



Génération d'ions rapides par impulsions laser ultra intenses et ultra courtes

Vincent Floquet

► **To cite this version:**

Vincent Floquet. Génération d'ions rapides par impulsions laser ultra intenses et ultra courtes. Autre [cond-mat.other]. Université Paris Sud - Paris XI, 2012. Français. <NNT : 2012PA112269>. <tel-00755702>

HAL Id: tel-00755702

<https://tel.archives-ouvertes.fr/tel-00755702>

Submitted on 21 Nov 2012

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

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

Présentée par

Vincent FLOQUET

THÈSE DE DOCTORAT

pour obtenir le grade de

DOCTEUR DE L'UNIVERSITE PARIS-Sud

Spécialité : physique des plasmas

Génération d'ions rapides par impulsions laser ultra-intenses
et ultra courtes.

Soutenue le 13 Novembre 2012 devant le jury composé de :

M. Patrick Audebert	Membre du Jury
M. Dimitri Batani	Rapporteur
M. Tiberio Ceccotti	Membre du Jury
M. Jean-Eric Ducret	Rapporteur
M. Annie Klisnick	Membre du Jury
M. Philippe Martin	Directeur de thèse

Thèse préparée au Commissariat à l'énergie Atomique et aux Energies Alternatives

Direction des Sciences de la Matière

Remerciements

Ce travail de thèse a été effectué au sein du Service des Photons, Atomes et Molécules au CEA de Saclay. Je remercie Didier Normand et Cécile Reynaud pour m'avoir donné l'opportunité d'y travailler.

Je remercie également chaleureusement mon directeur de thèse Philippe Martin pour m'avoir accueilli dans le groupe Physique à Haute Intensité.

Durant ces trois années, Tiberio Ceccotti mon responsable de thèse, m'a laissé une grande liberté de travail, tout en étant toujours disponible pour répondre à mes questions. Ce fut un plaisir de travailler avec lui et je lui suis infiniment reconnaissant pour tout ce qu'il m'a apporté, tant sur le plan humain que scientifique.

Je remercie Patrick Audebert et Annie Klisnick pour l'intérêt qu'ils ont témoigné à ce travail en acceptant de faire partie de ce jury de thèse. Ma gratitude va également à Dimitri Batani et à Jean-Eric Ducret qui ont attentivement examiné mon manuscrit.

Je remercie vivement l'ensemble des membres du groupe PHI : Fabien Quéré, Sandrine Dobosz et Pascal Monot, Subhendu Kahaly, Hervé Lagadec, Henri Vincenti, Valentin Gallet, Sylvain Monchocé, Mark Quinn et Jonathan Wheeler, pour l'excellente ambiance qu'ils font régner dans ce groupe et l'aide qu'ils m'ont apportée au cours de cette thèse.

Je souhaite également témoigner toute ma reconnaissance à Michel Bougeard, pour son apport essentiel lors de la conception des expériences.

Le laser étant un paramètre expérimental déterminant, je suis très redevable à Pascal D'Oliveira, Fabrice Reau et Olivier Tcherbakoff pour la qualité de faisceau qu'ils ont assurée durant les six séries d'expériences que nous avons menées sur le laser UHI-100.

Je remercie Guy Bonnaud, pour avoir mis à notre disposition le code euterpe et pour m'avoir formé à son utilisation. Je remercie également Eric Lefebvre pour avoir mis à notre disposition le code calder, ainsi que Rachel Nuter pour son accueil et son encadrement lors de mes passages au CEA/DAM.

Je remercie enfin tous les collaborateurs extérieurs avec qui j'ai pu participer à différentes expériences et en particuliers Andrea Sgattoni, Ondrej Klimo, Matteo Passoni, Andrea Macchi, Alessandro Flacco, Mina Veltcheva, Tom Dzelzainis.

Je remercie enfin Jacqueline Bandura et Véronique Gerczy pour leur aide dans les démarches administratives.

Enfin, je tiens à remercier ma famille et mes amis pour leur soutien durant ces trois années, et souhaite leur dédier ce manuscrit.

Résumé

Pour accélérer des ions/protons il est possible d'utiliser une impulsion laser de courte durée (quelques dizaines de femtosecondes) focalisée sur quelques micromètres sur une cible solide (aluminium, carbone, plastique...). L'intensité du champ laser atteinte sur cible ($> 10^{18} \text{ W.cm}^{-2}$) nous permet de former un plasma chaud et dense. La dynamique des électrons de ce plasma génère des champs électriques intenses aux interfaces plasma-vide par séparation de charge. Ce champ électrique est alors responsable de l'accélération des ions situés sur la couche superficielle des cibles où se sont déposés des polluants organiques (dont des protons). Ce mécanisme d'accélération connu sous le nom de Target Normal Sheath Acceleration (TNSA), a constitué l'objet des travaux exposés dans cette thèse.

Nos efforts au cours des différentes campagnes expérimentales se sont concentrés sur l'augmentation de l'énergie maximale des protons. En effet, les applications potentielles des particules produites requièrent des énergies de l'ordre de la centaine de MeV. Pour ce faire, nous avons étudié différentes configurations permettant l'augmentation du couplage entre une impulsion laser et un plasma, ceci afin de transmettre avec le meilleur rendement possible l'énergie du laser aux ions accélérés. C'est principalement en utilisant des configurations particulières de cibles (cibles avec microsphères, réseaux, cibles en mousses) que nous avons procédé. Des expériences utilisant une pré-impulsion comme contrôle de l'expansion du plasma ont également été réalisées. Du point de vue des applications et utilisations des ions accélérés, une étude des matériaux de fluorescence (CdWO_4) a été menée dont le but était d'explorer le dépôt d'énergie des ions dans la matière, à des débits de flux jusqu'alors inaccessibles avec les accélérateurs conventionnels.

