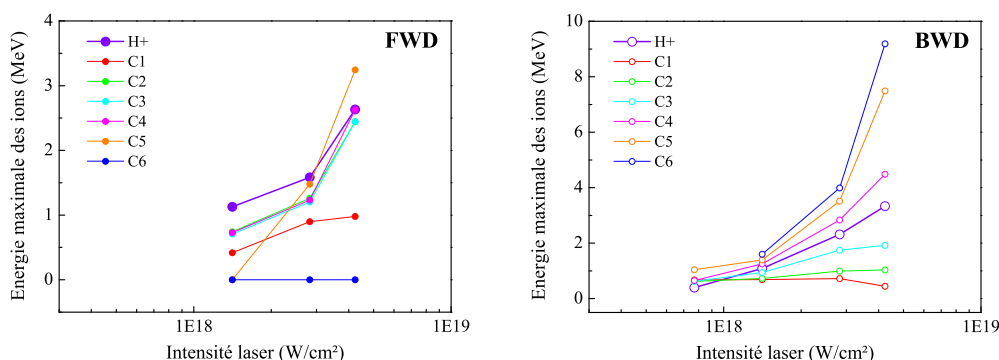


FIG. 3.57 – Mesure expérimentale de l'énergie maximale des ions *FWD* et *BWD* issus d'une cible de Mylar de $22 \mu\text{m}$ d'épaisseur irradiée par l'impulsion du laser UHI10 en configuration UHC ($I_0 = 4 - 5 \times 10^{18} \text{ W/cm}^2$, $\tau_0 = 65 \text{ fs}$, $\lambda_0 = 0.79 \mu\text{m}$, $C = 10^{10}$) grâce aux paraboles de Thomson TH1 et TH2.

Sur la figure 3.59, on représente des mesures similaires aux précédentes pour une cible de Mylar de $23 \mu\text{m}$ d'épaisseur mais en configuration BC (on rappelle que dans ces conditions aucune émission d'ions n'est détectée en face avant).

Ces mesures en situation de ultra-haut contraste et contraste standard sont directement comparables puisque les énergies de protons dans les deux

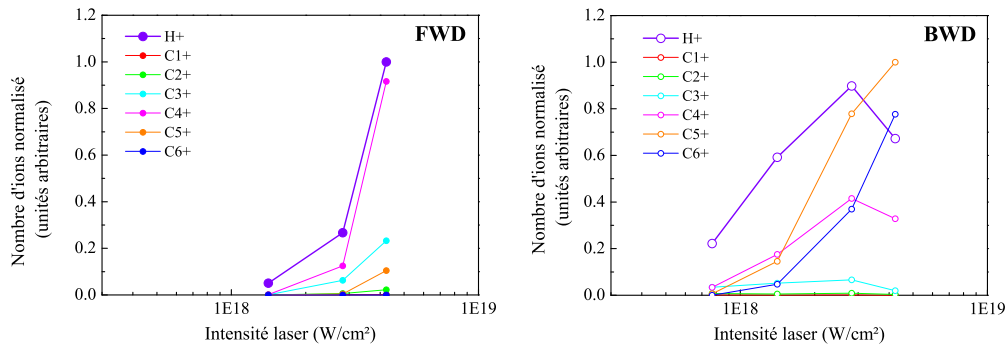


FIG. 3.58 – Mesure expérimentale du nombre d'ions normalisé (en unités arbitraires) *FWD* et *BWD* issus d'une cible de Mylar de $22 \mu\text{m}$ d'épaisseur irradiée par l'impulsion du laser UHI10 en configuration UHC ($I_0 = 4 - 5 \times 10^{18} \text{ W/cm}^2$, $\tau_0 = 65 \text{ fs}$, $\lambda_0 = 0.79 \mu\text{m}$, $C = 10^{10}$) grâce aux paraboles de Thomson TH1 et TH2.

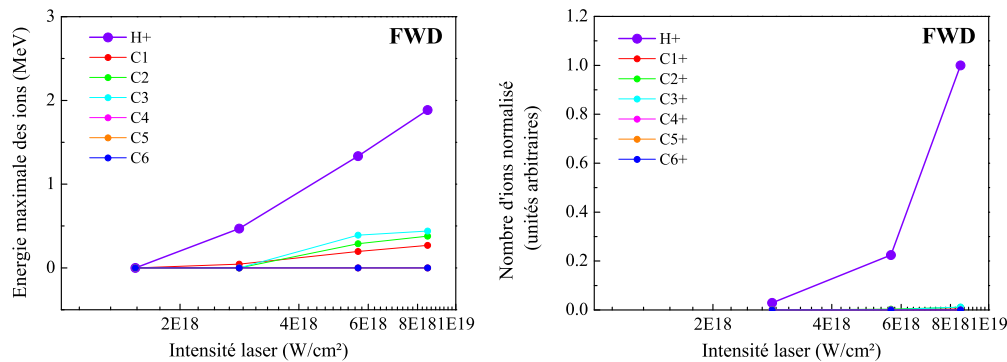


FIG. 3.59 – Mesure expérimentale de l'énergie maximale et du nombre d'ions normalisé (en unités arbitraires) *FWD* issus d'une cible de Mylar de $23 \mu\text{m}$ d'épaisseur irradiée par l'impulsion du laser UHI10 en configuration BC ($I_0 = 0.8 - 1 \times 10^{19} \text{ W/cm}^2$, $\tau_0 = 65 \text{ fs}$, $\lambda_0 = 0.79 \mu\text{m}$, $C = 10^6$) grâce à la parabole de Thomson TH2.

cas sont proches (respectivement 2.6 et 1.9 MeV au maximum de l'intensité laser). En revanche, en configuration BC, aucun ion $\text{C}4+$ et $\text{C}5+$ n'est détecté et, le nombre total d'ions carbone accélérés est négligeable devant celui des protons.

D'après ces mesures expérimentales, l'ionisation de la cible dépend de façon importante du contraste laser mettant en évidence une ionisation beau-

coup plus efficace à ultra-haut contraste. Cependant, pour comprendre le détail de ces processus et interpréter ces résultats, des simulations, tenant compte de l'ionisation de la cible sont nécessaires. Nous projetons donc, en collaboration avec G. Bonnaud, d'entamer une étude détaillée de l'interaction grâce au code 1D PIC EUTERPE [109].

Chapitre 4

Etude expérimentale et numérique de l'influence d'une impulsion sonde en face arrière d'une cible solide

En tirant parti de la stabilité de nos conditions expérimentales, nous avons mené une étude systématique de l'influence sur l'accélération des ions d'une seconde impulsion laser (impulsion sonde) incidente en face arrière d'une cible. Dans un premier temps, notre étude sera axée sur la perturbation de l'accélération ionique par la présence d'un plasma généré par la sonde, lorsque celle-ci atteint la cible avant l'arrivée de l'impulsion principale. Dans ces conditions, nous montrerons que pour nos paramètres d'interaction, l'énergie des ions accélérés chute rapidement avec l'augmentation de la longueur de gradient du plasma. De plus, de façon plus détaillée, nous mettrons en évidence l'existence d'un déferlement ionique et son effet sur les mesures expérimentales. Ce phénomène est confirmé par des simulations 2D PIC effectuées avec le code CALDER en collaboration avec le Département de Physique Théorique et Appliquée du CEA/DAM de Bruyères-le-Châtel. Par ailleurs, nous nous intéresserons à la situation inverse lorsque l'impulsion sonde interagit avec la face arrière de la cible après l'arrivée de l'impulsion principale. Nous entamerons dans ce paragraphe l'étude d'une possible caractérisation du temps d'accélération par cette méthode expérimentale.

4.1 Dispositif expérimental

L'ensemble de l'étude présentée dans ce chapitre a été menée au cours d'une campagne d'expérience faisant intervenir deux impulsions laser issues de la chaîne laser UHI10 (voir paragraphe 3.1.1 du chapitre 3). Le schéma expérimental est représenté sur la figure 4.1.

4.1.1 Montage expérimental

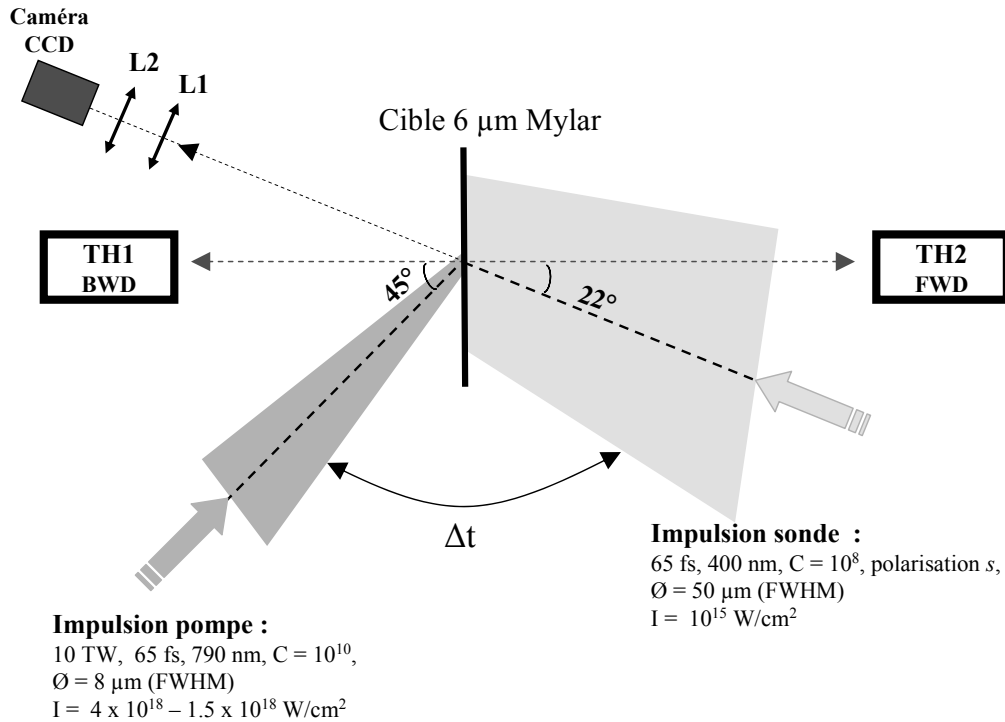


FIG. 4.1 – Dispositif expérimental. La cible de Mylar est irradiée par deux impulsions laser décalées temporellement d'un délai Δt . Sur le schéma le symbole TH représente les paraboloides de Thomson et L1 et L2 des lentilles de focale respectivement 30 cm et 1 m.

Sur une cible de Mylar de $6 \mu\text{m}$ d'épaisseur, l'impulsion pompe est focalisée à 45° d'incidence en polarisation p sur une tache focale de $8 \mu\text{m}$ de diamètre (FWHM). Grâce à une parabole hors-axe de focale 300 mm, l'intensité sur cible est de $4 \times 10^{18} \text{ W/cm}^2$ et le dispositif du double miroir plasma installé en amont (voir chapitre 1) permet d'atteindre un contraste

temporel de 10^{10} . Cette configuration de l'impulsion laser principale correspond à une première série de données qui sera présentée dans le paragraphe 4.2.3.

En face arrière de la cible, une seconde impulsion en polarisation s , appelée dans la suite du chapitre impulsion sonde, est défocalisée sur une tache de $50 \mu\text{m}$ de diamètre (FWHM) à 22° d'incidence. Grâce à un cristal doubleur et deux miroirs dichroïques¹, cette impulsion est doublée en fréquence ($\lambda = 400 \text{ nm}$) de sorte que son contraste temporel² atteint 10^8 . Son intensité est de l'ordre de 10^{15} W/cm^2 .

Nous avons aussi, dans un deuxième temps, cherché à réitérer l'expérience en maximisant l'influence de la sonde sur l'interaction. L'intensité de cette dernière étant maximale pour l'installation du laser UHI10, nous avons décidé de modifier la polarisation de la pompe en plaçant sur le trajet du faisceau (avant la dernière optique de focalisation) une lame demi-onde d'ouverture 40 mm tournée d'un angle de 10° . En effet, comme nous l'avons vu dans le paragraphe 3.3, dans nos conditions expérimentales, l'énergie, le nombre et la température des protons accélérés décroissent lorsque l'on tourne la polarisation du laser de p à s . Ainsi, on peut espérer dans ces conditions accroître l'effet de la sonde (ou du plasma qu'elle génère) puisqu'elle agira alors sur des électrons moins énergétiques. Dans cette configuration, l'intensité de l'impulsion pompe est de $1.5 \times 10^{18} \text{ W/cm}^2$ du fait de l'ouverture limitée de la lame demi-onde utilisée. Les résultats ainsi obtenus seront aussi présentés dans le paragraphe 4.2.3.

Une ligne à retard installée sur le chemin optique de la voie sonde permet de régler le délai Δt entre les deux impulsions laser. Grâce à ce montage nous avons pu explorer des délais allant jusqu'à environ $\pm 260 \text{ ps}$ avec une précision temporelle de 150 fs ³.

Les diagnostics installés sont quant à eux analogues à ceux décrits dans le chapitre 3 paragraphe 3.1 (paraboles de Thomson TH1 et TH2) permettant de caractériser l'ensemble des distributions énergétiques de chaque famille

¹Les deux miroirs dichroïques permettent de filtrer la composante à 790 nm résiduelle, la faisant ainsi chuter à moins de 1% de sa valeur initiale.

²Le taux de conversion d'un cristal doubleur étant non-linéaire avec l'intensité, cette technique permet d'accroître le contraste temporel de l'impulsion de deux ordres de grandeur environ.

³Nous avons expérimentalement mesuré cette erreur faite sur le délai temporel principalement due à la gigue entre la voie pompe et la voie sonde.

ionique accélérée sur l'axe normal à la cible en face avant (*BWD*) et face arrière (*FWD*).

4.1.2 Détermination du zéro temporel

Comme indiqué sur le schéma 4.1, un dispositif d'imagerie de la cible dans l'axe de propagation de la sonde nous a permis de recueillir par ombroscopie la transmission de cette impulsion laser pour chaque délai Δt .

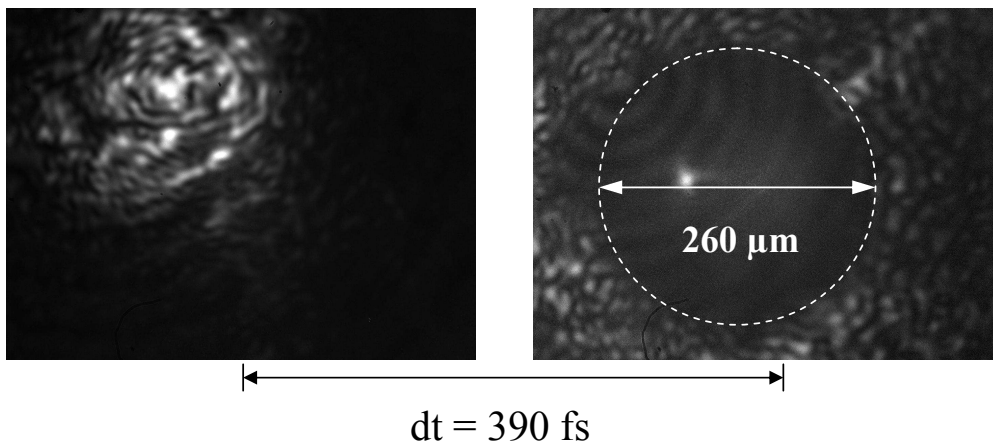


FIG. 4.2 – Images caractéristiques obtenues à partir du dispositif d'ombroscopie installé dans l'axe de propagation du faisceau sonde à deux délais autour du zéro temporel.

Sur la figure 4.2, sont reportées deux images caractéristiques autour du zéro temporel. Sur l'image de gauche, on observe la sonde transmise alors que sur l'image de droite, celle-ci est masquée par une ombre circulaire. On attribue cette ombre à l'ionisation de la cible par les électrons chauds qui se répartissent de part et d'autre de la cible sur une surface bien supérieure à celle de la tache focale de la pompe. Ainsi, la cible étant surcritique, la sonde n'est plus transmise.

Les deux images représentées sur la figure 4.2 correspondent au minimum de délai que nous avons pu atteindre fixant ainsi la détermination du zéro temporel à environ 400 fs avec une précision de 150 fs. Dans la suite du chapitre les délais négatifs (respectivement positifs) correspondront à une situation où la sonde arrive après (respectivement avant) l'impulsion pompe.

4.2 Influence d'un gradient ionique en face arrière d'une cible solide

4.2.1 Introduction et objectifs de l'étude

Au cours de cette première phase de l'étude, nous allons nous intéresser à l'influence de la sonde lorsque celle-ci atteint la face arrière de la cible avant l'arrivée de l'impulsion principale (délais positifs). En d'autres termes, nous allons nous pencher sur l'influence d'un gradient ionique en face arrière sur l'accélération des ions. Grâce à ce dispositif expérimental, pour lequel le gradient est généré par une impulsion laser annexe ultra courte (~ 65 fs) et à haut contraste ($\sim 10^8$), le plasma est parfaitement bien contrôlé ouvrant la possibilité d'une étude systématique en fonction de la longueur du gradient initial de la face arrière.

On peut d'ores et déjà imaginer qu'a priori, à l'image de la situation en face avant en condition de bas contraste temporel pour laquelle l'énergie des ions est amoindrie par la présence du pré-plasma dû au piédestal de l'impulsion [88], le gradient ionique de la face arrière va influencer sur l'accélération des ions *FWD* lorsque la longueur caractéristique du gradient l_{ss} dépasse la longueur de Debye électronique initiale $\lambda_{De0} = \sqrt{\epsilon_0 k_B T_{e0} / n_{e0} e^2}$ (où T_{e0} et n_{e0} représentent respectivement la température et la densité électronique initiales de la population d'électrons chauds générés par l'impulsion pompe) [110, 111, 66, 112].

Récemment, une étude expérimentale, appuyée par des simulations 1D PIC et un code hybride [111], similaire à celle que nous allons présenter ici, a été publiée par Fuchs et al [110]. Le principal objectif de ce travail était de quantifier et caractériser expérimentalement l'influence d'un gradient de l'ordre de quelques microns sur le mécanisme d'accélération. On rencontre ce cas de figure dans le contexte des expériences consacrées à l'allumage rapide pour la fusion inertielle où les électrons générés dans la montée des longues (\sim ps) et très énergétiques (~ 100 kJ) impulsions laser, peuvent induire un gradient en face arrière de la cible avant même l'accélération des ions [24, 113]. Dans ce domaine d'impulsions relativement longues et intenses, il est mis en évidence que l'énergie maximale des faisceaux de protons émis en face arrière est alors réduite seulement d'environ 10%.

Au delà de la réduction observée de l'énergie et du nombre de protons accélérés, l'influence d'un déferlement ionique est aussi évoquée dans [110].

En effet, les résultats de Fuchs et al. montrent que la chute de l'énergie maximale des protons a lieu pour des longueurs de gradient relativement longues par rapport à la longueur de Debye (supérieures à quelques λ_{D0}) alors que pour des gradients plus courts celle-ci reste environ à sa valeur initiale (sans gradient). Fuchs et al expliquent ce comportement par une augmentation locale et temporaire du champ électrostatique, moteur de l'accélération, due à une surdensité de charges positives issue du déferlement des ions, processus étudié en détail dans [111] (voir paragraphe 4.2.2). Ainsi, pour des longueurs de gradient suffisamment courtes, ce mécanisme peut rentrer en compétition avec la chute liée au gradient lui-même de sorte que l'énergie des ions accélérés sera proche du cas sans plasma en face arrière. L'accélération des ions est alors moins efficace pour des longueurs de gradient plus importantes que la longueur de Debye.

L'objectif de l'étude que nous allons présenter ici, appuyée par des simulations 2D PIC, se situe dans ce contexte. Dans un premier temps nous nous attacherons à étudier globalement la chute de l'énergie maximale des protons pour une longueur de gradient croissante dans des conditions expérimentales relativement éloignées de celles de [110], en particulier concernant de durée de l'impulsion pompe. Notre étude sera ensuite axée sur la mise en évidence expérimentale et numérique du déferlement ionique. Nous élargirons alors les travaux présentés par Grismayer et al [111] à une modélisation bidimensionnelle entièrement particulière réalisée par R. Nuter au CEA/DAM (Département de Physique Théorique et Appliquée). Cette étude sera conclue par des considérations permettant de rendre compte de l'influence d'ions plus lourds (comme par exemple les ions carbone) sur ce mécanisme de déferlement.

4.2.2 Approche théorique et déferlement ionique

Avant d'aborder cette étude expérimentale, nous allons tout d'abord présenter dans ce paragraphe les principales notions permettant d'appréhender les mécanismes qui se mettent en place lors de l'accélération d'ions en présence d'un gradient ionique initial en face arrière d'une cible solide. Pour ce faire, nous nous appuyerons sur les travaux présentés par Grismayer et Mora [111] ainsi que sur des simulations que nous avons effectuées avec le code CALDER dans sa version 1D hybride isotherme (voir paragraphe 2.4.2) permettant de reproduire les résultats numériques de [111].