Abstract

Accelerating ions/protons can be done using a short laser pulse (few femtoseconds) focused on few square micrometer area on solid target (carbon, aluminum, plastic...). The laser field intensity reached on target ($> 10^{18} W.cm^{-2}$) allows us to turn the solid into a hot dense plasma. The dynamic motion of the electrons is responsible for the creation of intense static electric field at the plasma boundaries. This electric field accelerate organic pollutants (including protons) located at the boundaries. This acceleration mechanism known as the Target Normal Sheath Acceleration (TNSA) has been the topic of the research presented in this thesis.

The goal of this work has been to study the acceleration mechanism and to increase the maximal ion energies achievable. Indeed, societal application such as proton therapy requires proton energies up to few hundreds of MeV. To proceed, we have studied different target configurations allowing us to increase the laser plasma coupling and to transfer as much energy as possible to ions (target with microspheres deposit, foam target, grating). Different experiments have also dealt with generating a pre-plasma on the target surface thanks to a pre-pulse. On the application side, fluorescent material such as $CdWO_4$ has been studied under high flux rate of protons. These high flux rates have been, up to now, beyond the conventional accelerator capabilities.

Table des matières

1	Aspects théoriques généraux	9
1.1	Génération d'un plasma	9
1.2	Couplage Laser plasma	11
1.2.1	Mouvement relativiste d'un électron dans une onde laser	11
1.2.2	Propagation d'une impulsion laser dans un plasma	14
1.2.3	Absorption collisionnelle - Bremsstrahlung inverse	16
1.2.4	Absorption résonnante	16
1.2.5	“Vacuum heating”, effet Brunel	18
1.2.6	Chauffage pondéromoteur	19
1.3	Accélérations d'ions par laser	22
1.3.1	Target Normal Sheath Acceleration (TNSA)	22
1.3.1.1	Modèle d'expansion auto-similaire	23
1.3.1.2	Modèle d'accélération quasi-statique	25
1.3.2	Radiation Pressure Acceleration (RPA) . .	28
1.4	Modélisation numérique : les codes Particle In Cell	31
2	Génération d'impulsions laser femtoseconde	34
2.1	Le principe du “Chirped Pulse Amplification” . . .	34
2.2	Contraste laser	35
2.3	Front d'onde laser	37
2.4	Focalisation de l'impulsion laser	39
2.5	La chaîne laser UHI-100	39

2.6	Optimisation de l'intensité sur cible : contrôle de la tache focale	42
3	Etude expérimentale en gradient infini	49
3.1	La parabole de Thomson : Mesure de spectres ioniques	49
3.2	Etude des cibles minces : épaisseur optimale & régime de transparence	52
3.2.1	Regime opaque	54
3.2.2	Régime de transparence	54
3.2.3	Interprétation numérique des résultats	55
3.3	Etude paramétrique : durée, énergie	57
3.4	Confrontation expériences/modèles	61
3.5	UHI-100 et régime d'accélération RPA	62
4	Etude expérimentale en gradient contrôlé	64
4.1	L'interférométrie dans le domaine de Fourier (FDI)	64
4.2	Mesures expérimentales avec gradient de densité par pré-impulsion laser	67
4.2.1	Installation expérimentale	68
4.2.2	Mesure de l'expansion du plasma	69
4.2.3	Mesure de l'énergie maximale des ions accélérés	72
4.3	Mesures expérimentales avec gradient de densité par couche poreuse	73
4.3.1	Influence de l'épaisseur de la couche de mousse	75
4.3.2	Influence de l'intensité	76
4.3.3	Influence d'une pré-impulsion	80
5	Utilisation de Cibles structurées	81
5.1	Cibles réseaux	82
5.1.1	Plasmon de surface	82
5.1.2	Couplage plasmon-réseau de diffraction	85
5.1.3	Simulations numériques dans les plasmas	87

TABLE DES MATIÈRES

5.1.4	Résultats expérimentaux	88
5.2	Cibles minces avec couches de microsphères	99
5.2.1	Influence de la taille des microsphères	100
5.2.2	Influence de l'angle d'incidence laser	100
6	Etude des hauts débits de fluence sur le dépôt d'énergie	103
6.1	Méthode et dispositif expérimental	103
6.2	Simulation de l'expérience	107
6.3	Imagerie d'un échantillon épais	109

Liste des notations principales

c	vitesse de la lumière dans le vide
ε_0	permittivité du vide
μ_0	perméabilité magnétique du vide
m_e	masse de l'électron
m_i	masse de l'ion
e	charge élémentaire
k_B	constante de Boltzmann
\hbar	constante de Planck divisée par 2π
Z	Numéro atomique d'un élément
r_b	rayon de Bohr
λ	longueur d'onde laser
k	vecteur d'onde laser
ω	pulsation laser
$I_0, I_{0,18}$	Intensité d'une impulsion laser, en $10^{18} W.cm^{-2}$
a_0	potentiel vecteur normalisé
γ	facteur de lorentz
ω_{pe}, ω_p	pulsation plasma
n_e	densité électronique
n_c	densité critique
T_e	Température électronique
c_s	célérité du son
ρ	densité de charge ou masse volumique
\vec{E}	Champ électrique
B	Champ magnétique
\vec{j}	densité de courant

Chapitre 1

Aspects théoriques généraux

Avant d’aborder l’étude expérimentale de l’accélération d’ions par impulsions laser, nous allons faire état des principales connaissances théoriques concernant l’interaction laser-cible solide. Dans la première partie de ce chapitre nous verrons comment un plasma se crée lors de l’interaction d’une impulsion laser avec une cible solide. L’accélération ionique étant directement liée à la dynamique électronique du plasma, nous verrons ensuite comment les électrons du plasma se comportent en présence d’un champ laser et particulièrement comment l’énergie laser leur est transférée. Nous nous attarderons ensuite sur deux mécanismes d’accélération des ions dont le Target Normal Sheath Acceleration (TNSA). Ces mécanismes d’accélération donnent lieu à des systèmes complexes que les modèles analytiques, présentés ensuite, ne prennent en compte qu’imparfaitement (voir section 1.3.1). Ce sont désormais plutôt des codes numériques dits Particle-In-Cell qui nous permettront de décrire ces mécanismes plus en détails. Nous expliquerons succinctement leur fonctionnement dans une dernière partie.