Description de la situation initiale

On considère ici un plasma non collisionnel constitué de protons et d'électrons de densités initiales respectivement n_{i0} et n_{e0} dont la face arrière présente initialement un gradient de longueur caractéristique l_{ss} . Le profil de densité ionique initial dans la zone du gradient est donc défini de la manière suivante ($x \geq l - l_{ss}$) (voir figure 4.3) :

$$n_i(x, t = 0) = n_{i0} \exp[-(x - l + l_{ss})/l_{ss}]$$

alors que la population électronique de température T_e suit l'équilibre de Boltzmann, soit :

$$n_e = n_{e0} \exp[e\Phi/k_B T_e]$$

Dans ces conditions, comme il est montré dans [111] on peut distinguer trois zones du plasma, schématiquement représentées sur la figure 4.3 :

- zone 1 : région de déficit de charges négatives
- zone 2 : région neutre
- zone 3 : région de déficit de charges positives

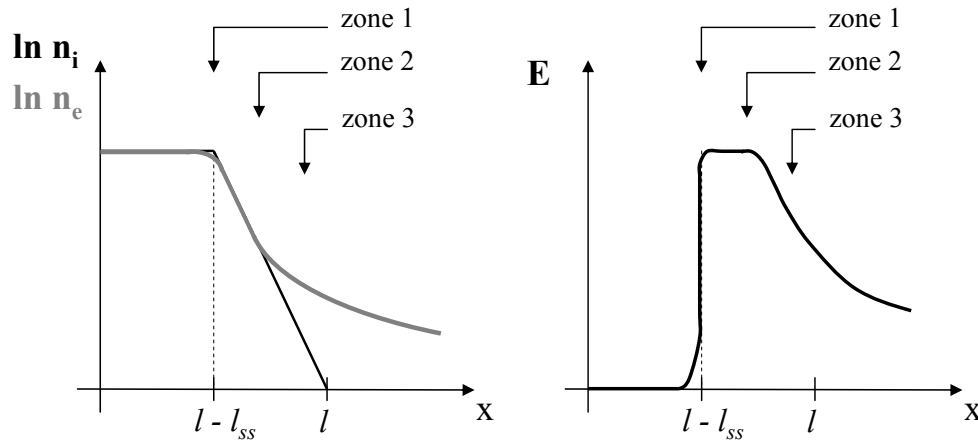


FIG. 4.3 – Représentation schématique de la situation initiale de l'expansion d'un plasma en présence d'un gradient ionique. A gauche : profils spatiaux de densité ionique et électronique. A droite : profil spatial du champ électrique correspondant.

La région neutre (zone 2) est celle qui fixe le maximum du champ électrique. D'après [111], on peut alors exprimer l'amplitude de ce champ

maximal E_{max} en fonction de la longueur de gradient en supposant $n_e = n_i$:

$$E_{max} \simeq \frac{k_B T_e}{el_{ss}} = \frac{E_0 \lambda_{D0}}{l_{ss}}$$

où $E_0 = \sqrt{n_{e0} k_B T_{e0} / \epsilon_0}$. A partir de cette description, on vérifie donc que plus la longueur de gradient est grande et plus le champ électrique, et par là même l'énergie maximale des ions, sera faible.

Il faut noter que, dans le cas standard d'un gradient raide, on retrouve alors $E_{max} = E_0 \sqrt{2/e_N}$ où $e_N = 2.7183\dots$ [65]. Grismayer et al déduisent alors par interpolation une expression de ce champ électrique quelle que soit la longueur de gradient et que l'on utilisera par la suite :

$$E_{max} = E_0 \left(\frac{K^{3/2}}{1 + (K l_{ss} / \lambda_{D0})^{3/2}} \right)^{2/3}$$

où $K = \sqrt{2/e_N}$.

Déferlement des ions

La figure 4.3 montre qu'en présence d'un gradient ionique initial, le profil du champ électrique vu par les ions est fortement inhomogène de sorte que les ions des zones de basse densité ressentent un champ plus faible que ceux des zones de haute densité. Pour approfondir cette étude et comprendre les implications d'une telle situation, nous avons, à l'image de l'article [111], modélisé l'expansion isotherme du plasma grâce au code monodimensionnel CALDER hybride. Les résultats présentés dans ce paragraphe ont été obtenus pour une longueur de gradient égale à $10\lambda_{D0}$ (avec $T_{e0} = 300$ keV et $n_{e0} = n_{i0} = n_c$).

Etant donné le profil initial du champ électrique représenté pour ces paramètres de simulation sur la figure 4.5, il découle que les ions des régions denses du plasma auront une vitesse supérieure à ceux des régions moins denses. Sur la figure 4.4 sont représentés les espaces des phases (p_x, x) des ions à différents instants dans la simulation.

On remarque donc qu'il existe un temps de déferlement t_d ($= 1850 \omega_0^{-1}$ dans nos simulations) pour lequel une fraction importante des ions se trouve à la même position x . Une estimation de ce temps dans le cas isotherme, que nous comparerons par la suite à nos résultats expérimentaux, est donnée

dans [111] :

$$t_d \simeq 4 \frac{l_{ss}}{c_{s0}}$$

où $c_{s0} = \sqrt{Zk_B T_e / m_i}$ représente la vitesse acoustique ionique.

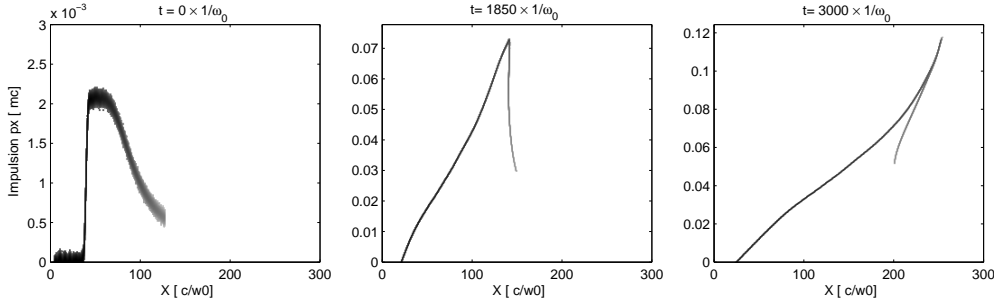


FIG. 4.4 – Espace des phases (p_x, x) ionique à différents instants dans la simulation : $t = 0 \omega_0^{-1} = 0$ fs ; $t = 1850 \omega_0^{-1} = 777$ fs, temps de déferlement ; $t = 3000 \omega_0^{-1} = 1260$ fs, temps après déferlement.

On retrouve par ailleurs une signature de ce déferlement sur les profils de densités ioniques. En effet, si on se reporte à la figure 4.5 (droite), on remarque pour un temps proche de t_d une surdensité de charges positives au niveau du front ionique. Il en résulte, comme illustré sur la figure de gauche représentant les profils spatiaux de champ électrique aux mêmes instants, que pour cette position x un accroissement du champ apparaît.

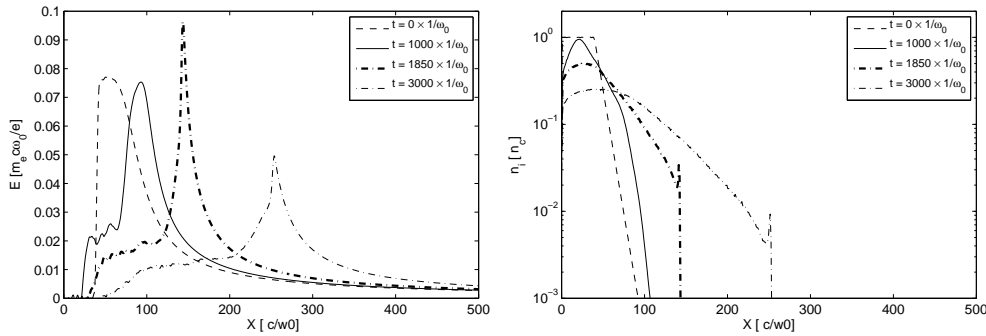


FIG. 4.5 – Profils spatiaux de champ électrique et de densité ionique à différents instants dans la simulation. La courbe en gras sur chaque figure correspond au temps de déferlement ($t_d = 1850 \omega_0^{-1} = 777$ fs).

D'après cette étude, le déferlement des ions entraîne donc une augmentation temporaire et localisée du champ électrique, moteur de l'accélération

des ions. On peut donc a priori s'attendre à retrouver ce résultat si on s'intéresse à l'énergie maximale des ions en fonction de la longueur de gradient. Cependant une description isotherme n'est alors plus adaptée puisque dans ce cas les électrons sont un réservoir infini d'énergie de sorte que l'énergie finale des ions ne dépendra pas de la longueur du gradient initial.

Pour y remédier, Grismayer et Mora ont développé un modèle adiabatique tenant compte du refroidissement des électrons au cours de la simulation. L'influence du déferlement sur l'énergie maximale des ions va alors dépendre du moment où a lieu le déferlement. Pour rendre compte de ce comportement on peut définir le temps de refroidissement t_R tel que, pour $t = t_R$, la température électronique est divisée par deux. Grismayer et al montrent alors que :

$$\frac{t_R}{t_d} \sim \frac{1}{10} \left(\frac{l}{l_{ss}} \right)$$

On peut alors distinguer trois domaines de longueurs de gradient caractéristiques :

- $2l_{ss}/l < 0.1$: Pour des longueurs de gradient aussi courtes, le déferlement a lieu bien avant le refroidissement des électrons. Le temps pendant lequel le déferlement atténue la baisse du champ électrique dû au refroidissement des électrons est donc très court. On peut s'attendre à ce que celui-ci n'influence pas ou peu l'énergie finale des ions.
- $2l_{ss}/l \sim 0.2$: Le temps de refroidissement devient comparable au temps de déferlement. Il y a alors atténuation de la chute du champ électrostatique liée au refroidissement électronique par son augmentation due au déferlement. L'accélération des ions est donc dans ce cas susceptible d'être modifiée par le déferlement.
- $2l_{ss}/l > 0.2$: Pour d'importantes longueurs de gradient, le déferlement a lieu très tard au cours du mécanisme d'accélération, lorsque les électrons ont déjà transféré une partie de leur énergie aux ions. Le mécanisme de déferlement se met donc en place durant toute la durée de l'accélération mais le déferlement en lui-même survient à un moment où le champ électrique est très faible. On s'attend donc à ce que la contribution du déferlement à l'énergie finale des ions sature.

D'après cette étude qualitative, le déferlement ionique n'influencera l'accélération des ions que pour une longueur de gradient suffisante. Pour

tenir compte du refroidissement électronique et ainsi s'approcher d'une description la plus réaliste possible nous avons élargi cette analyse grâce à des simulations 2D PIC avec le code CALDER (voir paragraphe 4.2.3).

4.2.3 Résultats expérimentaux : influence du gradient ionique sur l'accélération des protons

Les résultats que nous présentons ici ont été obtenus grâce au dispositif expérimental décrit dans le paragraphe 4.1.

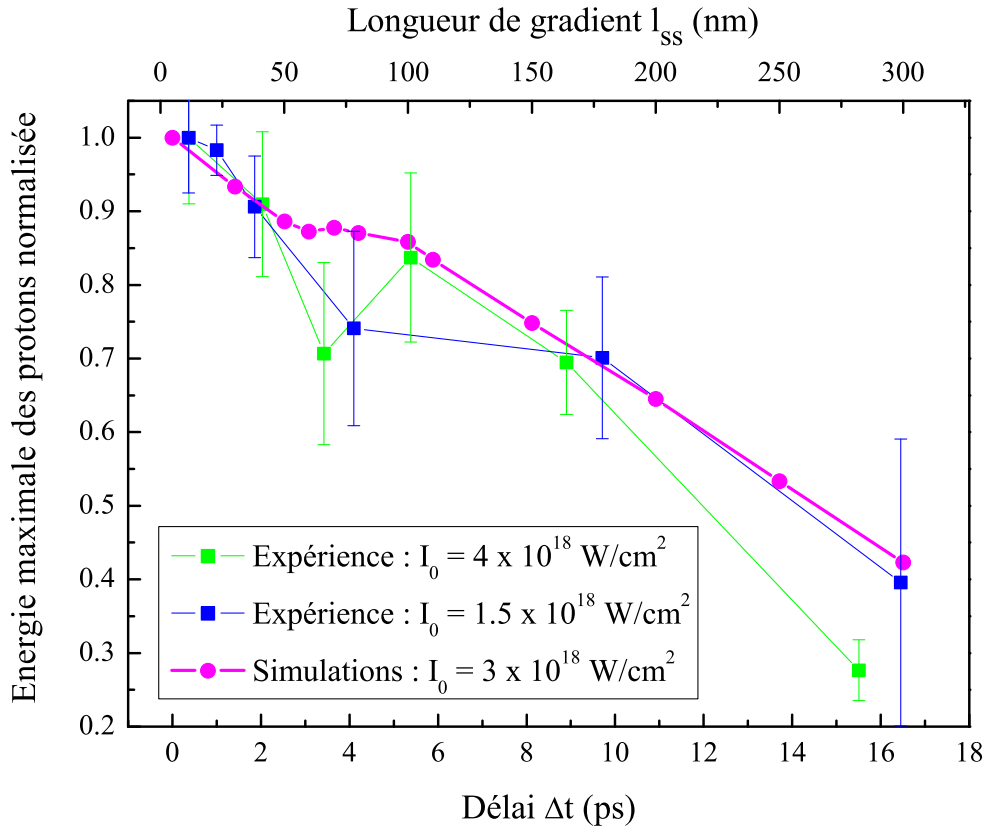


FIG. 4.6 – Comparaison qualitative : Energie maximale des protons normalisée en fonction du délai Δt entre les impulsions pompe et sonde et la longueur de gradient l_{ss} correspondante : points expérimentaux pour deux intensités laser différentes et résultats de simulations du code 2D PIC CALDER. Les résultats obtenus à une intensité de $1.5 \times 10^{18} \text{ W/cm}^2$ correspondent à une polarisation intermédiaire (la lame demi-onde est tournée de 10°).

Comme il y est mentionné nous avons procédé à deux séries de mesures qui diffèrent principalement par l'intensité de l'impulsion pompe.

Sur la figure 4.6 sont reportés les résultats de l'énergie maximale normalisée en fonction du délai entre la pompe et la sonde. Chaque point sur la courbe correspond à une moyenne sur 10 tirs et les barres d'erreur en énergie à l'écart type.

Ces courbes montrent une décroissance rapide de l'énergie maximale puisque, pour un délai d'une dizaine de ps, celle-ci est divisée par 2. On remarque de plus, que pour des délais supérieurs à environ 3 ps la pente des courbes change et on observe une augmentation temporaire de l'énergie maximale.

4.2.4 Discussion et interprétation

Pour analyser et interpréter ces résultats nous avons procédé en deux étapes. La première consiste à relier le délai Δt à la longueur de gradient grâce au code hydrodynamique ESTHER (voir paragraphe 2.4.1). Dans un deuxième temps, nous avons modélisé l'interaction en géométrie bidimensionnelle avec le code CALDER en initialisant la cible avec la longueur de gradient adéquate.

Modélisation du gradient initial

A l'aide du code 1D hydrodynamique ESTHER, nous avons simulé l'interaction d'une cible de Mylar de $6 \mu\text{m}$ d'épaisseur avec l'impulsion sonde d'intensité 10^{15} W/cm^2 , exploitant les équations d'état SESAME. On peut raisonnablement se limiter à des simulations monodimensionnelles puisque l'extension de la tache focale de la sonde est bien supérieure à celle de la pompe ainsi que son extension longitudinale. Sur la figure 4.7, on représente le profil de densité électronique à différents instants dans la simulation.

Ainsi nous estimons la vitesse d'expansion du plasma autour de la densité critique, i.e. $c_{s0} = 17882 \text{ m/s}$. Les simulations ESTHER montrent que cette vitesse du son est valable pour un plasma de 1 à 2 eV. Sur la figure 4.6 l'échelle correspondante, reliant le délai entre les deux impulsions et la longueur de gradient, est reportée sur l'axe des x supérieur.

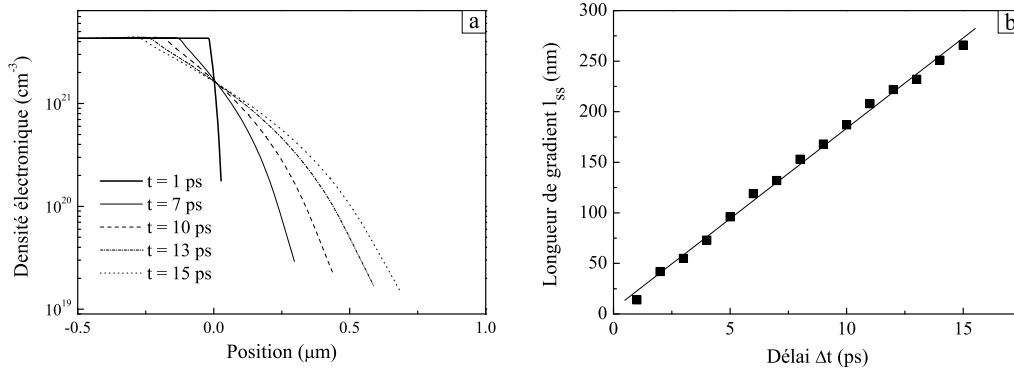


FIG. 4.7 – a. Profil spatial de densité électronique d'une cible de $6 \mu\text{m}$ de Mylar soumise à l'impulsion sonde ($I_0 = 10^{15} \text{ W/cm}^2$, $\tau_0 = 65 \text{ fs}$) à différents instants. b. Longueur de gradient l_{ss} mesurée à la densité critique en fonction du délai Δt .

Paramètres des simulations PIC

Grâce à des simulations 2D PIC, nous avons modélisé l'interaction en plaçant au centre de la boîte⁴ un plasma d'épaisseur $l = 500 \text{ nm}$ de protons et d'électrons dont le profil spatial est défini de la manière suivante (permettant ainsi de vérifier la conservation de la masse quelle que soit la longueur de gradient choisie) :

$$\begin{aligned} 0 \leq x \leq l - l_{ss} : & \quad n_e(x, t = 0) = n_i(x, t = 0) = 180 n_c \\ x > l - l_{ss} : & \quad n_e(x, t = 0) = n_i(x, t = 0) = 180 n_c \exp[-(x - l + l_{ss})/l_{ss}] \end{aligned}$$

Il faut noter que nous nous sommes limités, pour des raisons de temps de calcul et de chauffage numérique, à la modélisation d'une cible mince contrairement aux conditions expérimentales d'une cible de $6 \mu\text{m}$. Bien que la physique de l'interaction n'en soit pas modifiée de façon importante, une comparaison de cette étude numérique avec les résultats expérimentaux ne pourra être que qualitative. L'ensemble des résultats présentés ont donc été

⁴Les paramètres de la boîte de simulation sont : $\Delta x = 5 \text{ nm}$, $\Delta y = 10 \text{ nm}$, $\Delta t = 1.1 \times 10^{-2} \text{ fs}$ pour une taille de boîte de $38 \times 60 \mu\text{m}^2$. Sachant que les températures initiales des deux espèces sont fixées à 1 eV et que les simulations ont été menées à l'ordre 2 d'interpolation, nous avons vérifié un chauffage numérique inférieur à 5% à la fin de la simulation. Les conditions aux limites pour les particules sont choisies absorbantes pour les ions et absorbantes ou réinjectantes pour les électrons de sorte à minimiser l'écart à la neutralité.

normalisés.

On focalise l'impulsion laser sur la cible suivant les paramètres de l'expérience ($I_0 = 3 \times 10^{18}$ W/cm², $\tau_0 = 65$ fs, $r_0 = 4$ μ m (FWHM), $\theta = 45^\circ$, polarisation p) dont les profils temporels et spatiaux sont choisis gaussiens. Dans la suite, les valeurs correspondant à la fin de l'accélération seront prises pour $t = 840$ fs.

Par ailleurs, nous avons vérifié que, quelle que soit la longueur du gradient initial, l'absorption de l'énergie laser reste constante : pour des longueurs de gradient allant de 0 à 300 nm, on mesure dans les simulations un taux d'absorption de $46.5\% \pm 0.7\%$. Ainsi l'hypothèse d'une influence de l'absorption sur l'énergie maximale des protons en fonction de l_{ss} peut être écartée.

Influence du gradient ionique et déferlement

Sur la figure 4.6, les résultats expérimentaux de l'énergie maximale normalisée des protons en fonction de l_{ss} sont comparés aux valeurs numériques. On remarque un accord raisonnable reproduisant non seulement la chute de l'énergie des protons mais aussi le changement de pente observé expérimentalement. A l'image des résultats expérimentaux, la chute de l'énergie maximale des protons devient moins brutale pour des longueurs de gradient supérieures à environ 60 nm. Nous avons, grâce aux simulations, clairement relié cette observation au déferlement des ions.

La figure 4.8 illustre l'évolution temporelle de l'énergie des ions pour différentes longueurs de gradient. On remarque sur chacune des courbes, et de façon plus marquée pour $l_{ss} \geq 200$ nm, une légère rupture dans la progression de l'énergie maximale (indiquée par une flèche sur le schéma). D'après [111], cette rupture est la signature du déferlement ionique induit par une augmentation localisée du champ électrique (voir paragraphe 4.2.2).

Sur la figure 4.9, on représente l'espace des phases (p_x, x) superposé au champ électrique longitudinal E_x à deux instants dans la simulation pour $l_{ss} = 200$ nm. L'instant $t = 345$ fs correspond à celui indiqué par la flèche sur la figure 4.8. Ainsi que nous l'avons montré avec le code hybride dans le paragraphe 4.2.2, le déferlement des ions se retrouve dans les simulations bidimensionnelles et l'instant pour lequel on observe une augmentation de l'énergie maximale des protons correspond en effet au temps de déferlement. En accord avec [111], on observe ce mécanisme pour chaque longueur de gradient.

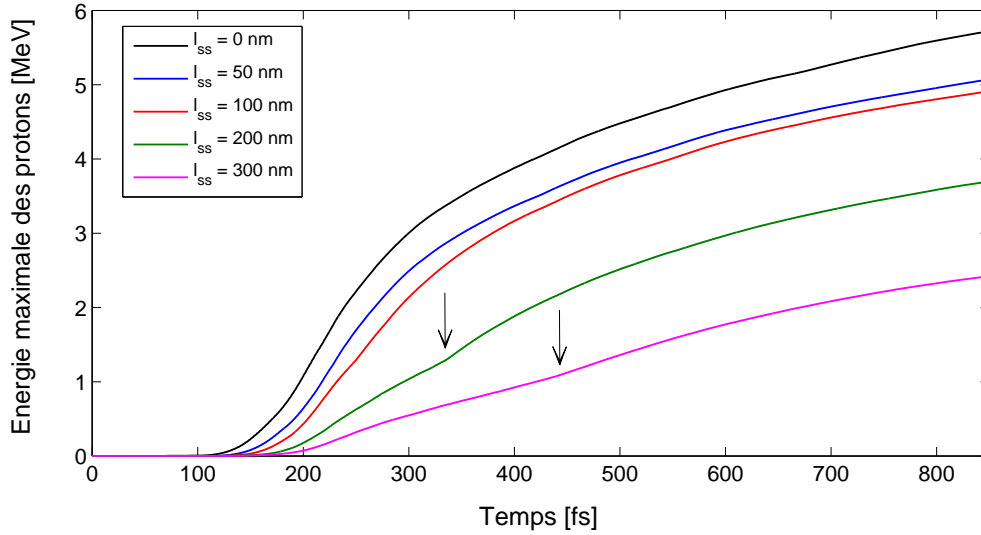


FIG. 4.8 – Energie maximale des protons en fonction du temps dans la simulation pour différentes longueurs de gradient initial. Les flèches indiquent le temps de déferlement pour $l_{ss} = 200$ et 300 nm.

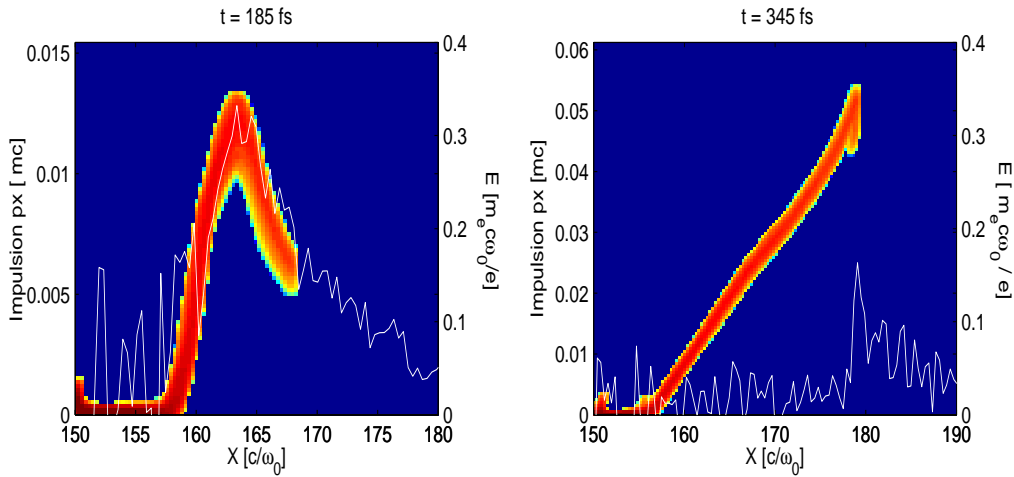


FIG. 4.9 – Espace des phases (p_x, x) des protons à $t = 185$ et 345 fs en $y = 0$ pour $l_{ss} = 200$ nm et champ électrique longitudinal correspondant (en blanc).

De plus, les espaces des phases représentés sur la figure 4.9 ont été pris sur l'axe $y = 0$. Afin de confirmer que ce mécanisme est mesurable

expérimentalement, nous avons tracé les espaces des phases à $t = 185$ fs pour différents y . Comme on peut le remarquer sur la figure 4.10, on observe le même comportement de la population ionique sur une extension de l'ordre de la tache focale du laser.

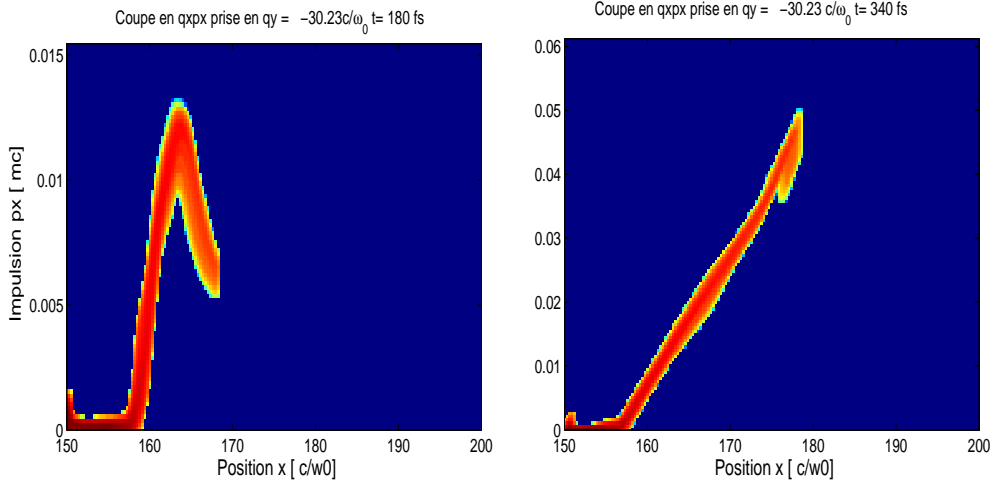


FIG. 4.10 – Espace des phases (p_x, x) des protons à $t = 180$ fs et $t = 340$ fs en $y = -30.23$ pour $l_{ss} = 200$ nm (les résultats présentés ici correspondent aux y négatifs mais les simulations montrent un comportement symétrique).

Comme il est mentionné dans le paragraphe 4.2.2, le temps de déferlement t_d dépend de la longueur de gradient et suit dans le cas isotherme : $t_d \sim 4l_{ss}/c_{s0}$. Nous avons donc comparé nos résultats à cette estimation.

Sur la figure 4.11, on représente le temps de déferlement (t_d) issu des simulations PIC en fonction de l_{ss} . On remarque que pour des longueurs de gradient courtes ($l_{ss} \leq 150$ nm), l'accord est excellent alors que plus la longueur de gradient est importante et plus t_d s'éloigne du modèle isotherme.

Cette observation rejoint celle faite par Grismayer et Mora lorsque l'on compare les temps de déferlement et de refroidissement (voir paragraphe 4.2.2). En effet, si la longueur de gradient est courte, le déferlement aura lieu au début de la phase d'accélération, lorsque les électrons n'ont pas encore transféré une part importante de leur énergie aux ions. Les simulations PIC sont alors proches du modèle isotherme. A l'inverse, si le gradient est long, le déferlement se produira lorsque les électrons auront déjà perdu une partie importante de leur énergie ce qui explique l'écart entre le modèle et les

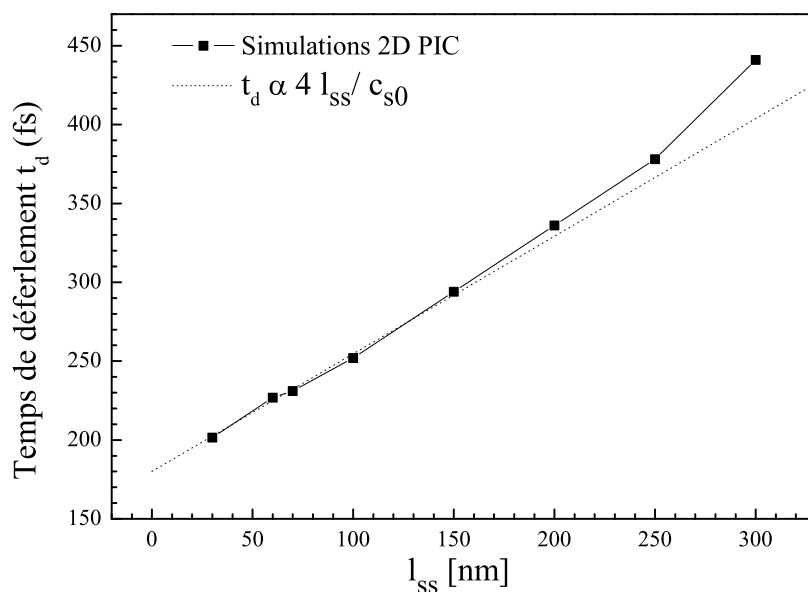


FIG. 4.11 – Temps de déferlement t_d en fonction de la longueur de gradient l_{ss} issu des simulations et comparé au modèle isotherme [111] (voir paragraphe 4.2.2) pour $c_{s0} = 5.36 \times 10^6$ m/s ($T_e = 300$ keV).

simulations. Cette tendance est confirmée dans les simulations PIC. Sur la figure 4.12, on représente l'énergie cinétique des électrons (dans l'ensemble de la boîte) au cours du temps dans la simulation pour chaque longueur de gradient. On remarque en effet, que le changement de pente observé sur la figure 4.6 correspond à des longueurs de gradients pour lesquelles le déferlement a lieu après un refroidissement effectif de la population électronique.

Il y a donc une compétition entre le mécanisme de déferlement ionique qui tend à augmenter l'énergie des ions et le transfert d'énergie des électrons aux ions. Nous avons vu dans le paragraphe 4.2.2 que si le déferlement a lieu trop tôt (courtes longueurs de gradient), on s'attend à ce que l'énergie finale des ions n'en soit pas modifiée. Les courbes expérimentales et numériques montrent un changement de pente pour $l_{ss} \geq 60$ nm. Pour approfondir cette observation nous avons fait une estimation du gain d'énergie lié au déferlement ionique.

On peut, en première approximation, considérer que l'énergie des ions accélérés est proportionnelle à E_{max}^2 pour une densité d'électrons chauds constante, où E_{max} représente le maximum du champ électrostatique. Si

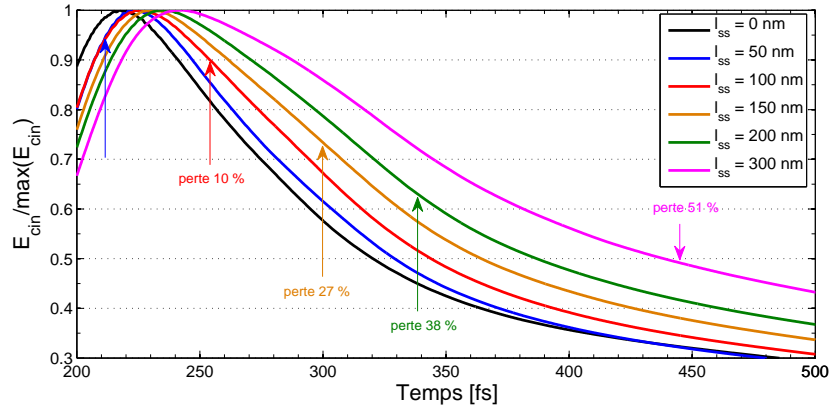


FIG. 4.12 – Evolution temporelle de l'énergie cinétique totale normalisée des électrons présents dans la boîte de simulation pour différentes longueurs de gradient. Les flèches indiquent le temps de déferlement et la perte d'énergie cinétique correspondante par rapport au maximum.

on se reporte au paragraphe 4.2.2, nous avons vu que l'on peut exprimer ce champ en fonction de la longueur de gradient. On peut donc estimer le gain d'énergie des protons dû au déferlement en faisant le rapport du champ électrique sans gradient et avec gradient : $[E_{max}(l_{ss})/E_{max}(l_{ss} = 0)]^2$. Cette courbe est reportée sur la figure 4.13 a.

Sur la figure 4.13 b., on représente le gain en énergie G lié au déferlement en fonction de l_{ss} avec G défini de la manière suivante : $G = (E_{simulation} - E_{sans\ déferlement})/E_{sans\ déferlement}$ où E représente l'énergie maximale des protons.

On remarque que pour des longueurs de gradients inférieures à 50 nm le gain en énergie est relativement faible. Cette observation rejoint l'approche de Grismayer et al qui montre que pour des longueurs de gradient faibles, le déferlement a lieu "trop" tôt pour influencer fortement l'accélération des ions. On se rapproche alors du cas standard sans gradient. En revanche pour des longueurs de gradient plus longues, le gain croît de façon importante. On observe donc bien que, lorsque que le déferlement a lieu quand les électrons chauds ont déjà transféré une partie de leur énergie aux ions, son influence est plus importante. Enfin il semble que pour de grandes longueurs de gradient, la croissance commence à saturer, saturation probablement liée au fait que le déferlement a lieu alors que les électrons ont perdu la majeure partie de leur énergie finale.

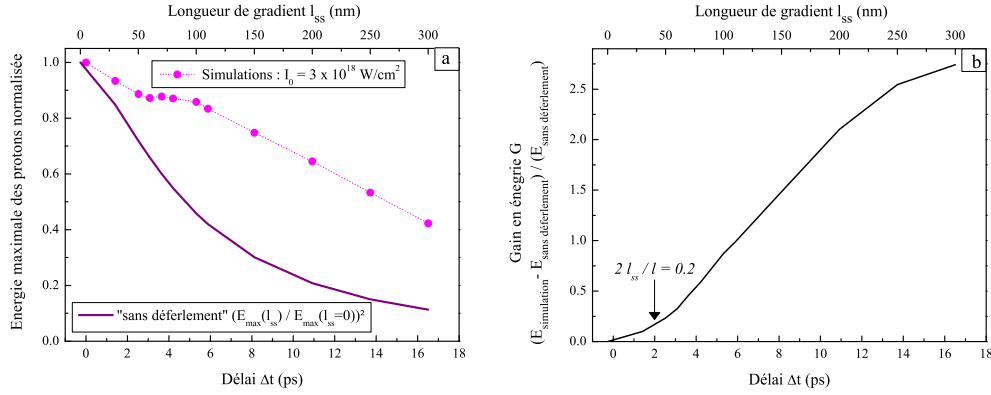


FIG. 4.13 – a. Energie maximale normalisée des protons en fonction de l_{ss} issue des simulations PIC comparée au cas où l'on suppose que le déferlement ne fournit pas d'énergie aux protons. b. Gain d'énergie des protons lié au déferlement en fonction de l_{ss} .

Il faut cependant être particulièrement prudent avec ce type d'analyse car nous noterons que si le gain en énergie est proche de 3 pour des longueurs de gradients importantes (~ 300 nm), il s'agit d'un gain sur une énergie de protons initialement très faible.

Enfin, nous remarquerons par ailleurs qu'expérimentalement au-delà d'un changement de pente sur l'énergie maximale des protons en fonction de la longueur de gradient (voir figure 4.6), nous avons mesuré une augmentation de l'énergie pour $l_{ss} \sim 100$ nm, augmentation que nous n'avons pas observée dans les simulations. Ce point reste donc à approfondir.

4.2.5 Influence du gradient ionique sur l'accélération des ions carbone

L'ensemble des résultats expérimentaux présentés jusqu'à maintenant concerne uniquement les protons et l'étude numérique suppose une cible constituée uniquement de protons et d'électrons. Les diagnostics ioniques que nous avons mis en place nous ont cependant permis de détecter l'ensemble des familles ioniques accélérées. De plus nous avons vu, au cours du chapitre 3 paragraphe 3.4, qu'une grande quantité d'ions carbone (ainsi qu'oxygène et azote) étaient produits au cours de l'interaction et donc susceptibles d'altérer le processus d'accélération. Nous avons donc cherché à en tenir compte dans l'interprétation de nos résultats.

Sur la figure 4.14 est reporté l'ensemble des mesures de l'énergie maximale des ions en fonction du délai Δt pour la série effectuée à $I_0 = 4 \times 10^{18}$ W/cm² comparé aux résultats numériques.

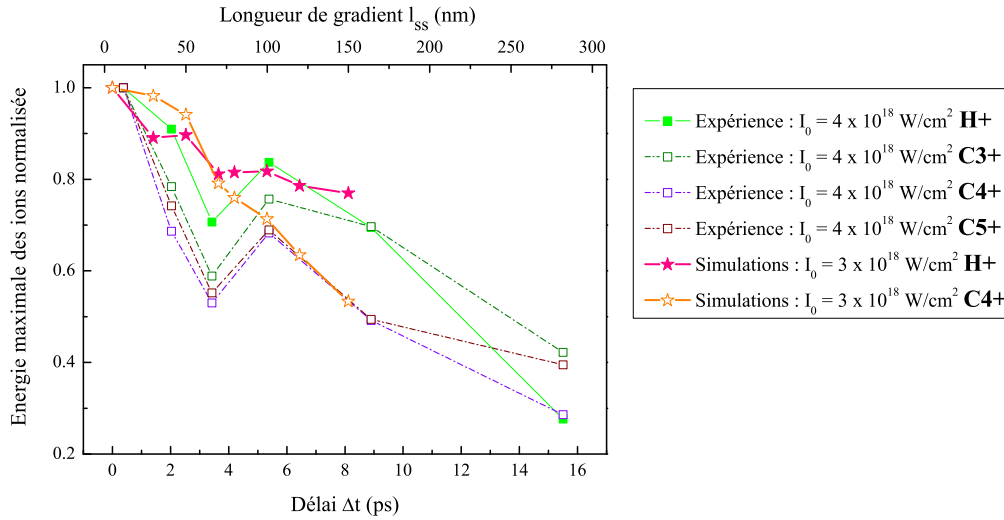


FIG. 4.14 – Énergie maximale des ions normalisée en fonction du délai Δt entre les impulsions pompe et sonde et la longueur de gradient l_{ss} correspondante : points expérimentaux pour $I_0 = 4 \times 10^{18}$ W/cm² et résultats de simulations du code 2D PIC CALDER incluant les ions carbone pour une cible de 500 nm d'épaisseur.

La chute globale de l'énergie maximale en fonction de l_{ss} présente la même allure pour les ions carbone que pour les protons en ce qui concerne les mesures expérimentales. On observe de plus le même changement de pente pour des longueurs de gradient supérieures à 60 nm. Il semble donc que le déferlement joue un rôle lors de l'accélération des ions plus lourds.

Pour interpréter ces résultats et tenir compte des ions carbone, nous avons effectué des simulations analogues à celles présentées dans le paragraphe 4.2.4 mais faisant intervenir une population ionique de C⁴⁺. En effet, étant donné que l'ionisation n'est pas actuellement incluse dans le code CALDER nous avons dû limiter notre étude en choisissant un état chargé du carbone. Expérimentalement, les états chargés majoritairement détectés vont du C³⁺ au C⁵⁺ justifiant ainsi notre choix. De plus, afin de respecter les proportions d'ions carbone par rapport aux protons, nous avons

fixé les densités des différentes espèces à : $n_e = 180 n_c$, $n_{proton} = 60 n_c$ et $n_{carbone} = 30 n_c$ en supposant l'ensemble de ces ions issus des contaminants (H_2O , CO_2) de la cible (voir paragraphe 3.4).

D'après la figure 4.14, la chute de l'énergie maximale est aussi bien reproduite pour les protons que pour les carbones. On remarque de plus que, si l'on compare les résultats numériques avec et sans une seconde population ionique (voir figures 4.6 et 4.14), les ions carbone jouent un rôle non négligeable y compris sur l'accélération des protons. Cependant, d'après ces résultats on n'observe pas pour les carbones une chute ralentie de l'énergie maximale sous l'effet du déferlement. Pourtant, comme représenté sur la figure 4.15 de l'espace des phases (p_x, x) des $C4+$ à deux instants dans la simulation, ces derniers déferlent.

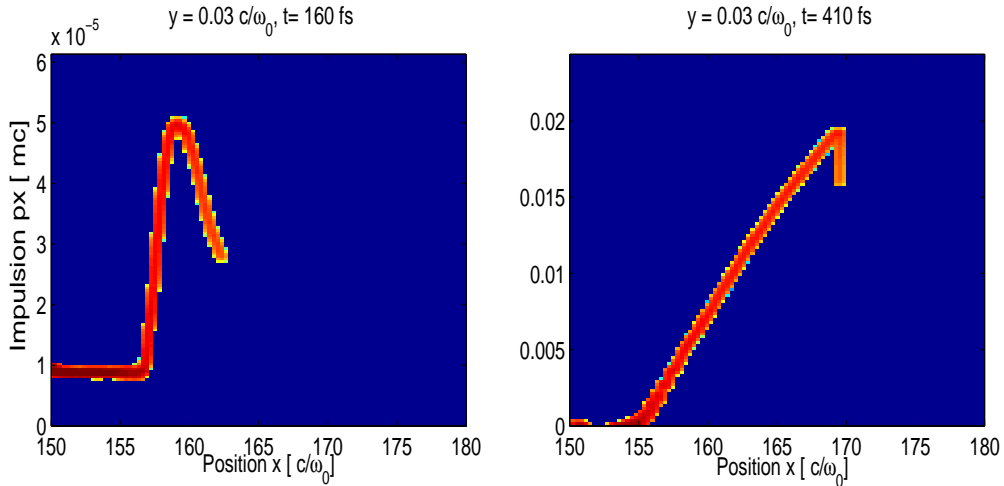


FIG. 4.15 – Espace des phases (p_x, x) des $C4+$ à $t = 160$ et 410 fs en $y = 0$ pour $l_{ss} = 120$ nm.

Ces simulations ne permettent cependant pas de conclure quant au déferlement des ions carbone et leur influence sur l'accélération des protons. En effet, on montre ici que leur rôle peut devenir important dans certaines conditions et influe directement, entre autres, sur l'énergie maximale des protons si l'on compare sur la figure 4.16 les résultats avec et sans carbone. Pour étudier précisément l'historique de l'accélération, il serait nécessaire de décrire l'ionisation de la cible de façon complète puisque l'hypothèse d'un degré d'ionisation moyen ($C4+$) est tout aussi approximative que celle d'un plasma constitué uniquement de protons. Nous envisageons donc de mener cette étude dans la suite afin de pallier ce problème d'estimation des densités ioniques relatives.