1.1 Génération d’un plasma

Les cibles sur lesquelles est focalisée l’impulsion laser sont initialement à l’état solide. Pendant l’interaction d’un atome avec un laser intense deux processus d’ionisation sont en compétition. Le premier est l’ionisation multiphotonique au cours de laquelle un électron absorbe simultanément un nombre entier de photons. On devine intuitivement que ce processus ne pourra s’observer que pour des hauts débits de flux et donc des hautes intensités laser. Le second processus est l’ionisation par effet tunnel qui a lieu lorsque le champ est suffisamment intense pour modifier le champ électrique vu par les électrons atomiques. Dans ce cas, la barrière du potentiel atomique s’abaisse sous l’action du champ électrique laser. L’électron peut alors traverser cette barrière par effet tunnel, le cas extrême étant la suppression de la barrière de potentiel. On a alors à faire à l’ionisation par suppression de barrière ou “Over-The-Barrier Ionisation” [3]. Le processus d’ionisation en jeu est déterminé par le paramètre de Keldysh γ_K [3]. Ce paramètre représente le temps nécessaire à l’électron pour traverser la barrière de

potentiel (l_{tunnel} sur la figure 1.1) par rapport au temps durant lequel la barrière de potentiel est abaissée puisque le champ laser est oscillant. Pour traverser cette barrière de potentiel l'électron d'un atome doit acquérir dans le champ laser une énergie E_e de :

$$E_e = eE_{laser}l_{tunnel} = \frac{1}{2}m_e \langle v_e \rangle^2$$

On obtient ainsi la fréquence tunnel

$$\nu_{tunnel} = \frac{\langle v_e \rangle}{l_{tunnel}} = \frac{\sqrt{2eE_{laser}}}{\sqrt{m_e E_e}}$$

En notant ω_L la fréquence laser on définit donc le paramètre de Keldysh par

$$\gamma_K = \frac{2\omega_L}{\nu_{tunnel}} = \frac{\omega_L \sqrt{2m_e E_e}}{eE_{laser}}$$

- $\omega_L \ll 2\pi\nu_{tunnel}$; $\gamma_K \ll 1$: ionisation par effet tunnel, à haute intensité et faible fréquence laser
- $\omega_L \gg 2\pi\nu_{tunnel}$; $\gamma_K \gg 1$: ionisation par effet multiphotonique, à faible intensité et haute fréquence laser

La nature de ces deux effets est cependant la même. La différence tient dans la rapidité du processus et on peut voir l'ionisation multiphotonique comme une ionisation par effet tunnel retardée. En effet, dans le cas $\omega_L \gg 2\pi\nu_{tunnel}$ l'électron n'a pas le temps de traverser la barrière de potentiel parce qu'il n'a pas une vitesse suffisante (faible intensité) ou parce que le champ oscille trop vite (haute fréquence). On peut aussi définir le paramètre de Keldysh comme le rapport de l'énergie de liaison de l'électron sur l'énergie pondéromotrice acquise lors de l'interaction. On comprend que lorsque ce rapport est faible ($\gamma_K \ll 1$) l'électron est facilement arraché sous l'influence du champ laser par effet tunnel.

$$\gamma_K = \sqrt{\frac{E_e}{2U_p}} = \sqrt{\frac{E_e}{2} \frac{4m_e \omega_L^2}{e^2 E_{laser}^2}}$$

Pour calculer ce paramètre, il est nécessaire de connaître l'énergie de liaison des atomes considérés. Dans le cas de l'hydrogène $E_e = 13,6 eV$. Pour une intensité de $10^{20} W.cm^{-2}$ le champ électrique laser est de $2,7.10^{11} V.cm^{-1}$, ce qui nous donne un paramètre de Keldysh de 0,001. Cependant dans ce régime d'intensité relativiste le modèle de Keldysh n'est plus valable et on peut considérer que le processus d'interaction dominant est un processus d'interaction multiphotonique [20]. En effet le champ électrique ressenti par l'électron d'un atome d'hydrogène est de

$$E_{Bohr} = \frac{e}{4\pi\epsilon_0 r_b^2} = \frac{m_e^2 e^5}{4\pi\epsilon_0 (4\pi\epsilon_0 \hbar^2)^2} = 5,11.10^9 V.cm^{-1} \ll E_{laser}$$

On peut voir sur la figure 1.1 que la suppression de la barrière de potentiel atomique se produit lorsque le potentiel total $V(r) = -\frac{Ze}{4\pi\epsilon_0 r} - E_{laser}r$ est maximal soit lorsque