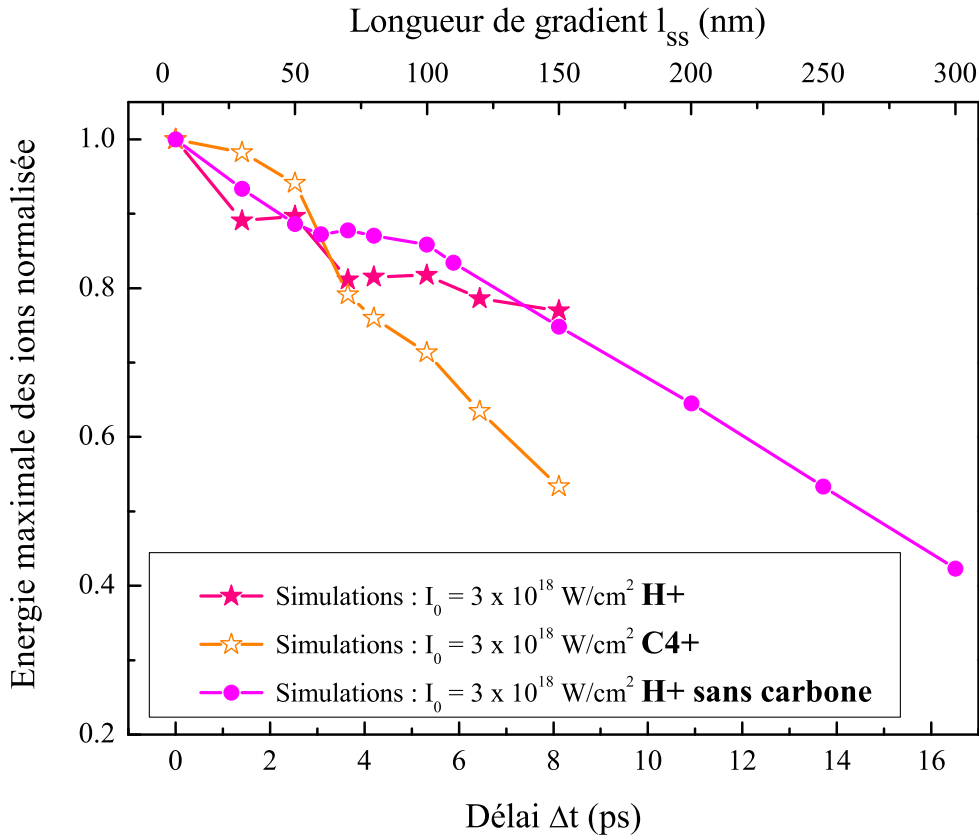


FIG. 4.16 – Energie maximale des ions normalisée en fonction du délai Δt entre les impulsions pompe et sonde et la longueur de gradient l_{ss} correspondante : comparaison des résultats de simulations du code 2D PIC Calder incluant ou pas les ions carbone.

4.2.6 Influence du gradient ionique de la face arrière sur l'accélération face avant

Pour achever cette étude nous présentons ici brièvement les résultats obtenus en face avant. En effet, nous avons grâce à une seconde parabole de Thomson détecté l'émission ionique en direction *BWD*.

Sur la figure 4.17, on compare les données expérimentales et numériques de l'énergie maximale des protons *BWD* en fonction de la longueur de gradient l_{ss} . On remarque un bon accord entre les deux séries de points. La phase d'augmentation pour des longueurs de gradients de l'ordre de 50

nm est attribuée à une très faible variation des paramètres de simulation introduisant une barre d'erreur numérique.

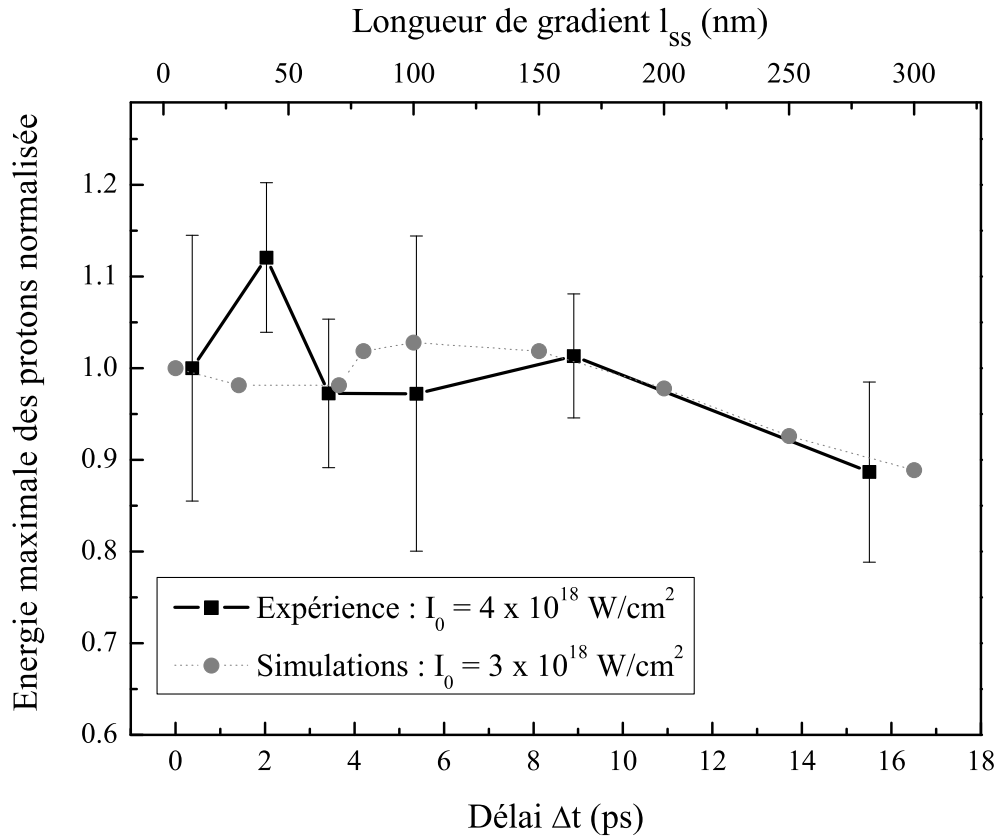


FIG. 4.17 – Energie maximale des ions *BWD* normalisée en fonction du délai Δt entre les impulsions pompe et sonde et la longueur de gradient l_{ss} correspondante : points expérimentaux pour $I_0 = 4 \times 10^{18} \text{ W/cm}^2$ et résultats de simulations du code 2D PIC CALDER.

D'après ces résultats, l'énergie des protons *BWD* est faiblement influencée par une perturbation initiale de la face arrière de la cible. La chute de l'énergie maximale est beaucoup moins brutale que dans le cas *FWD* puisque seulement 10% de l'énergie est perdue pour un gradient initial de 300 nm. On peut attribuer cette légère baisse à une dilution plus importante de la population d'électrons chauds. En effet, en présence d'un gradient sur la face arrière de la cible, les électrons parcourent des distances plus importantes et du fait de leur divergence se répartissent sur une surface plus grande que dans une situation de gradient raide, diminuant ainsi la densité

du nuage électronique et donc le champ électrique moteur de l'accélération *BWD*. Notons de plus que cela confirme les mesures expérimentales de l'énergie maximales des protons *BWD* en fonction de l'épaisseur de la cible mettant en évidence sa faible influence (voir figure 3.26).

On peut donc conclure que pour des longueurs de gradients si courtes, l'accélération de protons en face avant de la cible n'est presque pas altérée.

4.3 Une caractérisation du processus d'accélération ?

L'ensemble des résultats présentés dans le paragraphe précédent fait état des données obtenues lorsque l'on perturbe la face arrière de la cible avant l'arrivée de l'impulsion principale (délai entre la pompe et la sonde positif).

Nous avons élargi cette étude aux délais négatifs, ou autrement dit lorsque la sonde interagit avec la cible pendant l'accélération des ions. La figure 4.18 résume les mesures expérimentales sur l'ensemble de la gamme de délais explorés pour $I_0 = 4 \times 10^{18}$ et 1.5×10^{18} W/cm².

Nous avons mesuré au cours des deux séries de mesure une chute de 10 à 20% de l'énergie maximale des protons pour des délais compris entre 0 et -4 ps. Bien que faible, ce comportement très reproductible semble indiquer une perturbation de l'accélération lors de l'interaction de la sonde avec le plasma en expansion.

Pour vérifier cette hypothèse et interpréter ces résultats nous avons effectué des simulations 2D PIC avec le code CALDER incluant deux impulsions laser incidentes de chaque côté de la cible pour des paramètres les plus proches possibles des conditions d'expérience. En tenant compte d'un grand nombre de paramètres (taille de la tache focale de la sonde, polarisation, intensité...), les simulations indiquent que lorsque la sonde atteint la cible après le début de l'interaction avec la pompe, aucune perturbation n'est observée (augmentation de la divergence du nuage électronique, déviation des électrons, ...). Ceci nous permet de conclure que l'effet n'est donc pas cinétique, à savoir que les électrons chauds sont insensibles à l'impulsion sonde et donc ne voient pas leur divergence modifiée. L'effet de la sonde sur les électrons froids du plasma est par ailleurs aussi négligeable.

Nous avons donc envisagé une influence de l'impulsion sonde via une

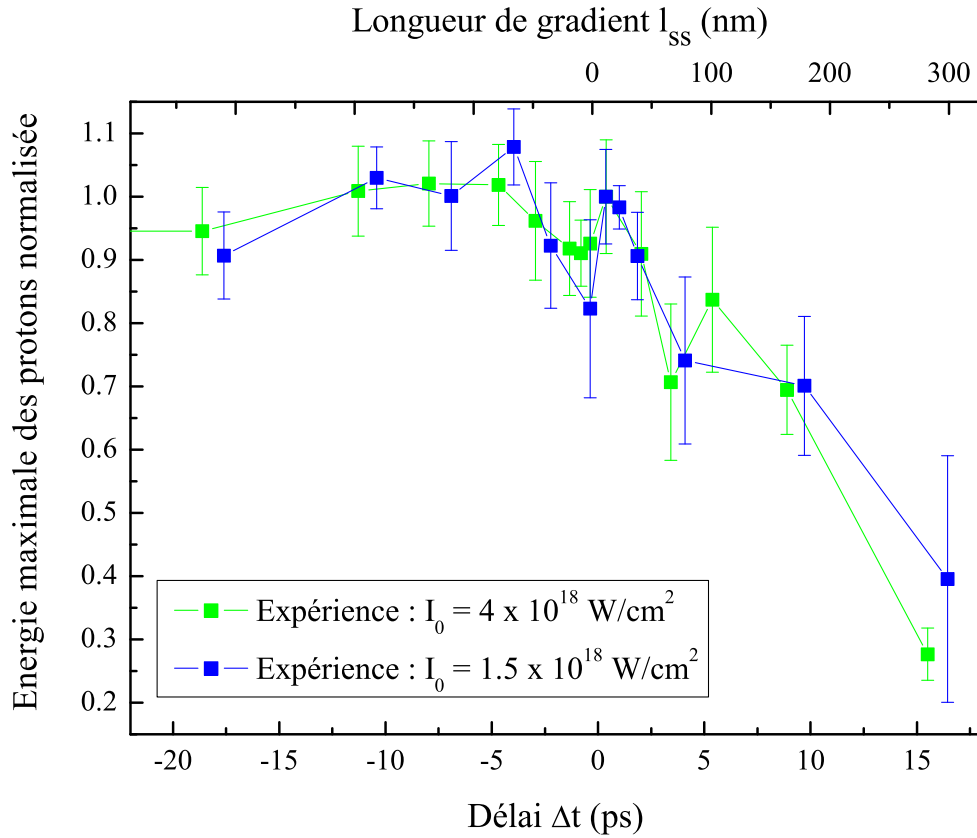


FIG. 4.18 – Energie maximale des ions *FWD* normalisée en fonction du délai Δt entre les impulsions pompe et sonde et la longueur de gradient l_{ss} correspondante pour deux intensités laser différentes pour une cible de Mylar de $6 \mu\text{m}$ d'épaisseur.

ionisation de la cible sur une large étendue. En effet, à cette intensité ($\sim 10^{15} \text{ W/cm}^2$), la sonde est susceptible d'ioniser des ions carbone par exemple jusqu'à un état de charge $2+$ ($\text{C}1+$, $\text{C}2+$) et ainsi libérer une population d'électrons froids. L'hypothèse alors avancée et schématisée sur la figure 4.19 est que ces électrons soient capables d'écranter le champ électrostatique vu par les ions et donc, freiner l'accélération. Si ce scénario est avéré, une telle mesure expérimentale constituerait alors une caractérisation du processus d'accélération ionique de laquelle il serait possible d'en déduire le temps d'accélération.

Si l'ionisation par l'impulsion sonde peut jouer un rôle lors de l'accélération des ions, il serait alors probable que cet effet soit amoindri

voire annihilé sur une cible métallique pour laquelle des électrons libres sont présents dès le début de l'interaction. Réitérer ce type d'expérience pompe sonde sur une cible d'aluminium serait donc particulièrement intéressant.

Cependant, nous pouvons d'ores et déjà apporter un argument supplémentaire à cette discussion en comparant nos résultats obtenus sur des cibles de Mylar et d'aluminium issus de la campagne d'expérience présentée dans le chapitre 3. Dans une configuration expérimentale identique (paramètres laser et dispositif expérimental, voir paragraphe 3.1), nous avons étudié l'influence de la nature de la cible sur l'accélération des protons.

Sur la figure 4.20, on reporte les valeurs mesurées d'énergie maximale de protons *FWD* en fonction de l'intensité laser pour des cibles de 200 nm de Mylar et 100 nm d'aluminium.

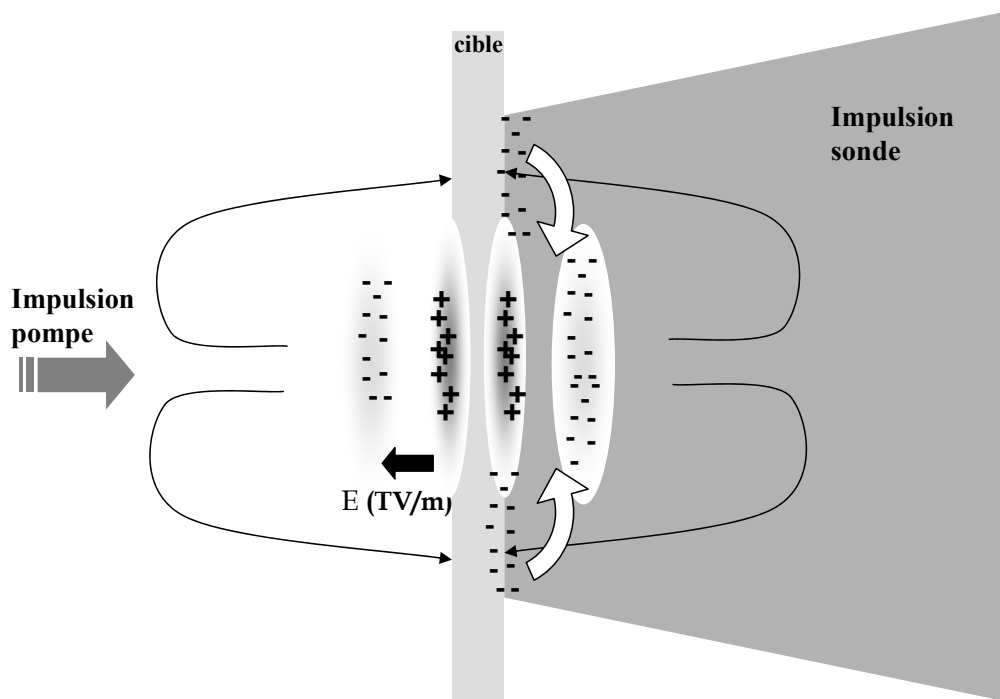


FIG. 4.19 – Représentation schématique de l'hypothèse d'une influence de l'impulsion sonde durant l'accélération des ions via l'ionisation de la cible.

D'après ces résultats, quelle que soit l'intensité de l'impulsion laser, les énergies de protons sont toujours légèrement inférieures pour une cible métallique et, cette différence atteint environ 15% pour une intensité de

$4 \times 10^{18} \text{ W/cm}^2$. Bien que ces considérations ne constituent en aucun cas une validation de l'hypothèse exposée précédemment, elles permettent de l'étayer.

Dans le but de comprendre précisément les mécanismes mis en jeu lors de l'interaction avec l'impulsion sonde, nous envisageons donc prochainement d'étudier cette situation avec le code CALDER incluant l'ionisation par effet de champ de la cible.

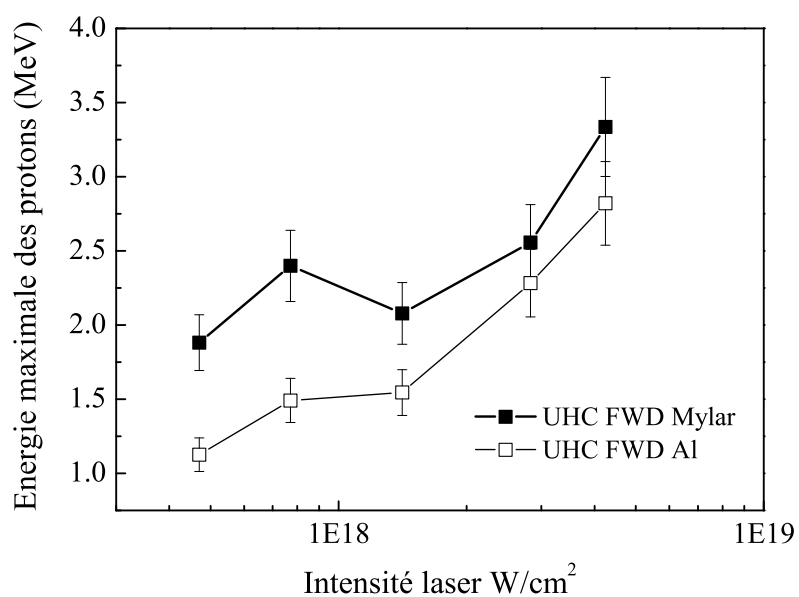


FIG. 4.20 – Energie maximale des protons en fonction de l'intensité laser pour des cibles de 200 nm de Mylar et 100 nm d'aluminium irradiées à 45° d'incidence par une impulsion laser ($\tau_0 = 65 \text{ fs}$, $\lambda_0 = 790 \text{ nm}$, $C = 10^{10}$, polarisation p).

Conclusion

Les travaux présentés dans ce manuscrit font état d'une étude expérimentale et numérique détaillée de l'accélération d'ions par interaction laser cible mince, rendue possible grâce à une impulsion laser présentant un contraste temporel très élevé ($\sim 10^{10}$). Ces conditions expérimentales, particulièrement bien contrôlées, nous ont permis d'analyser chaque étape de l'interaction ouvrant la possibilité d'approfondir notre compréhension des mécanismes à l'origine de l'accélération des ions.

En faisant interagir une telle impulsion laser avec une cible sub-micronique, nous avons mis en évidence différentes particularités de ce régime d'interaction :

- le transfert de l'énergie laser aux électrons, à l'origine de l'accélération des ions, principalement régi par un chauffage d'écrantage (effet Brunel)
- la symétrie de l'accélération, induisant des faisceaux d'ions émis perpendiculairement de chaque côté de la cible aux caractéristiques semblables (énergie, flux et propriétés spatiales)
- l'augmentation conséquente de l'énergie et du nombre d'ions accélérés par réduction de l'épaisseur de la cible, clairement liée à un accroissement de la densité d'électrons chauds
- la génération d'une quantité importante d'ions carbone indiquant une efficacité accrue des processus d'ionisation de la cible

Restent cependant plusieurs questions qui constituent un prolongement direct de ce travail. En particulier, ayant à présent accès à des codes numériques tenant compte de l'ionisation (EUTERPE, CALDER, LPIC++), nous projetons de mener à bien une étude détaillée de ces processus d'ionisation, permettant d'expliquer la production des ions "lourds" (carbone, oxygène...) dans nos conditions expérimentales et en particulier dans des matériaux diélectriques.

Les perspectives entrevues par cette étude et par les récents travaux

effectués par la communauté [91, 90, 38, 95] sont nombreuses. Nous en avons exposé dans ce manuscrit un premier exemple : en tirant parti de ces conditions d'expériences optimales, nous avons pu observer l'effet d'un déferlement des ions sur l'accélération lorsqu'un gradient ionique est présent en face arrière de la cible.

Dans la prolongation de ce travail, plusieurs thématiques sont envisagées. D'un point de vue fondamental, nous nous attacherons à étudier l'influence de la durée de l'impulsion laser sur l'accélération des ions, évoquée à plusieurs reprises au cours de ce manuscrit. Nous tenterons donc de dégager clairement le rôle de ce paramètre, visiblement essentiel en particulier en ce qui concerne l'interaction sur cible mince.

Par ailleurs, nous envisageons de poursuivre les expériences visant à explorer des régimes d'accélération accessibles à l'expérience grâce à la nouvelle chaîne laser du SPAM délivrant une impulsion de 25 fs et pouvant approcher une intensité de 10^{20} W/cm², toujours à ultra-haut contraste ($> 10^{10}$). Notamment, dimensionnée par une étude numérique préalable, nous allons effectuer une expérience visant la production d'ions quasi mono-énergétiques par pression de radiation [19, 72, 73, 35], nécessitant un contraste temporel élevé. Dans ce même but, nous étudions la possibilité de générer ces faisceaux par interaction avec des cibles structurées et dont la taille transverse serait limitée.

De plus, cette étude va être élargie au cas des milieux sous-denses, pour lesquels des études numériques et expérimentales montrent une génération de faisceaux d'ions collimatés très efficace [114].

Enfin, à plus long terme, l'équipe dans laquelle j'ai effectué ma thèse est impliquée dans différents projets répartis suivant trois axes principaux. Le premier consiste à étudier l'effet d'un gradient en face avant et face arrière d'une cible pour l'optimisation des sources d'ions générées par laser (ANR Blanc "GOSPEL"). Toujours dans un domaine fondamental mais relativement différent, nous avons engagé une étude visant leur utilisation comme diagnostics pour la radiolyse. Enfin, en termes d'applications, l'équipe PHI est aussi impliquée dans un projet concernant la faisabilité d'exploiter ces faisceaux pour la protonthérapie (projet "PROPULSE").

Annexe A

Techniques de génération d'impulsions laser à ultra-haut contraste

L'ensemble de ce manuscrit fait état d'une étude concernant la génération d'ions par interaction laser-cible solide en situation de ultra-haut contraste laser. Pour atteindre ces conditions expérimentales, nous avons choisi d'implanter sur la chaîne du laser UHI10 un double miroir plasma dont le principe de fonctionnement et son installation sont décrits dans le chapitre 1. Cette technique de génération d'impulsion à ultra-haut contraste n'est pas la seule. Nous allons donc ici dresser un bref aperçu des autres techniques développées à ce jour.

A.1 Injection d'impulsions plus intenses

Nous avons vu que la source principale de détérioration du contraste est l'amplificateur régénératif en raison de son gain important engendrant une amplification significative de l'ASE. Une technique, développée par [115], consiste donc à injecter dans ce premier étage d'amplification une impulsion au préalable "nettoyée".

Pour ce faire, il est par exemple possible d'introduire sur la chaîne un absorbant saturable¹, avant l'étireur qui étale l'impulsion rendant difficile sa discrimination de l'ASE. Itatani et al [115] et Julien et al [116] montrent que

¹Un absorbant saturable est un matériau dont le coefficient d'absorption varie de façon réversible et non-linéaire avec l'intensité à laquelle il est soumis : si l'intensité est suffisamment importante son absorption chute brutalement.

grâce à cette technique, il est possible d'augmenter le contraste temporel de deux ordres de grandeur.

Une autre solution consiste à développer des oscillateurs capables de délivrer des impulsions plus énergétiques (quelques nJ à une centaine de nJ) permettant de réduire le gain du premier étage d'amplification. Ceci peut être réalisé en extrayant presque toute l'énergie contenue dans la cavité de l'oscillateur plutôt que d'uniquement récupérer les impulsions à travers un miroir de fuite. Cette technique étudiée par différents laboratoires utilise des éléments acousto-optique [117, 118] ou électro-optique [119]. On peut aussi noter qu'une solution pour générer ces impulsions à hautes énergies est d'utiliser des oscillateurs à cavité étendue [120].

A.2 Cellules de Pockels rapides

Une des principales caractéristiques potentiellement gênante du profil temporel des impulsions laser générées par la technique CPA est la durée de l'ASE de l'ordre de la nanoseconde. Une idée prometteuse consiste donc à filtrer temporellement l'impulsion laser en introduisant par exemple une cellule de Pockels à commutation rapide pour nettoyer le front avant de l'impulsion. A ce jour, les techniques permettant une commutation la plus rapide (de l'ordre de 20 ps avec un jitter de 2 ps) utilise des photoconducteurs [121].

A.3 Technique d'amplification OPCPA

Une solution agissant encore une fois sur la durée de l'ASE basée sur le phénomène d'amplification paramétrique optique à dérive de fréquence (Optical Parametric Chirped Amplification) a été développée [122].

Le principe de cette technique consiste à transférer l'énergie d'une pompe de spectre étroit au faisceau à amplifier par interaction paramétrique optique dans un cristal non-linéaire. Cette méthode présente l'avantage indéniable d'atteindre un gain élevé ($\sim 10^7$) en un seul passage en réduisant de façon considérable l'ASE. En effet, l'ASE ne pouvant être générée que durant la présence de la pompe dans le cristal, elle est limitée à une durée non négligeable de l'ordre de 500 ps.

A.4 "Double CPA"

Le concept du double CPA consiste à améliorer le contraste temporel de l'impulsion en sortie de l'amplificateur régénératif avant injection dans le second étage d'amplification. Ainsi, l'énergie contenue dans l'impulsion est suffisamment faible (quelques mJ) pour permettre une manipulation du faisceau à l'air et est donc moins contraignante. Cependant pour une telle technique il est nécessaire de comprimer l'impulsion avant de la "nettoyer" afin de pouvoir discriminer le pic principal de l'ASE. Un second étireur doit donc être installé avant l'amplificateur de puissance.

Différents techniques sont utilisées [123, 124] pour s'affranchir de l'ASE dont on peut citer par exemple une méthode basée phénomène non-linéaire de rotation de l'ellipse de polarisation provoquée par biréfringence induite. Lors de la traversée du milieu non-linéaire, l'impulsion principale d'intensité suffisante verra son ellipse de polarisation subir une rotation alors que l'ASE se trouve inchangée. Grâce à un jeu de lames quart d'onde on peut donc réduire de façon considérable la pré-impulsion jusqu'à quatre ordres de grandeurs. Il faut cependant noter que cette technique induit une perte en énergie importante puisque la transmission est d'environ 10 à 20%.

A.5 Doublage en fréquence

On peut enfin citer la technique de doublage de fréquence [125], qui, à l'image de celle des miroirs plasmas agit sur le faisceau recomprimé. Le taux de conversion du cristal doubleur étant non-linéaire avec l'intensité, celui-ci permet de réduire l'ASE d'environ deux ordres de grandeurs. Cependant cette technique est rapidement limitée d'un part lorsque l'on manipule des impulsions très énergétiques induisant de la filamentation dans le cristal ou de durées très courtes imposant la fabrication de cristaux particulièrement minces.

Annexe B

Détection d'ions

Les expériences que nous avons menées sur l'accélération d'ions par interaction laser-cible solide, décrites dans le chapitre 3 de ce manuscrit, font appel à deux principaux diagnostics destinés à la détection de ces faisceaux d'ions. Nous allons ici en donner une description détaillée.

B.1 Parabole de Thomson

B.1.1 Principe général et caractéristiques du diagnostic

Une parabole de Thomson est constituée d'un jeu d'aimants et de plaques électriques dont l'action conjuguée permet de distinguer chaque famille ionique (voir figure B.1). Le champ électrique entraînant une déviation verticale et le champ magnétique une déviation horizontale, chacune d'elles décrira une parabole dont l'équation dépend de son rapport masse sur charge. La position (x, y) d'une particule de charge Z et de masse m_i sur le détecteur placé en sortie est donnée par :

$$y = \frac{\alpha m_i U}{\beta^2 e Z B^2} x^2$$

où U représente le potentiel électrique et B le champ magnétique, α et β étant des constantes fonctions des paramètres géométriques du détecteur (distance entre les plaques électriques et le détecteur, etc...) [126].

Dans notre montage expérimental, nous avons mis en place deux paraboles de Thomson (*FWD* et *BWD*) destinées à détecter les ions émis en face arrière et face avant de la cible irradiée. Placées respectivement à une distance de 600 et 240 mm de la cible, les valeurs de U et B choisies sont les

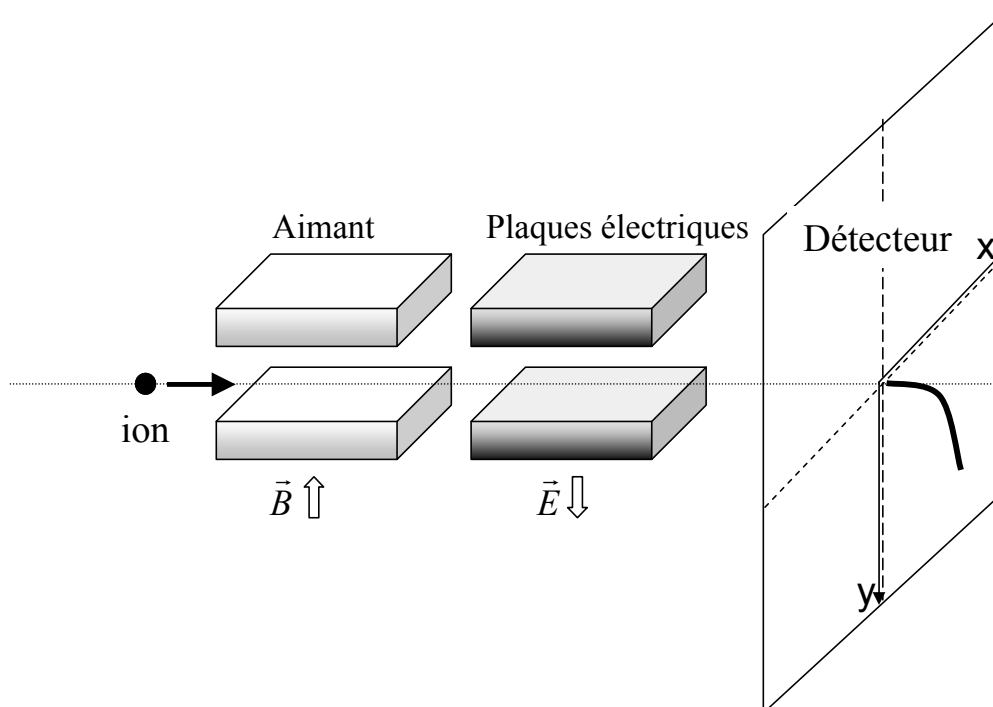


FIG. B.1 – Représentation schématique d'une parabole de Thomson.

suivantes : $U = 4000 \text{ V}$, $B = 2685 \text{ Gauss}$ (*FWD*) et $U = 4000 \text{ V}$, $B = 1500 \text{ Gauss}$ (*BWD*). Pour réduire l'extension transverse de la parabole et ainsi les distinguer les unes des autres, toutes deux sont précédées d'un trou de filtrage de 200 et 100 μm de diamètre.

En sortie des aimants et des plaques électriques, nous avons placé des galettes de microcanaux couplées à un écran de phosphore dont le principal intérêt est de permettre une détection tir à tir des faisceaux d'ions. Un exemple d'image ainsi obtenue est reportée sur la figure 3.2 du chapitre 3.

B.1.2 Analyse des données

Pour analyser les données ainsi recueillies, nous avons reproduit les paraboles théoriques de la manière la plus précise possible. Pour ce faire, nous avons utilisé le code SIMION [127] permettant de simuler le parcours d'un faisceau d'ions de caractéristiques données au sein de l'ensemble du détecteur, comprenant les aimants, les plaques électriques mais aussi l'ensemble de la structure (enceinte, vis etc...). Sur la figure B.2, on

représente en regard le plan du montage de la parabole de Thomson et sa reconstruction dans le code SIMION. Nous avons ainsi abouti à un jeu d'équations correspondant aux paraboles décrites par chaque famille ionique.

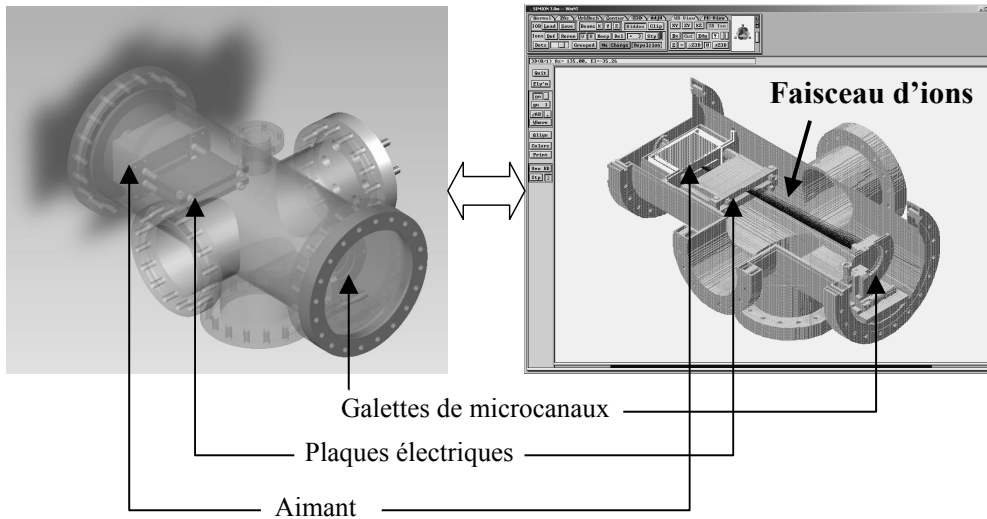


FIG. B.2 – Images de la parabole de Thomson : plan 3D du montage issu du logiciel CATIA (à gauche) et simulation du parcours d'un faisceau d'ions dans ce dispositif grâce au code Simion (à droite).

A partir de là, nous avons mis au point un programme LABVIEW pour l'analyse de l'ensemble de nos données dont l'interface est reportée sur la figure B.3.

En superposant les paraboles théoriques à l'image du détecteur, on peut, pour chaque famille ionique extraire les spectres en tenant compte du bruit sur le détecteur et de la largeur de chacune des paraboles (le signal est intégré sur l'ensemble du trait de la parabole). En sortie, les informations enregistrées concernent :

- l'énergie maximale
- le nombre de particules
- l'énergie contenue dans le faisceau de particules
- l'ensemble du spectre

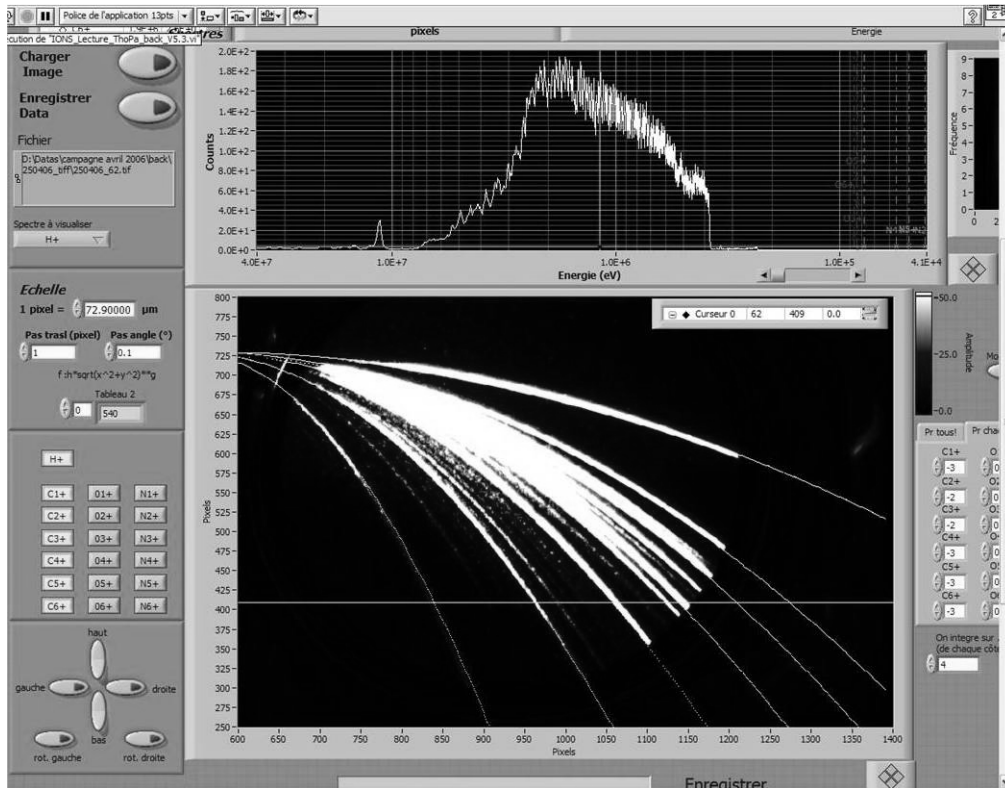


FIG. B.3 – Interface graphique du programme LABVIEW destiné à l’analyse des données obtenues sur les paraboles de Thomson.

B.1.3 Calibration

La dernière étape de ce traitement des données consiste à calibrer les spectres obtenus afin de remonter à un nombre de particules détectées. En effet, les détecteurs que nous avons utilisés (galettes de microcanaux) ont fait l’objet de différentes études de calibration [78, 79, 34] mais, toutes restreintes à des énergies incidentes de particules bien inférieures (\sim keV) à celles que nous avons détectées (\sim MeV).

Comme nous l’avons mentionné dans le chapitre 3, nous avons donc procédé à une expérience de calibration sur l’accélérateur Tandem d’Orsay (Institut de Physique Nucléaire). Les galettes de microcanaux couplées à un écran phosphore était irradiée par un faisceau d’ions (protons et ions carbone C3+, C4+ et C5+) à différentes énergies et flux ($\sim 3 \times 10^4$ à 3×10^5 cm⁻².s⁻¹). Le signal recueilli par une caméra en sortie en fonction de l’ensemble de ces paramètres est reporté sur la figure B.4.

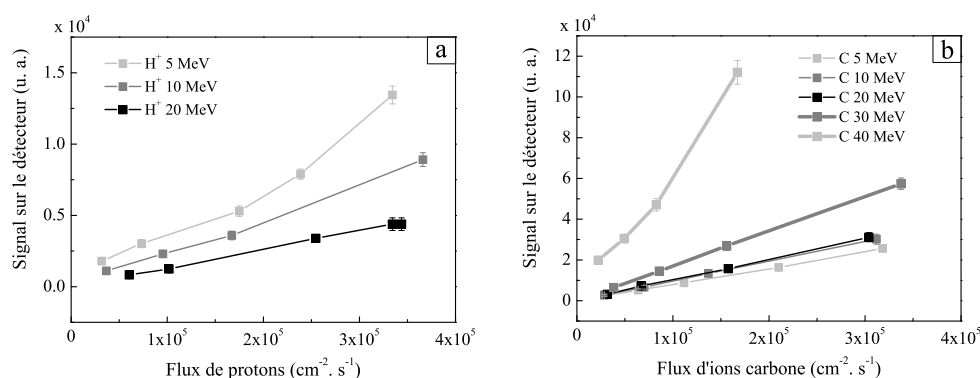


FIG. B.4 – Résultats de l'expérience de calibration : signal sur les galettes microcanaux en fonction du flux de particules pour différentes énergies de protons (a.) et d'ions carbone (b.). Sur la figure b., tous les états chargés sont confondus puisque aucune influence de la charge de la particule n'a été observée.

Cette expérience met clairement en évidence que dans ces conditions, la réponse du détecteur est une fonction fortement dépendante de l'énergie et de la masse de la particule incidente. On note de plus, que le signal croît pour une énergie d'ion carbone croissante et à l'inverse décroît pour une énergie de protons croissante. Il semble donc que suivant la pénétration de la particule à l'intérieur du détecteur, la réponse de celui-ci puisse être altérée de façon importante.

Cette expérience de calibration a été principalement menée dans l'optique des expériences futures sur la nouvelle installation laser actuellement disponible au CEA Saclay ($E = 2$ J, $\tau_0 = 25$ fs, $\sim 10^{20}$ W/cm²) pour laquelle on prévoit d'atteindre des énergies de protons > 5 MeV [90]. Pour cette raison, les énergies disponibles sur l'accélérateur d'Orsay se trouvent dans des gammes d'énergie adéquates. Cependant, les expériences présentées dans ce manuscrit ont permis de générer des faisceaux de protons d'énergie maximale de l'ordre de 6 MeV et des ions carbone allant jusqu'à environ 12 MeV. Pour calibrer ces résultats nous n'avons donc pas pu directement utiliser les résultats de l'expérience de calibration présentés ici.

Nous avons donc entamé un travail, actuellement en cours, destiné à reproduire la réponse des galettes de microcanaux pour la gamme d'énergies explorées expérimentalement afin de l'étendre à une gamme plus large. Outre la correction de nos spectres, cette étude permettra à terme une

calibration précise en fonction de l'énergie, de la masse de la particule et des caractéristiques des galettes de microcanaux utilisées.

Le principe de l'étude que nous avons entamée est le suivant. Une galette de microcanaux est un détecteur composé de canaux amplificateurs parallèles les uns aux autres. Lorsqu'une particule dépose une certaine quantité d'énergie sur la paroi de ces canaux, elle génère des électrons primaires qui vont être accélérés par le champ électrique appliqué de part et d'autre de la galette. Ces électrons, lors de leur propagation vers l'intérieur du détecteur vont donc générer d'autres électrons, appelés électrons secondaires. Pour augmenter le gain du détecteur, en évitant un phénomène de saturation ([128, 129]), Colson et al ont proposé une configuration faisant intervenir un empilement deux galettes, en "chevron" (voir figure B.5), configuration que nous avons utilisée.

La principale différence entre les études publiées sur la calibration de tels détecteurs et le travail que nous présentons ici est due aux importantes énergies des ions incidents : si un ion est suffisamment énergétique pour traverser un canal et déboucher dans le suivant, voire traverser entièrement le détecteur, des cascades électroniques seront déclenchées dans un grand nombre de canaux. La réponse des galettes va donc dépendre de la profondeur de pénétration de l'ion considéré.

Nous avons donc mis au point un algorithme tenant compte principalement des facteurs suivants :

- le dépôt d'énergie sur les parois de chaque canal (calculé grâce au code Monte Carlo SRIM [85])
- le nombre d'électrons secondaires suivant la position à laquelle a été généré l'électron primaire (plus l'électron primaire est généré profondément dans la galette, moins le nombre d'électrons secondaires sera important) : le gain est évalué suivant $\exp(G \times L/d)$ où G est un paramètre dépendant des caractéristiques de la galette donné par le constructeur, L la longueur du canal et d son diamètre

A terme, cette calibration nous permettra donc de corriger l'ensemble des spectres d'ions que nous avons obtenus durant les expériences menées sur le laser UHI10 et de prévoir la réponse du détecteur suivant les caractéristiques du faisceau incident et des galettes de microcanaux (épaisseur, diamètre, tension...).