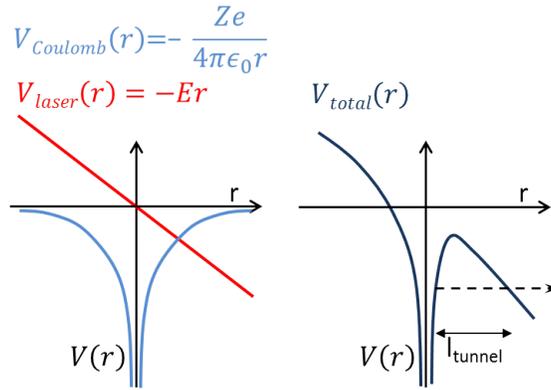


FIGURE 1.1 – Ionisation par effet tunnel

$r = r_{max} = \sqrt{\frac{Ze}{4\pi\epsilon_0 E_{laser}}}$. Puisque le travail qu'il faut fournir à l'électron pour l'arracher au champ électrique est $E_e = e.V(r_{max}) = 13.6 eV$, il faut que quand $r = r_{max}$ le champ laser soit au moins égale à

$$E_{laser} = \frac{E_e^2 \pi \epsilon_0}{Ze^3}$$

L'ionisation d'une cible solide se produit donc dès $I = 1,4 \cdot 10^{14} W.cm^{-2}$. Ce modèle simple nous permet de justifier l'ionisation instantanée de la cible, dans le régime d'intensité dont il est question dans ce manuscrit. On considérera donc dans la suite que l'impulsion laser interagit dès les premiers instants avec un plasma totalement ionisé.

1.2 Couplage Laser plasma

1.2.1 Mouvement relativiste d'un électron dans une onde laser

Lorsque l'impulsion laser interagit avec le plasma chaque électron et chaque ion interagit avec le laser et avec les particules voisines. Avant de s'intéresser au problème beaucoup plus complexe à N-corps dont nous parlerons dans la section 1.4, intéressons-nous à l'interaction d'un électron isolé dans un champ laser. Considérons l'interaction d'un électron avec une onde laser de potentiel vecteur [3]

$$\vec{A} = \left(0, \delta a_0 \cos\phi, \sqrt{(1 - \delta^2)} a_0 \sin\phi \right)$$

où δ représente le paramètre de polarisation et a_0 le potentiel vecteur normalisé. Ce dernier paramètre adimensionnel caractérise l'amplitude des oscillations transverses des électrons dans le champ laser et est donc utile pour caractériser le régime d'interaction.

$$a_0 = \frac{v_{osc\perp}}{c} = 0,85 \sqrt{I_{0,18} \lambda_{0,\mu m}^2}$$

avec $I_{0,18}$ l'intensité laser maximale normalisée par $10^{18} \text{ W.cm}^{-2}$ et $v_{osc\perp} = \frac{eE_0}{m_e\omega_0}$. Dans le cas du régime relativiste ($a_0 > 1$) la composante magnétique de la force de Lorentz n'est plus négligeable et le paramètre a_0 n'est alors plus caractérisé par le champ électrique du champ laser mais par le potentiel vecteur. On a alors :

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

Ce paramètre est cependant à utiliser avec prudence. En effet, il reflète le mode d'interaction d'un seul électron isolé dans un champ laser. Cette représentation ne traduit en aucun cas fidèlement la réalité d'un électron immergé dans un plasma. Ce dernier sera soumis aux différents champs électriques et magnétiques issus des charges voisines, des mouvements collectifs de charges et autres instabilités se produisant au sein du plasma. Les équations du mouvement de l'électron et de conservation de l'énergie peuvent être normaliser de la façon suivante :

$$t \rightarrow \omega t; x \rightarrow kx; v \rightarrow \frac{v}{c}; \vec{p} \rightarrow \frac{\vec{p}}{mc}; \vec{A} \rightarrow \frac{e\vec{A}}{mc^2}$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{d\vec{p}}{dt} = -e \left(\vec{E} + \vec{v} \wedge \vec{B} \right) \\ \frac{d(\gamma m_e c^2)}{dt} = -e \left(\vec{v} \cdot \vec{E} \right) \end{array} \right. \iff \left\{ \begin{array}{l} \frac{dp_{\perp}}{dt} = \frac{\partial \vec{A}}{\partial t} + v_x \frac{\partial \vec{A}}{\partial x} \quad (1) \\ \frac{dp_x}{dt} = v_y \frac{\partial A_y}{\partial x} + v_z \frac{\partial A_z}{\partial x} \quad (2) \\ \frac{d(\gamma)}{dt} = v_y \frac{\partial A_y}{\partial t} + v_z \frac{\partial A_z}{\partial t} \quad (3) \end{array} \right.$$

Ce système d'équations nous donne donc

$$\left\{ \begin{array}{l} p_{\perp} - \vec{A} = p_{\perp 0} \quad (1) \\ \gamma - p_x = \alpha \quad (3) - (2) \end{array} \right.$$

où $p_{\perp 0}$ représente l'impulsion transverse initiale de l'électron et α une constante à déterminer. En effet l'onde électromagnétique ne dépend que de $t - x$ ce qui implique que $\frac{d\alpha}{dt} = v_y \left(\frac{\partial A_y}{\partial t} - \frac{\partial A_y}{\partial x} \right) + v_z \left(\frac{\partial A_z}{\partial t} - \frac{\partial A_z}{\partial x} \right) = 0$.