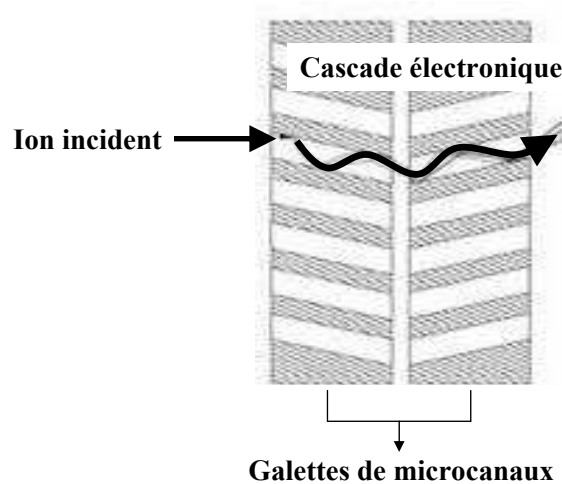


FIG. B.5 – Schéma de principe du fonctionnement d'une galette de microcanaux.

B.2 Spectromètre à films radiochromiques

B.2.1 Principe général et caractéristiques du diagnostic

Le spectromètre que nous avons mis au point est décrit dans le chapitre 3. Nous rappelons ici que celui-ci fonctionne à base de films radiochromiques (RCF) HD810 protégés d'une feuille d'aluminium d'épaisseur choisie (voir figure B.6). Un film radiochromique contient une couche active qui devient bleue lorsqu'un ion y dépose son énergie. Le dépôt d'énergie d'un ion dans la matière étant relativement localisé et fonction de son énergie incidente (voir figure B.7), chaque RCF détectera une tranche donnée de la distribution énergétique des protons.

Dans l'expérience, deux films sont soumis à chaque tir au faisceau de protons émis en face avant et face arrière de la cible. Ainsi deux jeux de 6 films sont utilisés pour décrire l'ensemble du spectre.

B.2.2 Analyse des données

Pour analyser ces données, nous avons mis au point un programme permettant de reconstruire les spectres en énergie. L'algorithme utilisé [130] exploite le pouvoir d'arrêt d'ion dans la matière et donne la possibilité de remonter à l'énergie déposée dans le film en tenant compte de l'ensemble

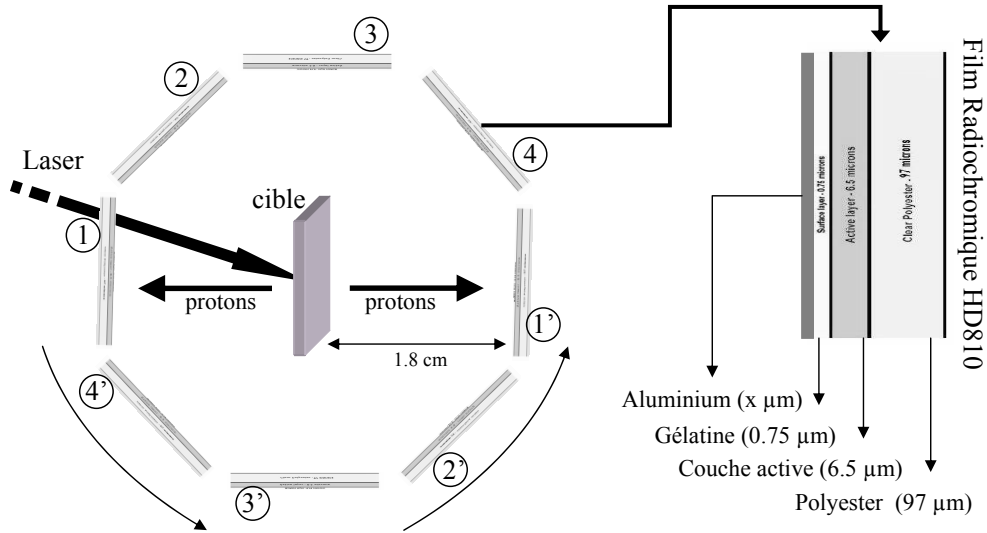


FIG. B.6 – Représentation schématique du spectromètre à protons. A base de films radiochromiques (HD810), il permet de détecter la distribution spatiale en énergie de protons d’une énergie allant de 0.46 à 1.9 MeV. Chaque film est recouvert d’une feuille d’aluminium d’une épaisseur x choisie. Les films (1 ; 2 ; 3 ; 4) sont destinés à la face avant et les films (1’ ; 2’ ; 3’ ; 4’) à la face arrière. Par souci de clarté, seuls 8 films sont représentés ici alors que nous avons disposé deux jeux de 12 films dans l’expérience. Le laser étant incident sur la cible avec un angle de 45° dans nos expériences, sa propagation n’est pas gênée par la présence du film radiochromique.

des énergies contenues dans le spectre.

Pour reconstruire la fonction de distribution spatiale en énergie des protons, on exprime la densité surfacique déposée dans le $k^{\text{ième}}$ film au point (x, y) de la façon suivante :

$$S_k \sim \int_0^\infty R(E, z_k) f(E) dE$$

où S_k représente la densité d’énergie déposée au point (x, y) du $k^{\text{ième}}$ film, $R(E, z_k)$ le pouvoir d’arrêt en $z = z_k$ (au milieu de la couche active), $f(E)$ la fonction de distribution en énergie des protons au point (x, y) .

Le pouvoir d’arrêt est calculé grâce à l’équation de Bethe et Bloch

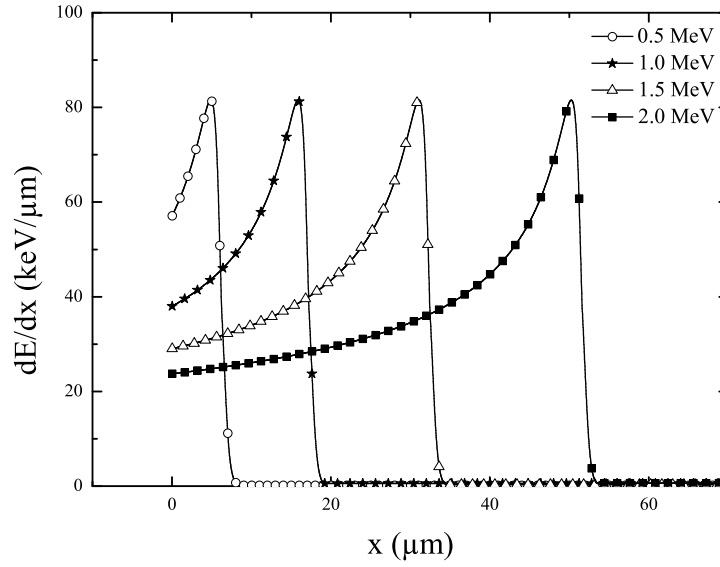


FIG. B.7 – Profil du pouvoir d'arrêt d'un proton incident sur une cible de Mylar ($\rho = 1.397 \text{ g/cm}^3$) d'énergie (0.5 ; 1 ; 1.5 ; 2) MeV (Pic de Bragg).

[81], en accord avec les résultats obtenus de SRIM [85] :

$$-\frac{dE}{dx} = 2\pi N_a r_e^2 m_e c^2 \rho \frac{Z}{A} \frac{z^2}{\beta^2} \left[\ln \left(\frac{2m_e \gamma^2 v^2 W_{max}}{I^2} \right) - 2\beta^2 - \delta - 2\frac{C}{Z} \right]$$

sachant que :

$$W_{max} = \frac{2m_e c^2 (\beta\gamma)^2}{1 + 2\frac{m_e}{M} \sqrt{1 + (\beta\gamma)^2} + \left(\frac{m_e}{M}\right)^2}$$

et r_e est le rayon classique de l'électron, Z le numéro atomique de la cible, A son poids atomique, ρ sa densité, I le potentiel d'ionisation, δ un terme correctif de "densité" [85], z le numéro atomique du projectile, v sa vitesse, C le terme correctif de "shell" [85], $\beta = v/c$ et $\gamma = 1/\sqrt{1 - \beta^2}$.

On modélise ensuite la fonction de distribution $f(E)$ par une somme de fonctions triangle pondérées chacune par un coefficient N_{pi} . Ce coefficient représente alors le nombre de protons d'énergie E_i . Cet échantillon d'énergies sur lequel sera discrétisée la fonction de distribution correspond aux énergies associées à chaque film radiochromique. On a donc :

$$f(E) = \sum_{i=0}^N N_{pi} g_i(E) \quad \text{avec} \quad g_i(E) = \begin{cases} \frac{E - E_{i-1}}{E_i - E_{i-1}} & \text{si } E_{i-1} < E \leq E_i \\ \frac{E_{i+1} - E}{E_{i+1} - E_i} & \text{si } E_i < E \leq E_{i+1} \end{cases}$$

On peut alors définir une matrice M_{ki} telle que $S_k = M_{ki}N_{pi}$:

$$M_{ki} = \sum_{i=0}^N R(E, z_k) dE \begin{cases} \frac{E-E_{i-1}}{E_i-E_{i-1}} \\ \frac{E_{i+1}-E}{E_{i+1}-E_i} \end{cases}$$

Enfin, M_{ki} dépendant uniquement des paramètres de l'expérience et S_k étant issu de données expérimentales, on peut en résolvant le système remonter aux valeurs de N_{pi} et ainsi reconstruire la distribution énergétique des protons.

Les spectres présentés dans ce manuscrit ont été obtenus par cette méthode de reconstruction et la matrice S_k , correspondant à l'énergie déposée dans le film k , est déduite des films radiochromiques par une calibration fournie par le Laboratoire pour l'Utilisation des Lasers Intenses (LULI, Ecole Polytechnique).

Bibliographie

- [1] F. Begay and D. W. Forslund. Acceleration of multi-species ions in CO₂ laser-produced plasmas : experiments and theory. *Physics of Fluids*, 25 :1675, 1982.
- [2] P. Maine, D. Strickland, P. Dabo, M. Pessot, and G. Mourou. Generation of ultrahigh peak power pulses by chirped pulse amplification. *IEEE J. Quant. Elec.*, 24 :398, 1988.
- [3] D. Strickland and G. Mourou. Compression of amplified chirped optical pulses. *Optics Communications*, 56 :219, 1985.
- [4] A. Modena, Z. Najmudin, A. E. Dangor, C. E. Clayton, K. A. Marsh, C. Joshi, V. Malka, C. B. Darrow, C. Danson, D. Neely, and F. N. Walsh. Electron acceleration from the breaking of electron plasma waves. *Nature*, 377 :606, 1995.
- [5] J. Faure, Y. Glinec, A. Pukhov, S. Kiselev, S. Gordienko, E. Lefebvre, J.-P. Rousseau, F. Burgy, and V. Malka. A laser-plasma accelerator producing monoenergetic electron beams. *Nature*, 431 :541, 2004.
- [6] R. A. Snavely, M. H. Key, S. P. Hatchett, T. E. Cowan, M. Roth, T. W. Phillips, M. A. Stoyer, E. A. Henry, T. C. Sangster, M. S. Singh, S. C. Wilks, A. MacKinnon, A. Offenberger, D. M. Pennington, K. Yasuike, A. B. Langdon, B. F. Lasinski, J. Johnson, M. D. Perry, and E. M. Campbell. Intense high-energy proton beams from petawatt-laser irradiation of solids. *Physical Review Letters*, 85 :2945, 2000.
- [7] E. L. Clark, K. Krushelnick, J. R. Davies, M. Zepf, M. Tatarakis, F. N. Beg, A. Machacek, P. A. Norreys, M. I. K. Santala, I. Watts, and A. E. Dangor. Measurements of energetic proton transport through magnetized plasma from intense laser interactions with solids. *Physical Review Letters*, 84 :670, 2000.
- [8] F. Quéré, C. Thaury, P. Monot, S. Dobosz, Ph. Martin, J.-P. Geindre, and P. Audebert. Coherent wake emission of high-order harmonics from overdense plasmas. *Physical Review Letters*, 96 :125004, 2006.

-
- [9] B. Dromey, S. Kar, C. Bellei, D. C. Carroll, R. J. Clarke, J. S. Green, S. Kneip, K. Markey, S. R. Nagel, P. T. Simpson, L. Willingale, P. McKenna, D. Neely, Z. Najmudin, K. Krushelnick, P. A. Norreys, and M. Zepf. Bright multi-keV harmonic generation from relativistically oscillating plasma surfaces. *Physical Review Letters*, 99 :085001, 2007.
- [10] S. J. Gitomer, R. D. Jones, F. Begay, A. W. Ehler, J. F. Kephart, and R. Kristal. Fast ions and hot electrons in the laser-plasma interaction. *Physics of Fluids*, 29 :2679, 1986.
- [11] A. P. Fews, P. A. Norreys, F. N. Beg, A. R. Bell, A. E. Dangor, C. N. Danson, P. Lee, and S. J. Rose. Plasma ion emission from high intensity picosecond laser pulse interactions with solid targets. *Physical Review Letters*, 73 :1801, 1994.
- [12] B. M. Hegelich, B. Albright, P. Audebert, A. Blazevic, E. Brambrink, J. Cobble, T. Cowan, J. Fuchs, J. C. Gauthier, C. Gautier, M. Geissel, D. Habs, R. Johnson, S. Karsch, A. Kemp, S. Letzring, M. Roth, U. Schramm, J. Schreiber, K. J. Witte, and J. C. Fernandez. Spectral properties of laser-accelerated mid-Z MeV/u ion beams. *Physics of Plasmas*, 12 :056314, 2005.
- [13] A. Maksimchuk, S. Gu, K. Flippo, and D. Umstadter. Forward ion acceleration in thin films driven by a high-intensity laser. *Physical Review Letters*, 84 :4108, 2000.
- [14] S. C. Wilks, A. B. Langdon, T. E. Cowan, M. Roth, M. Singh, S. Hatchett, M. H. Key, D. Pennington, A. MacKinnon, and R. A. Snavely. Energetic proton generation in ultra-intense laser–solid interactions. *Physics of Plasmas*, 8 :542, 2001.
- [15] S. P. Hatchett, C. G. Brown, T. E. Cowan, E. A. Henry, J. S. Johnson, M. H. Key, J. A. Koch, A. B. Langdon, B. F. Lasinski, R. W. Lee, A. J. Mackinnon, D. M. Pennington, M. D. Perry, T. W. Phillips, M. Roth, T. C. Sangster, M. S. Singh, R. A. Snavely, M. A. Stoyer, S. C. Wilks, and K. Yasuie. Electron, photon, and ion beams from the relativistic interaction of petawatt laser pulses with solid targets. *Physics of Plasmas*, 7 :2076, 2000.
- [16] J. E. Crow, P. L. Auer, and J. E. Allen. The expansion of a plasma into a vacuum. *Journal of Plasmas Physics*, 14 :65, 1975.
- [17] A. V. Gurevich, L. V. Pariiskaya, and L. P. Pitaevskii. Self-similar motion of rarefied plasma. *Soviet Physics JETP*, 22 :449, 1966.

-
- [18] L. O. Silva, M. Marti, J. R. Davies, and R. A. Fonseca. Proton shock acceleration in laser-plasma interactions. *Physical Review Letters*, 92 :015002, 2004.
- [19] T. V. Liseikina and A. Macchi. Features of ion acceleration by circularly polarized laser pulses. *Applied Physics Letters*, 91 :171502, 2007.
- [20] L. Yin, B. J. Albright, B. M. Hegelich, K. J. Bowers, K. A. Flippo, T. J. T. Kwan, and J. C. Fernández. Monoenergetic and GeV ion acceleration from the laser breakout afterburner using ultrathin targets. *Physics of Plasmas*, 14 :056706, 2007.
- [21] M. D. Perry, D. Pennington, B. C. Stuart, G. Tietbohl, J. A. Britten, C. Brown, S. Herman, B. Golick, M. Kartz, J. Miller, H. T. Powell, M. Vergino, and V. Yanovsky. Petawatt laser pulses. *Optics Letters*, 24 :160, 1999.
- [22] M. Borghesi, A. J. MacKinnon, D. H. Campbell, D. G. Hicks, S. Kar, P. K. Patel, D. Price, L. Romagnani, A. Schiavi, and O. Willi. Multi-MeV proton source investigations in ultraintense laser-foil interactions. *Physical Review Letters*, 92 :055003, 2004.
- [23] T. E. Cowan, J. Fuchs, H. Ruhl, A. Kemp, P. Audebert, M. Roth, R. Stephens, I. Barton, A. Blazevic, E. Brambrink, J. Cobble, J. Fernández, J. C. Gauthier, M. Geissel, M. Hegelich, J. Kaae, S. Karsch, G. P. Le Sage, S. Letzring, M. Manclossi, S. Meyroneinc, A. Newkirk, H. Pépin, and N. Renard-LeGalloudec. Ultralow emittance, multi-MeV proton beams from a laser virtual-cathode plasma accelerator. *Physical Review Letters*, 92 :204801, 2004.
- [24] M. Roth, T. E. Cowan, M. H. Key, S. P Hatchett, C. Brown, W. Fountain, J. Johnson, D. M. Pennington, R. A. Snavely, S. C. Wilks, K. Yasuike, H. Ruhl, R. Pegoraro, S. V. Bulanov, E. M. Campbell, M. D. Perry, and H. Powell. Fast ignition by intense laser-accelerated proton beams. *Physical Review Letters*, 86 :436, 2001.
- [25] A. J. Kemp, J. Fuchs, Y. Sentoku, V. Sotnikov, M. Bakeman, P. Antici, and T. E. Cowan. Emittance growth mechanisms for laser-accelerated proton beams. *Physical Review E*, 75 :056401, 2007.
- [26] A. J. MacKinnon, P. K. Patel, M. Borghesi, R. C. Clarke, R. R. Freeman, H. Habara, S. P. Hatchett, D. Hey, D. G. Hicks, S. Kar, M. H. Key, J. A. King, K. Lancaster, D. Neely, A. Nikkro, P. A. Norreys, M. M. Notley, T. W. Phillips, L. Romagnani, R. A. Snavely, R. B. Stephens, and R. P. J. Town. Proton radiography of a laser-driven implosion. *Physical Review Letters*, 97 :045001, 2006.

- [27] M. Borghesi, D. H. Campbell, A. Schiavi, M. H. Haines, O. Willi, A. J. MacKinnon, P. Patel, L. A. Gizzi, M. Galimberti, R. J. Clarke, F. Pergoraro, H. Ruhl, and S. Bulanov. Electric field detection in laser-plasma interaction experiments via the proton imaging technique. *Physics of Plasmas*, 9 :2214, 2002.
- [28] A. J. Mackinnon, P. K. Patel, R. P. Town, M. J. T. Phillips, S. C. Lerner, D. W. Price, D. Hicks, M. H. Key, S. Hatchett, S. C. Wilks, M. Borghesi, L. Romagnani, S. Kar, T. Toncian, G. Pretzler, O. Willi, M. Koenig, E. Martinolli, S. Lepape, A. Benuzzi-Mounaix, P. Audebert, J. C. Gauthier, J. King, R. Snavely, R.R. Freeman, and T. Boehlly. Proton radiography as an electromagnetic field and density perturbation diagnostic. *Review of Scientific Instruments*, 75 :3531, 2004.
- [29] S. V. Bulanov, T. Zh. Esirkepov, V. S. Khoroshkov, A. V. Kuznestov, and F. Pergoraro. Oncological hadrontherapy with laser ion accelerators. *Physics Letters A*, 299 :240, 2002.
- [30] E. Lefebvre, E. D’Humières, S. Fritzler, and V. Malka. Numerical simulation of isotope production for positron emission tomography with laser-accelerated ions. *Journal of Applied Physics*, 100 :113308, 2006.
- [31] P. K. Patel, A. J. MacKinnon, M. H. Key, T. E. Cowan, M. E. Ford, M. Allen, D. F. Price, H. Ruhl, P. T. Springer, and R. Stephens. Isochoric heating of solid-density matter with an ultrafast proton beam. *Physical Review Letters*, 91 :125004, 2003.
- [32] U. Amaldi. Cancer therapy with particle accelerators. *Nuclear Physics A*, 654 :375, 1999.
- [33] B. M. Hegelich, B. J. Albright, J. Cobble, K. Flippo, S. Letzring, M. Paffett, H. Ruhl, J. Schreiber, R. K. Schulze, and J. C. Fernández. Laser acceleration of quasi-monoenergetic MeV ion beams. *Nature*, 439 :441, 2006.
- [34] H. Schwoerer, S. Pfotenhauer, O. Jackel, K. U. Amthor, B. Liesfeld, W. Ziegler, R. Sauerbrey, K. W. D. Ledingham, and T. Esirkepov. Laser-plasma acceleration of quasi-monoenergetic protons from microstructured targets. *Nature*, 439 :445, 2006.
- [35] X. Zhang, B. Shen, X. Li, Z. Jin, and F. Wang. Multistaged acceleration of ions by circularly polarized laser pulse : Monoenergetic ion beam generation. *Physics of Plasmas*, 14 :073101, 2007.
- [36] T. Toncian, M. Borghesi, J. Fuchs, E. D’Humières, P. Antici, P. Audebert, E. Brambrink, C. A. Cecchetti, A. Pipahl, L. Romagnani, and O. Willi. Ultrafast laser-driven microlens to focus and energy-select mega-electron volt protons. *Science*, 312 :410, 2006.

-
- [37] M. Kaluza, J. Schreiber, M. I. K. Santala, G. D. Tsakiris, K. Eidmann, J. Meyer ter Vehn, and K. J. Witte. Influence of the laser prepulse on proton acceleration in thin-foil experiments. *Physical Review Letters*, 93 :045003, 2004.
- [38] A. J. MacKinnon, Y. Sentoku, P. K. Patel, D. W. Price, S. Hatchett, M. H. Key, C. Andersen, R. Snavely, and R. R. Freeman. Enhancement of proton acceleration by hot-electron recirculation in thin foils irradiated by ultraintense laser pulses. *Physical Review Letters*, 88 :215006, 2002.
- [39] A. Julien. Génération d'impulsions laser ultra-brèves et ultra-intenses à contraste temporel élevé. *Thèse de Doctorat de l'Ecole Polytechnique*, 2006.
- [40] H. C. Katpeyn, M. M. Murnane, A. Szoke, and R. W. Falcone. Prepulse energy suppression for high-energy ultrashort pulses using self-induced plasma shuttering. *Optics Letters*, 16 :490, 1991.
- [41] S. Backus, H. C. Kapteyn, M.M Murnane, D. M. Gold, H. Nathel, and W. White. Prepulse suppression for high-energy ultrashort pulses using self-induced plasma shuttering from a fluid target. *Optics Letters*, 18 :134, 1993.
- [42] D. M. Gold. Direct measurement of prepulse suppression by use of a plasma shutter. *Optics Letters*, 19 :2006, 1994.
- [43] C. Ziener, P. S. Foster, E. J. Divall, C. J. Hooker, M. H. R. Hutchinson, A. J. Langley, and D. Neely. Specular reflectivity of plasma mirrors as a function of intensity, pulse duration, and angle of incidence. *Journal of Applied Physics*, 93 :768, 2003.
- [44] B. Dromey, S. Kar, M. Zepf, and P. Foster. The plasma mirror—a sub-picosecond optical switch for ultrahigh power lasers. *Review of Scientific Instruments*, 75 :645, 2004.
- [45] G. Doumy. Interaction laser matière à haut flux et fort contraste temporel. *Thèse de Doctorat de l'Ecole Polytechnique*, 2006.
- [46] G. Doumy, F. Quéré, O. Gobert, M. Perdrix, Ph. Martin, P. Audebert, J. C. Gauthier, J. P. Geindre, and T. Wittmann. Complete characterization of a plasma mirror for the production of high-contrast ultraintense laser pulses. *Physical Review E*, 69 :026402, 2004.
- [47] A. Lévy, T. Ceccotti, P. D'Oliveira, F. Réau, M. Perdrix, F. Quéré, P. Monot, M. Bougeard, H. Lagarde, P. Martin, J.P. Geindre, and P. Audebert. Double plasma mirror for ultrahigh temporal contrast ultraintense laser pulses. *Optics Letters*, 32 :310, 2007.

-
- [48] P. Gibbon. *Short Pulse Laser Interactions with Matter*. Imperial College Press, 2005.
- [49] R. J. Goldston and P. H. Rutherford. *Introduction to Plasma Physics*. Institute of Physics Publishing, Bristol and Philadelphia, 1995.
- [50] W. Rozmus and V. T. Tikhonchuk. A model of ultrashort laser pulse absorption in solid targets. *Physics of Plasmas*, 3 :360, 1996.
- [51] T. Y. B. Yang, W. L. Kruer, R. M. More, and A. B. Langdon. Absorption of laser light in overdense plasmas by sheath inverse bremsstrahlung. *Physics of Plasmas*, 2 :3146, 1995.
- [52] J. P. Freidberg, R. W. Mitchell, R. L. Morse, and L. I. Rudinski. Resonant absorption of laser light by plasma targets. *Physical Review Letters*, 28 :795, 1972.
- [53] S. C. Wilks and W. L. Kruer. Absorption of ultrashort, ultra-intense laser light by solids and overdense plasmas. *IEEE J. Quant. Elec.*, 33 :1954, 1997.
- [54] K. Estabrook and W. L. Kruer. Properties of resonantly heated electron distributions. *Physical Review Letters*, 40 :42, 1978.
- [55] D. W. Forslund, J. M. Kindel, and K. Lee. Theory of hot-electron spectra at high laser intensity. *Physical Review Letters*, 39 :284, 1977.
- [56] F. Brunel. Not-so-resonant, resonant absorption. *Physical Review Letters*, 59 :52, 1987.
- [57] W. L. Kruer and K. Estabrook. JxB heating by very intense light. *Physics of Fluids*, 28 :430, 1985.
- [58] B. Quesnel and P. Mora. Theory and simulation of the interaction of ultraintense laser pulses with electrons in vacuum. *Physical Review E*, 58 :3719, 1998.
- [59] E. Lefebvre. Mécanismes d'absorption et d'émission dans l'interaction d'une impulsion laser ultra-intense avec une cible surcritique. *Thèse de doctorat de l'Université de Paris XI Orsay*, 1996.
- [60] J. J. Santos, A. Debayle, Ph. Nicolaï, V. Tikhonchuk, M. Manclossi, D. Batani, A. Guemnie-Tafo, J. Faure, V. Malka, and J. J. Honrubia. Fast-electron transport and induced heating in aluminum foils. *Physics of Plasmas*, 14 :103107, 2007.
- [61] G. D. Tsakiris, K. Eidmann, R. Petsch, and R. Sigel. Experimental studies of the bilateral ion blowoff from the laser irradiated thin plastic foils. *Physical Review Letters*, 46 :1202, 1980.
- [62] P. Mora. Thin-foil expansion into a vacuum. *Physical Review E*, 72 :056401, 2005.

- [63] T. Grismayer. Etude théorique et numérique de l'expansion d'un plasma créée par laser : accélération d'ions à haute énergie. *Thèse de Doctorat de l'Ecole Polytechnique*, 2006.
- [64] J. Fuchs, P. Antici, E. d'Humières, E. Lefebvre, M. Borghesi, E. Brambrink, C. A. Cecchetti, M. Kaluza, V. Malka, M. Manclossi, S. Meyroneinc, P. Mora, J. Schreiber, T. Toncian, H. Pepin, and P. Audebert. Laser-driven proton scaling laws and new paths towards energy increase. *Nature Physics*, 2 :48, 2005.
- [65] P. Mora. Plasma expansion into a vacuum. *Physical Review Letters*, 90 :18, 2003.
- [66] A. J. Mackinnon, M. Borghesi, S. Hatchett, M. H. Key, P. K. Patel, H. Campbell, A. Schiavi, R. Snavely, S. C. Wilks, and O. Willi. Effect of plasma scale length on multi-MeV proton production by intense laser pulses. *Physical Review Letters*, 86 :1769, 2001.
- [67] M. Hegelich, S. Karsch, G. Pretzler, D. Habs, K. Witte, W. Guenther, M. Allen, A. Blazevic, J. Fuchs, J. C. Gauthier, M. Geissel, P. Audebert, T. Cowan, and M. Roth. MeV ion jets from short-pulse-laser interaction with thin foils. *Physical Review Letters*, 89 :085002, 2002.
- [68] J. Fuchs, Y. Sentoku, E. d'Humières, T. E. Cowan, J. Cobble, P. Audebert, A. Kemp, A. Kemp, P. Antici, E. Brambrink, A. Blazevic, E. M. Campbell, J. C. Fernández, J.-C. Gauthier, M. Geissel, M. Hegelich, S. Karsch, H. Popescu, N. Renard-LeGalloudec, M. Roth, J. Schreiber, R. Stephens, and H. Pépin. Comparative spectra and efficiencies of ions laser-accelerated forward from the front and rear surfaces of thin solid foils. *Physics of Plasmas*, 14 :053105, 2007.
- [69] J. Fuchs, P. Antici, E. d'Humières, E. Lefebvre, M. Borghesi, E. Brambrink, C. Cecchetti, T. Toncian, H. Pépin, and P. Audebert. Ion acceleration using high-contrast ultra-intense lasers. *Journal of Physics IV*, 133 :151, 2006.
- [70] J. Denavit. Absorption of high-intensity subpicosecond lasers on solid density targets. *Physical Review Letters*, 69 :3052, 1992.
- [71] E. d'Humières, E. Lefebvre, L. Gremillet, and V. Malka. Proton acceleration mechanisms in high-intensity laser interaction with thin foils. *Physics of Plasmas*, 12 :062704, 2005.
- [72] A. Macchi, F. Cattani, T. V. Liseykina, and F. Cornolti. Laser acceleration of ion bunches at the front surface of overdense plasmas. *Physical Review Letters*, 94 :165003, 2005.

- [73] A. P. L. Robinson, M. Zepf, S. Kar, R. G. Evans, and C. Bellei. Radiation pressure acceleration of thin foils with circularly polarized laser pulses. *New journal of Physics*, 10 :013021, 2008.
- [74] 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 Gloahec, A. Rouyer, Ch. Rubbelynck, V. Tikhonchuk, R. Wrobel, P. Audebert, and C. Rousseaux. Electron and photon production from relativistic laser-plasma interactions. *Nuclear Fusion*, 43 :629, 2003.
- [75] R. Lichters, R. E. W. Pfund, and J. Meyer ter Vehn. Lpic++ a parallel one-dimensional relativistic electromagnetic particle-in-cell-code for simulating laser-plasma-interactions. *Max-Planck Institute für Quantenoptik, Garching, Tech. Rep.*, 225, 1997.
- [76] J. Psikal, V. T. Tikhonchuk, J. Limpouch, A. A. Andreev, and A. V. Brantov. Ion acceleration by femtosecond laser pulses in small multispecies targets. *Physics of Plasmas*, 15 :053102, 2008.
- [77] S. Ter-Avetisyan, M. Schnürer, P. V. Nickles, M. B. Smirnov, W. Sandner, A. Andreev, K. Platonov, J. Psikal, and V. Tikhonchuk. Laser proton acceleration in a water spray target. *Physics of Plasmas*, 15 :083106, 2008.
- [78] G.W. Fraser. The ion detection efficiency of microchannel plates (mcps). *International Journal of Mass Spectrometry*, 215 :13, 2002.
- [79] G. E. Hill. Secondary electron emission and compositional studies on channel plate glass surfaces. *Advances in Electronics and Electron Physics*, 40A :153, 1976.
- [80] <http://www.ispcorp.com>.
- [81] J. F. Ziegler. Stopping of energetic light ions in elemental matter. *Journal of Applied Physics*, 85 :3, 1999.
- [82] J. Fuchs, Y. Sentoku, S. Karsch, J. Cobble, P. Audebert, A. Kemp, A. Nikroo, P. Antici, E. Brambrink, A. Blazevic, E. M. Campbell, J. C. Fernandez, J.-C. Gauthier, M. Geissel, M. Hegelich, H. Pépin, H. Popescu, N. Renard-LeGalloudec, M. Roth, J. Schreiber, R. Stephens, and T. E. Cowan. Comparison of laser ion acceleration from the front and rear surfaces of thin foils. *Physical Review Letters*, 94 :045004, 2005.
- [83] M. Zepf, E. L. Clark, F. N. Beg, R. J. Clarke, A. E. Dangor, A. Gopal, K. Krushelnick, P. A. Norreys, M. Tatarakis, U. Wagner, and M. S. Wei. Proton acceleration from high-intensity laser interactions with thin foil targets. *Physical Review Letters*, 90 :6, 2003.

- [84] E. Brambrink, J. Schreiber, T. Schlege, P. Audebert, J. Cobble, J. Fuchs, M. Hegelich, and M. Roth. Transverse characteristics of short-pulse laser-produced ion beams : A study of the acceleration dynamics. *Physical Review Letters*, 96 :154801, 2006.
- [85] <http://www.srim.org>.
- [86] M. Roth, A. Blazevic, M. Geissel, T. Schlegel, T. E. Cowan, M. Allen, J.-C. Gauthier, P. Audebert, J. Fuchs, J. Meyer ter Vehn, M. Hegelich, S. Karsch, and A. Pukhov. Energetic ions generated by laser pulses : A detailed study on target properties. *Physical Review Special Topics-Accelerators and Beams*, 5 :061301, 2002.
- [87] I. Spencer, K. W. D. Ledingham, P. McKenna, T. McCanny, R. P. Singhal, P. S. Foster, D. Neely, A. J. Langley, E. J. Divall, C. J. Hooker, R. J. Clarke, P. A. Norreys, E. L. Clark, K. Krushelnick, and J. R. Davies. Experimental study of proton emission from 60-fs, 200-mJ high-repetition-rate tabletop-laser pulses interacting with solid targets. *Physical Review E*, 67 :046402, 2003.
- [88] P. McKenna, K. W. D. Ledingham, J. M. Yang, L. Robson, T. McCanny, S. Shimizu, R. J. Clarke, D. Neely, K. Spohr, R. Chapman, R. P. Singhal, K. Krushelnick, M. S. Wei, and P. A. Norreys. Characterization of proton and heavier ion acceleration in ultrahigh-intensity laser interactions with heated target foils. *Physical Review E*, 70 :036405, 2004.
- [89] P. McKenna, F. Lindau, O. Lundh, D. Neely, A. Persson, and C. G. Wahlström. High-intensity laser-driven proton acceleration : influence of pulse contrast. *Phil. Trans. R. Soc. A*, 364 :711, 2006.
- [90] D. Neely, P. Foster, A. Robinson, F. Lindau, O. Lundh, A. Persson, C.-G. Wahlström, and P. McKenna. Enhanced proton beams from ultrathin targets driven by high contrast laser pulses. *Applied Physics Letters*, 89 :021502, 2006.
- [91] P. Antici, J. Fuchs, E. d'Humières, E. Lefebvre, M. Borghesi, E. Brambrink, C. A. Cecchetti, S. Gaillard, L. Romagnani, Y. Sentoku, T. Toncian, O. Willi, P. Audebert, and H. Pépin. Energetic protons generated by ultrahigh contrast laser pulses interacting with ultrathin targets. *Physics of Plasmas*, 14 :030701, 2007.
- [92] Y. Sentoku, T. E. Cowan, A. Kemp, and H. Ruhl. High energy proton acceleration in interaction of short laser pulse with dense plasma target. *Physics of Plasmas*, 10 :2009, 2003.

- [93] Y. Huang, X. Lan, X. Duan, Z. Tan, N. Wang, Y. Shi, X. Tang, and Y. He. Hot-electron recirculation in ultraintense laser pulse interactions with thin foils. *Physics of Plasmas*, 14 :103106, 2007.
- [94] J. Fuchs, T. E. Cowan, P. Audebert, H. Ruhl, L. Gremillet, A. Kemp, M. Allen, A. Blazevic, J.-C. Gauthier, M. Geissel, M. Hegelich, S. Karsch, P. Parks, M. Roth, Y. Sentoku, R. Stephen, and E.M. Campbell. Spatial uniformity of laser-accelerated ultrahigh-current MeV electron propagation in metals and insulators. *Physical Review Letters*, 91 :255002, 2003.
- [95] P. Antici. Laser-acceleration of high energy short proton beams and applications. *Thèse de Doctorat de l'Ecole Polytechnique*, 2007.
- [96] Z. M. Sheng, Y. Sentoku, K. Mima, J. Zhang, W. Yu, and J. Meyer ter Vehn. Angular distributions of fast electrons, ions and bremsstrahlung x/ γ -rays in intense laser interaction with solid targets. *Physical Review Letters*, 85 :5340, 2000.
- [97] Y. Sentoku, H. Ruhl, K. Mima, R. Kodama, K. A. Tanaka, and Y. Kishimoto. Plasma jet formation and magnetic-field generation in the intense laser plasma under oblique incidence. *Physics of Plasmas*, 6 :2855, 1999.
- [98] Y. Oishi, T. Nayuki, T. Fujii, Y. Takizawa, X. Wang, T. Yamazaki, K. Nemoto, T. Sekiya, K. Horioka, and A. A. Andreev. Measurement of source profile of proton beams generated by ultraintense laser pulses using a thomson mass spectrometer. *Journal of Applied Physics*, 97 :104906, 2005.
- [99] S. C. Wilks, W. L. Kruer, M. Tabak, and A. B. Langdon. Absorption of ultra-intense laser pulses. *Physical Review Letters*, 69 :1383, 1992.
- [100] A. Fukumi, M. Nishiuchi, H. Daido, Z. Li, A. Sagisaka, K. Ogura, S. Orimo, M. Kado, Y. Hayashi, M. Mori, S. V. Bulanov, T. Esirkepov, K. Nemoto, Y. Oishi, T. Nayuki, T. Fujii, A. Noda, and S. Nakamura. Laser polarization dependence of proton emission from a thin foil target irradiated by a 70 fs, intense laser pulse. *Physics of Plasmas*, 12 :100701, 2005.
- [101] S. Augst, D. D. Meyerhofer, D. Strickland, and S. L. Chint. Laser ionization of noble gases by coulomb-barrier suppression. *Journal of the Optical Society of America B*, 8 :858, 1991.
- [102] D. Bauer and P. Mulser. Exact field ionization rates in the barrier-suppression regime from numerical time-dependent Schrödinger-equation calculations. *Physical Review A*, 59 :569, 1999.

- [103] V. T. Tikhonchuk. Interaction of a beam of fast electrons with solids. *Physics of Plasmas*, 9 :1416, 2002.
- [104] G. S. Voronov. A practical fit formula for ionization rate coefficient of atoms and ions by electron impact : $Z = 1 - 28$. *Atomic Data and Nuclear Data Tables*, 65 :1, 1997.
- [105] J. Schreiber, M. Kaluza, F. Grüner, U. Schramm, B. M. Hegelich, J. Cobble, M. Geissler, E. Brambrink, J. Fuchs, P. Audebert, D. Habs, and K. Witte. Source-size measurements and charge distributions of ions accelerated from thin foils irradiated by high-intensity laser pulses. *Applied Physics B*, 79 :1041, 2004.
- [106] P. McKenna, D. C. Carroll, R. J. Clarke, R. G. Evans, K. W. D. Ledingham, F. Lindau, O. Lundh, T. McCanny, D. Neely, A. P. L. Robinson, L. Robson P. T. Simson, C. G. Wahlström, and M. Zepf. Lateral electron transport in high-intensity laser-irradiated foils diagnosed by ion emission. *Physical Review Letters*, 98 :145001, 2007.
- [107] S. Ter-Avetisyan and P. V. Nickles. Ion acceleration at the front and rear surfaces of thin foils with high-intensity 40-fs laser pulses. *JETP Letters*, 83 :206, 2006.
- [108] T. Fujii, Y. Oishi, T. Nayuki, Y. Takizawa, K. Nemoto, T. Kayoiji, K. Horioka, Y. Okano, Y. Hironaka, K. G. Nakamura, and K. Kondo. MeV-order proton and carbon ion acceleration by irradiation of 60 fs tw laser pulses on thin copper tape. *Applied Physics Letters*, 83 :1524, 2003.
- [109] E. Lefebvre and G. Bonnaud. Nonlinear electron heating in ultrahigh-intensity-laser-plasma interaction. *Physical Review E*, 55 :1011, 1997.
- [110] J. Fuchs, C. A. Cecchetti, M. Borghesi, T. Grismayer, E. d’Huimères, P. Antici, S. Atzeni, P. Mora, A. Pipahl, L. Romagnani, A. Schiavi, Y. Sentoku, T. Toncian, P. Audebert, and O. Willi. Laser-foil accelerated of high-energy protons in small-scale plasma gradients. *Physical Review Letters*, 99 :015002, 2007.
- [111] T. Grismayer and P. Mora. Influence of a finite initial ion density gradient on plasma expansion into a vacuum. *Physics of Plasmas*, 13 :032103, 2006.
- [112] C. Sack et H. Schamel. Plasma expansion into vacuum-a hydrodynamic approach. *Physics Reports*, 156 :311, 1987.
- [113] M. Tabak, J. Hammer, M. E. Glinsky, W. L. Kruer, S. C. Wilks, J. Woodworth, E. M. Campbell, M. D. Perry, and R. J. Mason. Ignition and high gain with ultrapowerful lasers. *Physics of Plasmas*, 1 :1626, 1994.

- [114] L. Willingale, S. P. D. Mangles, P. M. Nilson, R. J. Clarke, A. E. Dangor, M. C. Kaluza, S. Karsch, K. L. Lancaster, W. B. Mori, Z. Najmudin, J. Schreiber, A. G. R. Thomas, M. S. Wei, and K. Krushelnick. Collimated multi-MeV ion beams from high-intensity laser interactions with underdense plasma. *Physical Review Letters*, 96 :245002, 2006.
- [115] J. Itatani, J. Faure, M. Nantel, G. Mourou, and S. Watanabe. Suppression of the amplified spontaneous emission in chirped-pulse-amplification lasers by clean high-energy seed-pulse injection. *Optics Communications*, 148 :70, 1998.
- [116] A. Jullien, O. Albert, F. Burgy, G. Hamoniaux, J.P. Rousseau, J.P. Chambaret, F. Augé-Rochereau, G. Chériaux, J. Etchepare, N. Minikovski, and S.M. Saltiel. 10^{-10} temporal contrast for femtosecond ultraintense lasers by cross-polarized wave generation. *Optics Letters*, 30 :920, 2005.
- [117] M. Ramaswamy, M. Ulman, J. Paye, and J.G. Fujimoto. Cavity-dumped femtosecond kerr-lens mode-locked Ti :Al₂O₃ laser. *Optics Letters*, 18 :1822, 1993.
- [118] M. S. Pshenichnikov, W. P. de Boeij, and D. A. Wiersma. Generation of 13-fs, 5-mw pulses from a cavity-dumped ti :sapphire laser. *Optics Letters*, 19 :572, 1994.
- [119] G. N. Gibson, F. Gibson R. Klank, and B. E. Bouma. Electro-optically cavity-dumped ultrashort-pulse ti :sapphire oscillator. *Optics Letters*, 21 :1055, 1996.
- [120] A. M. Kowalewicz, A. Tucay Zare, F. X. Kartner, J. G. Fujimoto, S. Dewald, U. Morgner, V. Scheuer, and G. Angelow. Generation of 150 nj pulses from a multiple-pass cavity kerr-lens mode-locked Ti :Al₂O₃ oscillator. *Optics Letters*, 28 :1597, 2003.
- [121] Th. Oksenhender. last sharp meeting, MBI, Berlin. Avril 2004.
- [122] R. Butkus, R. Danielius, A. Dubietis, A. Piskarskas, and A. Stabinis. Progress in chirped pulse optical parametric amplifiers. *Applied Physics B : Lasers and Optics*, 79 :693, 2004.
- [123] A. Jullien, F. Augé-Rochereau, G. Chériaux, J. P. Chambaret, P. d'Oliveira, T. Auguste, and F. Falcoz. High-efficiency, simple setup for pulse cleaning at the millijoule level by nonlinear induced birefringence. *Optics Letters*, 29 :2184, 2005.
- [124] D. Homoelle, A. L. Gaeta, V. Yanovsky, and G. Mourou. Pulse contrast enhancement of high-energy pulses by use of gas-filled hollow waveguide. *Optics Letters*, 27 :1646, 2002.