Pour résoudre ce système nous nous plaçons dans les conditions $p_{\perp 0} = \vec{0}$ ce qui nous permet en utilisant $\gamma^2 - p_x^2 - p_{\perp}^2 = 1$ de déduire la quantité de mouvement de l'électron

$$\begin{aligned} p_{\perp} &= \vec{A} \\ p_x &= \frac{1 - \alpha^2 + p_{\perp}^2}{2\alpha} \end{aligned}$$

En considérant qu'à $t=0$ $p_x = p_y = 0$, on en déduit que $\gamma = 1$ et $\alpha = 1$ on obtient la position et la quantité de mouvement de la particule pour une phase ϕ donnée.

$$\left\{ \begin{array}{l} p_x = \frac{a_0^2}{4} [1 + (2\delta^2 - 1) \cos 2\phi] \\ p_y = a_0 \delta \cos \phi \\ p_z = \sqrt{(1 - \delta^2)} a_0 \sin \phi \end{array} \right.$$

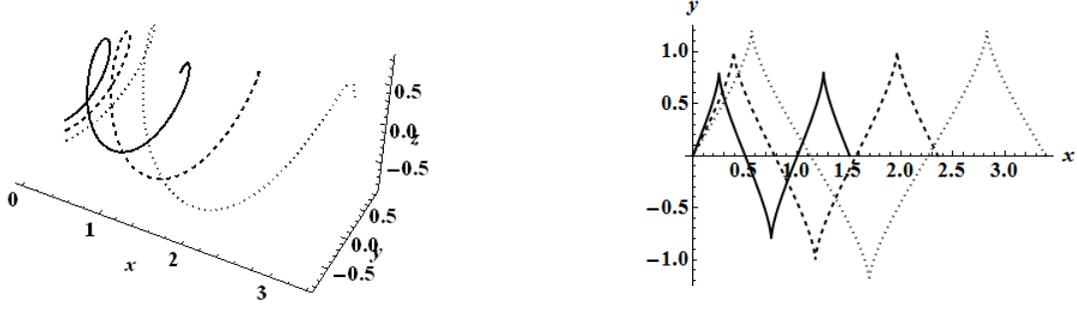


FIGURE 1.2 – Trajectoire d'un électron soumis à un champ laser en polarisation circulaire (à gauche) et en polarisation rectiligne (à droite) pour $a_0 = 0, 8$ (*trait plein*); 1 (*tirets*); $1, 2$ (*trait pointillé*)

$$\begin{cases} x = \frac{a_0^2}{4} \left[\phi + \frac{(2\delta^2 - 1)}{2} \sin 2\phi \right] \\ y = a_0 \delta \sin \phi \\ z = -\sqrt{(1 - \delta^2)} a_0 \cos \phi \end{cases}$$

Ces trajectoires sont représentées sur la figure 1.2 pour différents a_0 . Notons que l'électron est animé d'une vitesse de dérive

$$\frac{v_D}{c} = \overline{v_x} = \frac{\overline{p_x}}{\overline{\gamma}} = \frac{a_0^2}{4 + a_0^2}$$

Ainsi le pas de l'hélice du mouvement (ou la longueur parcourue en une période pour la polarisation rectiligne) sera d'autant plus grand que l'impulsion sera intense $pas = p_{\perp} / \overline{p_x} = \sqrt{8} a_0^{-1}$. Ce mouvement oscillant est celui pris dans le référentiel du laboratoire. La seule hypothèse est que la quantité de mouvement est nulle à l'instant initial mais que sa moyenne ne l'est pas ce qui est à l'origine du terme de dérive. Si maintenant nous faisons l'hypothèse que la moyenne de la quantité de mouvement dans l'axe de propagation du laser est nulle $\overline{p_x} = 0$, ce qui revient à se placer dans le référentiel dans lequel la particule n'a pas de mouvement de dérive alors on peut déterminer une nouvelle constante α en écrivant que

$$\overline{p_x} = 0 = \frac{1 - \alpha^2 + p_{\perp}^2}{2\alpha} = 0 \Rightarrow 1 - \alpha^2 + \overline{A^2} = 0$$

En moyennant sur un cycle laser on en déduit que $\alpha = \left(1 + \frac{a_0^2}{2}\right)^{1/2} \simeq \gamma_0$ et que donc la quantité de mouvement est donnée par

$$\begin{cases} p_x = (2\delta^2 - 1) \frac{a_0^2}{4\gamma_0} \cos 2\phi \\ p_y = a_0 \delta \cos \phi \\ p_z = \sqrt{(1 - \delta^2)} a_0 \sin \phi \end{cases}$$

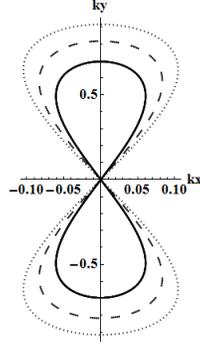


FIGURE 1.3 – Mouvement d'un électron dans le champ laser dans le référentiel lié à l'électron pour $a_0 = 0,8$ (*trait plein*); 1 (*tirets*); 1,2 (*trait pointillé*)

Puisque $\vec{p} = \gamma \frac{d\vec{r}}{dt} = \gamma \frac{d\phi}{dt} \frac{d\vec{r}}{d\phi}$, en posant $\alpha = \gamma \frac{d\phi}{dt}$ on obtient les coordonnées de la position de l'électron dans son référentiel $\vec{r} = \int \frac{\vec{p}}{\gamma_0} d\phi$

$$\begin{cases} x = (\delta^2 - 1/2) \frac{a_0^2}{4\gamma_0^2} \sin 2\phi \\ y = \frac{a_0}{\gamma_0} \delta \sin \phi \\ z = -\sqrt{(1 - \delta^2)} \frac{a_0}{\gamma_0} \cos \phi \end{cases}$$

On trouve bien dans le référentiel lié à l'électron les trajectoires en "8" bien connues comme le montre la figure 1.3. Ces trajectoires caractéristiques montrent l'oscillation des électrons dans la direction de propagation à deux fois la pulsation laser. Le mouvement d'un électron dans un champ laser permet ainsi de comprendre l'origine du rayonnement à 2ω dans les plasmas.