-
- [125] U. Teubner, G. Pretzler, T. Schegel, K. Eidmann, E. Forster, and K. Witte. Anomalies in high-order harmonic generation at relativistic intensities. *Physical Review A (Atomic Molecular, and Optical Physics)*, 67 :013816, 2003.
- [126] E. Woryna, P. Parys, J. Wolowski, and W. Mroz. Corpuscular diagnostics and processing methods applied in investigations of laser-produced plasma as a source of highly ionized ions. *Laser and Particle beams*, 14 :293, 1996.
- [127] <http://www.simion.com/>.
- [128] W. B. Colson, J. McPherson, and F. T. King. High-gain imaging electron multiplier. *Review of scientific instruments*, 12 :44, 1973.
- [129] C.F. Hendee and K.C. Schmidt. Continuous channel electron multiplier operated in the pulse saturated mode. *IEEE*, 13 :100, 1966.
- [130] E. Breschi, M. Borghesi, M. Galimberti, D. Giulietti, L.A. Gizzi, and L. Romagnani. A new algorithm for spectral and spatial reconstruction of proton beams from dosimetric measurements. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 522 :190, 2004.

Table des figures

| | | |
|-----|--|----|
| 1.1 | Représentation schématique d'une chaîne laser CPA typique et des sources principales de la dégradation du contraste temporel | 12 |
| 1.2 | Schémas de principe d'un étireur à réseau et d'un compresseur à réseau | 13 |
| 1.3 | Mesure expérimentale du contraste du laser UHI10 | 15 |
| 1.4 | Schéma de principe du phénomène du miroir plasma | 16 |
| 1.5 | Carte 2D des ioscontours de la réflectivité instantanée et des déformations de la surface en fonction de la fluence et la durée d'impulsion | 18 |
| 1.6 | Montage du Double Miroir Plasma | 19 |
| 1.7 | Représentation schématique des trois positions de la tache focale entre les deux miroirs plasmas | 20 |
| 1.8 | Mesures expérimentales du contraste de l'impulsion du laser UHI10 : sans <i>DMP</i> , avec un simple <i>MP</i> et dans les configurations <i>P2</i> et <i>P3</i> du <i>DMP</i> | 21 |
| 1.9 | Caractérisation de l'impulsion focalisée | 24 |
| 2.1 | Profil de densité d'une cible d'aluminium soumise à la pré-impulsion typique d'un laser ultra-intense | 31 |
| 2.2 | Représentation schématique d'une onde laser en polarisation <i>p</i> en incidence oblique sur un plasma non homogène | 35 |
| 2.3 | Représentation schématique des mécanismes d'accélération d'ions par interaction laser matière | 39 |
| 3.1 | Dispositif expérimental | 52 |
| 3.2 | Images des Paraboles de Thomson | 54 |
| 3.3 | Résultats de l'expérience de calibration | 56 |
| 3.4 | Profil du pouvoir d'arrêt d'un proton d'énergie (0.5; 1; 1.5; 2) MeV, incident sur une cible de Mylar | 57 |
| 3.5 | Représentation schématique du spectromètre à protons | 58 |

| | | |
|------|---|----|
| 3.6 | Mesure expérimentale de E_{max} des protons émis en face arrière en fonction de l'épaisseur de la cible d'aluminium et de Mylar | 65 |
| 3.7 | Représentation schématique de l'influence de l'épaisseur de la cible sur l'accélération des protons en face arrière | 67 |
| 3.8 | Profils de densité et de pression d'une cible d'aluminium soumise à une impulsion laser | 68 |
| 3.9 | Représentation schématique de la propagation du faisceau d'électrons à l'intérieur de la cible | 71 |
| 3.10 | Comparaison des mesures expérimentales de l'énergie maximale des protons en fonction de l'épaisseur de la cible avec l'estimation faite à partir du modèle isotherme | 72 |
| 3.11 | Position du front de l'onde de choc générée par le piédestal du laser UHI10 dans une cible d'aluminium de $30 \mu\text{m}$ d'épaisseur | 73 |
| 3.12 | Position du front de l'onde de choc générée par le piédestal du laser UHI10 dans une cible d'aluminium de 2.7 et 1.35 g/cm^3 . | 74 |
| 3.13 | Mesure expérimentale de E_{max} des protons FWD en fonction de l'épaisseur de la cible de Mylar obtenus en configuration UHC et BC | 76 |
| 3.14 | Mesure expérimentale du nombre relatif de protons FWD en fonction de l'épaisseur de la cible de Mylar obtenus en configuration UHC | 77 |
| 3.15 | Profils de densité d'une cible d'aluminium | 79 |
| 3.16 | Mesure expérimentale de E_{max} des protons FWD en fonction de l'épaisseur de la cible de Mylar obtenus en configuration UHC comparée aux résultats de simulations numériques 2D PIC (CALDER) | 81 |
| 3.17 | Energie maximale des protons (MeV) en fonction du temps (ps) dans la simulation pour différentes épaisseurs de cible . . | 82 |
| 3.18 | Distribution en énergie des protons FWD numérique pour une cible de $0.1 \mu\text{m}$ d'épaisseur | 83 |
| 3.19 | Température de la distribution énergétique des protons FWD numérique en fonction de l'épaisseur de la cible | 83 |
| 3.20 | Distributions en énergie des électrons pour les différentes épaisseurs de cibles et leur température correspondante à $t = 226 - 283 - 340 \text{ fs}$ | 85 |
| 3.21 | Cartes de densité des électrons sans et avec tri en énergie. . . | 86 |
| 3.22 | Carte de densité des électrons et profils longitudinal et transverse | 87 |
| 3.23 | Profils longitudinaux et fit des profils transverses pour chaque épaisseur de cible | 88 |
| 3.24 | Représentation schématique du mouvement électronique dans une cible mince et des "gainnes" d'électrons | 91 |

| | | |
|------|--|-----|
| 3.25 | Profil spatial de densité électronique dans les conditions expérimentales de notre installation laser UHI10 | 98 |
| 3.26 | Mesure expérimentale de E_{max} des protons <i>FWD</i> et <i>BWD</i> en fonction de l'épaisseur de la cible de Mylar obtenus en configuration UHC et BC comparée au valeurs numériques issus du code 2D PIC CALDER | 100 |
| 3.27 | Mesure expérimentale du nombre normalisé des protons <i>FWD</i> et <i>BWD</i> en fonction de l'épaisseur de la cible | 101 |
| 3.28 | Distribution en énergie des protons à partir du spectromètre à films radiochromiques | 102 |
| 3.29 | Images de films radiochromiques correspondant à 1.45 ± 0.15 MeV de protons <i>FWD</i> et <i>BWD</i> | 103 |
| 3.30 | Représentation schématique du montage expérimental permettant de caractériser la laminarité des faisceaux de protons . . . | 104 |
| 3.31 | Ombres des grilles imprimées sur les faisceaux de protons <i>FWD</i> et <i>BWD</i> | 104 |
| 3.32 | Représentation schématique de la source de protons | 105 |
| 3.33 | Comparaison du profil de la grille expérimental et reconstruit . | 106 |
| 3.34 | Distributions en énergie des protons <i>FWD</i> et <i>BWD</i> issus d'une cible de 100 nm d'épaisseur | 107 |
| 3.35 | Espaces des phases électronique à différents instants dans la simulation pour une cible d'épaisseur 100 nm | 108 |
| 3.36 | Spectres électroniques en face avant et face arrière de la cible et leur températures correspondantes | 108 |
| 3.37 | Représentation schématique de l'accélération d'ions par interaction laser-feuille mince à ultra-haut contraste suivant le mécanisme du TNSA | 109 |
| 3.38 | Stabilité du signal en termes d'énergie maximale | 110 |
| 3.39 | Représentation schématique de l'impulsion laser en incidence oblique sur une cible en polarisation <i>p</i> et <i>s</i> | 112 |
| 3.40 | Mesure expérimentale de l'énergie maximale des protons <i>FWD</i> et <i>BWD</i> normalisée en fonction de l'angle de la lame demi-onde comparée à l'équation $E_{max} \propto \cos(2\phi) A_{eb}$ et aux résultats issus de simulations 2D PIC | 113 |
| 3.41 | Mesure expérimentale du nombre de protons <i>FWD</i> et <i>BWD</i> normalisée en fonction de l'angle de la lame demi-onde comparée aux résultats issus de simulations 2D PIC | 114 |
| 3.42 | Mesure expérimentale de l'énergie maximale des protons <i>FWD</i> et <i>BWD</i> normalisée en fonction de l'intensité laser | 115 |
| 3.43 | Espace des phases (p_x, p_y) électronique pour une cible de 400 nm d'épaisseur soumise à une impulsion laser | 117 |

| | | |
|------|---|-----|
| 3.44 | Carte spatiale (x, y) de densité électronique pour une cible de 400 nm d'épaisseur soumise à une impulsion laser | 118 |
| 3.45 | Espace des phases électronique (p_x, x) pour une cible de 100 nm d'épaisseur soumise à une impulsion laser en polarisation s et p | 119 |
| 3.46 | Distributions en énergie des électrons correspondants aux espaces des phases | 120 |
| 3.47 | Cartes (x, y) de densités électroniques pour une cible de 100 nm d'épaisseur soumise à une impulsion laser en polarisations s et p | 121 |
| 3.48 | Image de la parabole de Thomson FWD d'une cible d'aluminium de 100 nm d'épaisseur | 123 |
| 3.49 | Mesure expérimentale de l'énergie maximale des ions FWD et BWD issus d'une cible de Mylar de 100 nm d'épaisseur irradiée par l'impulsion du laser UHI10 en configuration UHC en fonction de l'intensité laser | 126 |
| 3.50 | Mesure expérimentale du nombre d'ions normalisé (en unités arbitraires) FWD et BWD issus d'une cible de Mylar de 100 nm d'épaisseur irradiée par l'impulsion du laser UHI10 en configuration UHC en fonction de l'intensité laser | 126 |
| 3.51 | Taux d'ionisation collisionnelle en fonction de la température électronique des ions $C6+$ et $O7+$ | 128 |
| 3.52 | Mesure expérimentale de l'énergie maximale des ions FWD issus d'une cible de 200 nm de Mylar et de 100 nm d'aluminium irradiées par l'impulsion du laser UHI10 en configuration UHC en fonction de l'intensité laser | 130 |
| 3.53 | Fraction d'énergie gagnée par les ions issus de la cible de Mylar par rapport à ceux issus de l'aluminium en fonction de l'intensité laser | 131 |
| 3.54 | Mesure expérimentale du nombre d'ions FWD normalisé issus d'une cible de 200 nm de Mylar et de 100 nm d'aluminium irradiées par l'impulsion du laser UHI10 en configuration UHC en fonction de l'intensité laser | 131 |
| 3.55 | Historique de l'ionisation de chaque famille ionique par ionisation collisionnelle ou effet de champ dans les simulations | 132 |
| 3.56 | Spectres en énergie simulé de chaque famille ionique accélérée | 133 |
| 3.57 | Mesure expérimentale de l'énergie maximale des ions FWD et BWD issus d'une cible de Mylar de 22 μm d'épaisseur irradiée par l'impulsion du laser UHI10 en configuration UHC | 134 |

| | | |
|------|--|-----|
| 3.58 | Mesure expérimentale du nombre d'ions normalisé (en unités arbitraires) FWD et BWD issus d'une cible de Mylar de $22 \mu\text{m}$ d'épaisseur irradiée par l'impulsion du laser UHI10 en configuration UHC | 135 |
| 3.59 | Mesure expérimentale de l'énergie maximale et du nombre d'ions normalisé (en unités arbitraires) FWD issus d'une cible de Mylar de $23 \mu\text{m}$ d'épaisseur irradiée par l'impulsion du laser UHI10 en configuration BC | 135 |
| 4.1 | Dispositif expérimental | 138 |
| 4.2 | Images caractéristiques obtenues à partir du dispositif d'ombroscopie | 140 |
| 4.3 | Représentation schématique de la situation initiale de l'expansion d'un plasma en présence d'un gradient ionique | 143 |
| 4.4 | Espace des phases (p_x, x) ionique à différents instants dans la simulation | 145 |
| 4.5 | Profils spatiaux de champ électrique et de densité ionique à différents instants dans la simulation | 145 |
| 4.6 | Energie maximale des protons normalisée en fonction du délai entre les impulsions pompe et sonde et la longueur de gradient correspondante | 147 |
| 4.7 | a. Profil spatial de densité électronique d'une cible de $6 \mu\text{m}$ de Mylar. b. Longueur de gradient mesurée à la densité critique en fonction du délai | 149 |
| 4.8 | Energie maximale des protons en fonction du temps dans la simulation pour différentes longueurs de gradient initial | 151 |
| 4.9 | Espace des phases (p_x, x) des protons et champ électrique longitudinal correspondant | 151 |
| 4.10 | Espace des phases (p_x, x) des protons | 152 |
| 4.11 | Temps de déferlement en fonction de la longueur de gradient | 153 |
| 4.12 | Temps de déferlement en fonction de la longueur de gradient | 154 |
| 4.13 | a. Energie maximale normalisée des protons en fonction de l_{ss} issue des simulations PIC comparée au cas où l'on suppose que le déferlement ne fournit pas d'énergie aux protons. b. Gain d'énergie des protons lié au déferlement en fonction de l_{ss} | 155 |
| 4.14 | Energie maximale des ions normalisée en fonction du délai et la longueur de gradient l_{ss} correspondante | 156 |
| 4.15 | Espace des phases (p_x, x) des $\text{C}4+$ | 157 |
| 4.16 | Energie maximale des ions normalisée en fonction du délai et la longueur de gradient l_{ss} correspondante pour des cibles avec et sans carbone | 158 |

| | | |
|------|---|-----|
| 4.17 | Energie maximale des ions <i>BWD</i> normalisée en fonction du délai et la longueur de gradient correspondante | 159 |
| 4.18 | Energie maximale des ions <i>FWD</i> normalisée en fonction du délai et la longueur de gradient correspondante pour deux intensités laser différentes | 161 |
| 4.19 | Représentation schématique de l'hypothèse d'une influence de l'impulsion sonde durant l'accélération des ions via l'ionisation de la cible | 162 |
| 4.20 | Energie maximale des protons en fonction de l'intensité laser pour des cibles de 200 nm de Mylar et 100 nm d'aluminium . . . | 163 |
| B.1 | Représentation schématique d'une parabole de Thomson. | 172 |
| B.2 | Images de la parabole de Thomson | 173 |
| B.3 | Interface graphique du programme LABVIEW destiné à l'analyse des données obtenues sur les paraboles de Thomson | 174 |
| B.4 | Résultats de l'expérience de calibration | 175 |
| B.5 | Schéma de principe du fonctionnement d'une galette de microcanaux | 177 |
| B.6 | Représentation schématique du spectromètre à protons | 178 |
| B.7 | Profil du pouvoir d'arrêt d'un proton incident sur une cible de Mylar | 179 |

Liste des tableaux

| | | |
|-----|--|-----|
| 1.1 | Mesures expérimentales de la réflectivité totale | 22 |
| 1.2 | Fluences estimées sur chaque miroir plasma | 22 |
| 1.3 | Caractéristiques générales de l'impulsion avec et sans miroir plasma | 24 |
| 3.1 | Absorption de l'énergie laser en fonction de l'épaisseur de la cible | 84 |
| 3.2 | Longueur de gradient longitudinal et largeur à mi-hauteur du profil de densité transverse de électrons sous-critiques pour différentes épaisseurs de cible | 87 |
| 3.3 | Mesures de l'angle de propagation des électrons chauds, de leur température et du coefficient d'absorption issu des simulations 2D PIC CALDER | 95 |
| 3.4 | Comparaison du champ électrostatique maximal issus des si- mulations PIC CALDER et du modèle semi-analytique en re- gard de la longueur de Debye estimée par ce modèle et de l'énergie maximale des protons issue de CALDER | 96 |
| 3.5 | Taux d'ionisation par champ et par ionisation collisionnelle . . | 127 |

Publications

Double plasma mirror for ultrahigh temporal contrast ultra intense laser pulses

A. Lévy, T. Ceccotti, P. D'Oliveira, F. Réau, M. Perdrix, F. Quéré, P. Monot, M. Bougeard, H. Lagadec and Ph Martin
Optics letters 32, 030310-3 (2007)

Proton acceleration with high-intensity, ultra-high contrast laser pulse

T. Ceccotti, A. Lévy, H. Popescu, F. Réau, P. D'Oliveira, P. Monot, J.P. Geindre, E. Lefebvre and Ph. Martin
Physical Review Letters, 99, 185002 (2007)

Enhanced ion acceleration with extremely thin foils

R.A. Loch, A. Lévy, T. Ceccotti, F. Quéré, C. Thaury, H. Georges, F. Bijkerk, K.J. Boller and Ph. Martin
Accepté dans EPJ-Special Topics

Plasma mirrors for ultrahigh-intensity optics

C. Thaury, F. Quéré, J.P. Geindre, A. Lévy, T. Ceccotti, P. Monot, M. Bougeard, F. Réau, P. D'Oliveira, P. Audebert, R. Marjoribanks and Ph. Martin
Nature Physics, 3,424 (2007)

Proton acceleration with high-intensity laser pulses in ultrahigh contrast regime

A. Lévy, T. Ceccotti, H. Popescu, F. Réau, P. D'Oliveira, P. Monot and Ph. Martin
IEEE Transactions on Plasma Science Laser and Plasma accelerators, 36, 1808 (2008)

Fast-ion energy-flux enhancement from ultrathin foils irradiated by

intense and high-contrast short laser pulses

A. A. Andreev, A. Lévy, T. Ceccotti, C. Thaury, K. Platonov, R. A. Loch and Ph. Martin

Accepté dans Physical Review Letters

Experimental observation of the wave breaking effect on laser-accelerated ions

A. Lévy, R. Nuter, T. Ceccotti, H. Popescu, F. Réau, P. Combis, L. Gremillet, E. Lefevbre and Ph. Martin

A soumettre dans Physical Review Letters

TNSA in the ultrahigh contrast regime

T. Ceccotti, A. Lévy, F. Réau, H. Popescu, F. Réau, P. Monot, E. Lefevbre A. Andreev, R. A. Loch and Ph. Martin

Soumis dans Plasma Physics and Controlled Fusion

Participation personnelle

J'ai choisi d'exposer l'étude décrite dans ce manuscrit et qui a fait l'objet de mon travail de thèse en employant la première personne du pluriel. En effet, ces résultats sont le fruit du travail de l'ensemble d'une équipe et de ses collaborations. Bien que dans le corps de mon texte j'aie tenté d'en rendre compte, je vais ici préciser quelles ont été les limites de mon apport personnel.

Le premier chapitre concernant la conception et la caractérisation du double miroir plasma sur la chaîne laser UHI10 du CEA de Saclay se situe dans la continuité de la thèse de G. Doumy [45]. Mon travail n'a donc consisté qu'en une participation active à la réalisation de l'expérience de caractérisation et une interprétation des résultats basée sur le travail réalisé par G. Doumy et l'ensemble des personnes associées à ce sujet.

Le corps de mon travail est situé sur un plan relativement différent et concerne l'accélération d'ions par interaction laser-matière. Sur cette thématique, ma contribution a été plus personnelle, bien que toujours guidée et enrichie par l'ensemble des personnes avec qui j'ai travaillé.

Du point de vue expérimental, j'ai participé à l'ensemble des étapes de conception, mise en place et réalisation de chaque expérience décrite dans le manuscrit. J'ai contribué à l'élaboration des diagnostics utilisés (spectromètre à films radiochromiques et parabole de Thomson) et au développement du programme destiné à l'analyse des données ainsi collectées. L'interprétation des résultats a par la suite fait l'objet de la plus grande partie de mon travail.

Nous avons eu à notre disposition deux codes numériques (CALDER et ESTHER) dont j'ai eu la charge pour mener à bien cette étape de compréhension de nos données expérimentales en ce qui concerne l'accélération d'ions. L'ensemble des résultats numériques présentés dans le chapitre 3 est donc issu de mon travail personnel. En revanche le volet de

simulations décrit dans le chapitre 4 concernant l'influence d'un gradient ionique en face arrière de la cible a entièrement été réalisé par R. Nuter du CEA/DAM. J'ai cependant activement participé à l'ensemble des discussions qui a mené à l'interprétation de ces résultats. Enfin, les simulations effectuées à partir du code LPIC++ sur les mécanismes d'ionisation de la cible sont issues d'une collaboration établie entre notre laboratoire et l'équipe de J. Limpouch (Faculty of Nuclear Sciences and Physical Engineering, Czech Technical University in Prague, Czech Republic). O. Klimo nous a permis, grâce à ces résultats numériques, d'entamer une discussion sur cette étape de l'interaction. Le modèle semi-analytique, présenté dans le chapitre 3 est aussi le fruit de son travail.