1.2.2 Propagation d'une impulsion laser dans un plasma

Nous nous placerons pour cette partie dans le cadre de la propagation d'une onde non-relativiste dans un plasma. Lorsqu'une impulsion laser pénètre au sein d'un plasma celle-ci se propage jusqu'à une densité appelée densité critique à partir de laquelle elle donne naissance à une onde réfléchie et une onde transmise évanescente. Considérons une onde plane progressive harmonique de la forme $\vec{E} = E_0 e^{i(\omega_0 t - k_0 x)} \vec{e}_y$ obéissant aux équations de Maxwell.

$$\begin{aligned} \text{div}(\vec{E}) &= \frac{\rho}{\epsilon_0} \\ \text{rot}(\vec{E}) &= -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \\ \text{div}(\vec{B}) &= 0 \\ \text{rot}(\vec{B}) &= \mu_0 \vec{j} + \mu_0 \epsilon_0 \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} \end{aligned}$$

En considérant l'amplitude du champ électrique comme faible (onde non-relativiste) on peut considérer que la réponse d'un électron sera linéaire ce qui nous permet de déterminer le vecteur densité de courant

$$m_e \frac{d\vec{v}_e}{dt} = -e\vec{E}$$

et donc

$$\vec{j} = -n_e e \vec{v}_e = -i \frac{n_e e^2 \vec{E}}{m_e \omega_0}$$

En combinant ces équations on obtient ainsi l'équation de propagation de l'onde

$$\vec{rot} \left(\vec{rot} \left(\vec{E} \right) \right) = \vec{grad} \left(\frac{\rho}{\epsilon_0} \right) - \Delta \vec{E} = -\mu_0 \frac{\partial \vec{j}}{\partial t} - \mu_0 \epsilon_0 \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2}$$

En supposant la neutralité du plasma on en déduit la relation de dispersion de l'onde laser

$$k_0^2 c^2 = \omega_0^2 - \omega_{pe}^2$$

avec ω_{pe} la pulsation plasma électronique définie par

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

Lorsque $k_0^2 \leq 0$ c'est-à-dire quand $\omega_{pe} \geq \omega_0$ l'impulsion laser ne peut plus se propager on atteint la densité telle que la pulsation plasma est égale à la pulsation laser, cette densité est appelée densité critique n_c et vaut

$$n_c = \frac{\omega_0^2 \cdot \epsilon_0 \cdot m_e}{e^2} = 1,1 \cdot 10^{21} \cdot \lambda_{\mu m}^{-2} \quad [cm^{-3}]$$

Lorsque $\omega_{pe} \geq \omega_0$ le vecteur d'onde k_0 devient purement imaginaire. L'onde transmise se propageant dans le plasma est donc une onde évanescence qui prend la forme $\vec{E} = E_0 e^{-kx} e^{i\omega_0 t} \vec{e}_y$ où $k = \frac{\omega_0}{c} \sqrt{\frac{\omega_{pe}^2}{\omega_0^2} - 1}$ est homogène à l'inverse d'une longueur appelée épaisseur de peau. C'est l'épaisseur utilisée pour caractériser la pénétration de l'onde au sein du plasma puisque à cette profondeur l'amplitude du champ électrique est diminuée d'un facteur $1/e$.

Notons que dans ce modèle les ions ont été considérés comme immobiles, si on tient compte de leurs mouvements la relation de dispersion devient

$$k_0^2 c^2 = \omega_0^2 - \omega_{pe}^2 - \omega_{pi}^2$$

avec $\omega_{pi} = \sqrt{\frac{Z n_e e^2}{m_i \epsilon_0}}$ la pulsation plasma ionique, $\sqrt{\frac{Z m_e}{m_i}}$ fois plus petite que la pulsation électronique, ce qui justifie qu'on la néglige.

1.2.3 Absorption collisionnelle - Bremsstrahlung inverse

Le mécanisme d'absorption collisionnelle est dû principalement aux collisions électrons ions au sein d'un plasma. Lorsqu'un électron oscille dans le champ laser il perd peu à peu son énergie par collisions. Ce mécanisme est également appelé Bremsstrahlung inverse parce que son principe est l'inverse de celui responsable du ralentissement et de la déviation d'une particule chargée dans un champ coulombien. Le taux de perte d'énergie de l'impulsion laser est de [2]

$$\nu = \frac{\omega_{pe}^2}{(\omega_{pe}^2 + k^2 c^2)^{1/2}} \cdot \nu_{ei}$$

Utilisons de simples considérations concernant la fréquence des collisions. Pour un électron de vitesse thermique v_{te} entrant en collision avec un réseaux d'ions de densité n_i la fréquence de collision peut être exprimée comme $\nu_{ei} \sim n_i \sigma v_{te}$ avec $\sigma \sim \pi b^2$, la section efficace de collision et b , la distance pour laquelle l'énergie potentielle est égale à l'énergie cinétique d'un électron, $\frac{Ze^2}{b} \simeq \frac{m_e v_{te}^2}{2}$. On obtient ainsi une fréquence de collision de

$$\nu_{ei} \approx n_i \left(\frac{2 \cdot Ze^2}{m_e v_{te}^2} \right)^2 v_{te} \propto \frac{n_e Z^2}{T_e^{\frac{3}{2}}}$$

La conséquence de cela est que l'absorption collisionnelle est maximale à la densité critique et qu'elle est d'autant plus importante lorsque la longueur du gradient de plasma est élevée. Notons qu'à haute intensité, la température électronique augmente ce qui implique une diminution de la fréquence de collision et donc du phénomène d'absorption collisionnelle. Le calcul de la fréquence de collision nous donne [3]

$$\nu_{ei} = \frac{4 (2\pi)^{0.5} n_e \cdot Z \cdot e^4}{3 m_e^2 v_{te}^3} \ln \Lambda \simeq 3 \cdot 10^{-6} \cdot \frac{Z \cdot n_e \cdot \ln \Lambda_{ei}}{T[eV]^{3/2}}$$

avec $\ln \Lambda$ le logarithme coulombien déterminant le rapport entre les paramètres d'impact maximal et minimal. $\Lambda = \frac{b_{max}}{b_{min}} = \lambda_D \frac{k_B T_e}{Ze^2} = \frac{9 N_D}{Z}$

1.2.4 Absorption résonnante

L'absorption résonnante se produit lorsque l'on fait interagir une onde en polarisation p et en incidence oblique avec un plasma non homogène. Prenons le cas d'une onde plane polarisée s selon l'axe y de la forme $\vec{E} = (0, 0, E_z) e^{ik \cdot \sin \theta \cdot y}$ comme illustré sur la figure 1.4 . Cette onde satisfait à l'équation de propagation du champ électrique dans un plasma

$$\vec{\Delta} \vec{E} - \mu_0 \epsilon_0 \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} = \mu_0 \frac{\partial \vec{j}}{\partial t}$$

et puisque qu'on peut écrire dans le cas d'un plasma non collisionnelle que

$$\vec{j} = \sigma_e \vec{E} = i \omega \epsilon_0 \frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2} \vec{E} = i \omega \epsilon_0 (1 - \epsilon(x)) \vec{E}$$

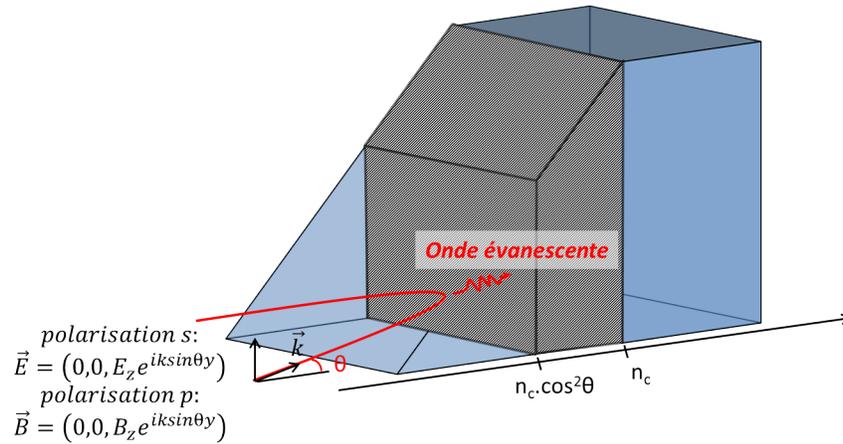


FIGURE 1.4 – Schéma de principe du mécanisme d'absorption résonnante

on en déduit que le champ électrique \vec{E} satisfait à l'équation de Helmholtz

$$\frac{\partial^2 E_z}{\partial x^2} + k^2 (\epsilon(x) - \sin^2 \theta) E_z = 0$$

L'onde peut donc se propager jusqu'à la densité $n_e = n_c \cos^2 \theta$ mais aucun couplage avec une onde plasma ne peut survenir puisque les charges oscillent dans le plan de la surface du plasma. Le plasma reste donc localement neutre. En revanche si l'onde est polarisée p, en raisonnant sur le champ \vec{B} pour simplifier les calculs et en prenant $\vec{B} = (0, 0, B_z) e^{ik \cdot \sin \theta \cdot y}$, l'équation de propagation pour le champ \vec{B} nous permet d'aboutir à l'équation de Helmholtz suivante

$$\frac{\partial^2 B_z}{\partial x^2} - \frac{1}{\epsilon(x)} \frac{\partial \epsilon(x)}{\partial x} \frac{\partial B_z}{\partial x} + k^2 (\epsilon(x) - \sin^2 \theta) B_z = 0$$

L'onde se propage donc moins loin dans le gradient pour cette polarisation. En effet, elle est réfléchiée à $n_e = n_c \cos^2 \theta - n_c \cdot \frac{1}{4k^2} \left(\frac{1}{\epsilon(x)} \frac{\partial \epsilon(x)}{\partial x} \right)$. Une conversion se produit donc au-delà de cette densité entre le champ de l'onde évanescente électromagnétique qui possède une composante selon la direction du gradient de plasma et le champ de l'onde électrostatique dans le plasma. Le plasma entre en résonance avec l'onde électromagnétique en $\omega_L = \omega_{pe}$.

Notons que pour résoudre l'équation de Helmholtz pour une onde polarisée p on peut utiliser l'approximation WKB (Wentzel-Kramers-Brillouin) valable pour de longs gradients de densité où $\epsilon(x)$ varie lentement soit $\frac{1}{\epsilon(x)} \frac{\partial \epsilon(x)}{\partial x} \ll k$. Cette approximation n'est cependant pas valable pour des impulsions femtosecondes pour lesquelles une résolution numérique est nécessaire [44].

L'absorption est maximale pour un angle d'incidence défini par la formule suivante :

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

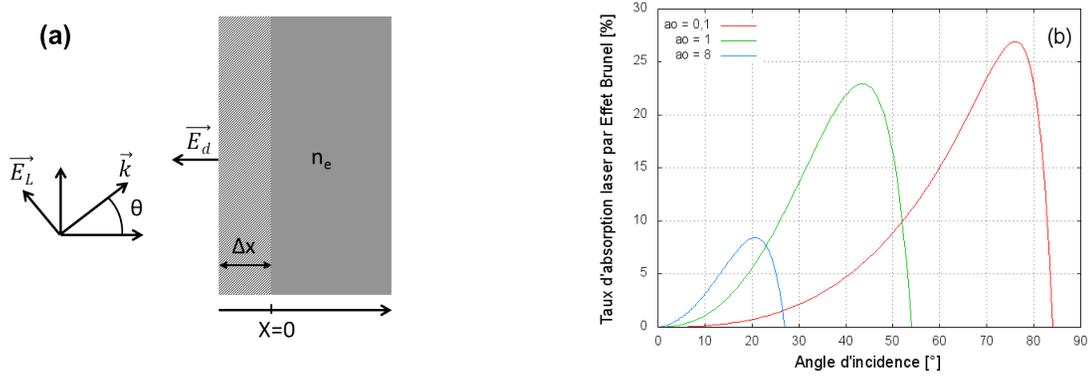


FIGURE 1.5 – (a) Schéma du repère utilisé pour décrire le modèle de vacuum heating, (b) Absorption par Effet Brunel en fonction de l'angle d'incidence

avec L_g la longueur du gradient de plasma en expansion.

Notons qu'il s'agit d'un mécanisme d'absorption non-collisionnelle dont l'influence est moindre à haut contraste lorsque la longueur de gradient est faible.

La population électronique générée par ce mécanisme suit une distribution maxwellienne de température moyenne $T_h[k eV] \sim 10 \cdot (T_e \cdot I_{16} \cdot \lambda_0^2[\mu m])^{\frac{1}{3}}$ avec I_{16} l'intensité de l'impulsion laser en $10^{16} W.cm^{-2}$

1.2.5 “Vacuum heating”, effet Brunel

Ce phénomène d'absorption peut être vu comme l'équivalent du mécanisme d'absorption résonnante dans le cas d'un plasma à bord raide. La différence principale tient dans le fait qu'au niveau de la densité critique aucune onde plasma n'est excitée. A chaque demi-période la combinaison du champ incident et réfléchi de l'impulsion laser arrache les électrons de l'épaisseur de peau du plasma. Ceux-ci sont accélérés vers le vide avant d'être réinjectés pour une partie d'entre eux dans le plasma à la demi période laser suivante avec une vitesse $v_{e-} = \frac{2eE_0}{m_e\omega_0} \sin\theta$. Ces électrons pénètrent dans le plasma au-delà de la densité critique et libèrent ainsi leur énergie dans le plasma sans être rappelés par le champ laser [13]. Ce mécanisme fut découvert par Brunel [42] qui en établit le modèle suivant : pour une cible solide de densité n_e et une impulsion laser décrite par son champ électrique E_L , son vecteur d'onde \vec{k} et son angle d'incidence θ comme repéré sur la figure 1.5 (a), on peut écrire que le champ laser à la surface de la cible est égale au champ incident plus le champ réfléchi soit en notant η_a le coefficient de réflexion du champ électrique :

$$E_d = E_L \cdot \sin\theta + \sqrt{1 - \eta_a^2} \cdot E_L \cdot \sin\theta \equiv f \cdot E_L \cdot \sin\theta$$

Si on suppose que les électrons arrachés de la surface de la cible se retrouvent dans le volume compris entre $x = 0$ et $x = -\Delta x$ (partie hachurée sur la figure 1.5), on peut

écrire l'équation de Poisson

$$E_{surface} = \frac{e \cdot \Sigma}{\epsilon_0} \text{ avec } \Sigma = n_e \cdot \Delta x$$

En égalisant ce champ électrique au champ laser à la surface de la cible on obtient

$$\Sigma = \frac{f \cdot E_L \cdot \sin\theta \cdot \epsilon_0}{e}$$

La puissance absorbée par les électrons au cours d'un cycle laser est donc de

$$P_a = \Sigma \frac{\omega}{2\pi} (\gamma - 1) m_e c^2$$

avec $\gamma = \sqrt{1 + (v_d/c)^2}$, $v_d = f \cdot c \cdot a_0 \cdot \sin\theta$ et $a_0 = \frac{e \cdot E_L}{m_e \cdot \omega \cdot c}$.

En prenant pour la puissance laser incidente P_L

$$P_L = \frac{\epsilon_0 E_L^2}{2} \cdot c \cdot \cos\theta$$

on obtient un taux d'absorption pour ce mécanisme de chauffage représenté sur la figure 1.5 (b) qui vaut

$$\eta_{Brunel} = \frac{P_a}{P_L} = \frac{1}{\pi a_0} \cdot f \cdot \frac{\sin\theta}{\cos\theta} \left[\sqrt{1 + f^2 a_0^2 \sin^2\theta} - 1 \right]$$

La figure 1.6, représentant l'espace des phases des électrons de Brunel, illustre ce mécanisme de chauffage [43]. Les impulsions p_x positives correspondent à des électrons se dirigeant vers le plasma et les impulsions négatives correspondent à des électrons se dirigeant vers le vide. Sur les images (a) à (c) les électrons sont arrachés du bord de cible et accélérés vers le vide sous l'action du champ électrique. La distribution en impulsions est continue, les premiers électrons arrachés possédant les plus grandes impulsions. A partir de l'image (d) le champ électrique du laser s'inverse et les électrons sont accélérés vers le plasma. Les derniers électrons arrachés du bord de cible possèdent une impulsion faible et sont donc les premiers à revenir vers la cible. Sur les images (e) et (f) on voit que l'impulsion moyenne des électrons au niveau de la surface de la cible augmente. La raison provient de la contribution des électrons rappelés vers la cible avec des impulsions d'autant plus grandes qu'ils sont loin du bord de cible. Les électrons les plus rapides rattrapent alors les plus lents créant des pics de densité électronique dans la cible. Ces pics sont d'ailleurs à l'origine des harmoniques générées par "Coherent Wake Emission" [43].

1.2.6 Chauffage pondéromoteur

En régime classique on décrit le mouvement d'un électron par :

$$\frac{\partial \vec{v}_{e0}}{\partial t} = -\frac{e}{m_e} \vec{E}$$

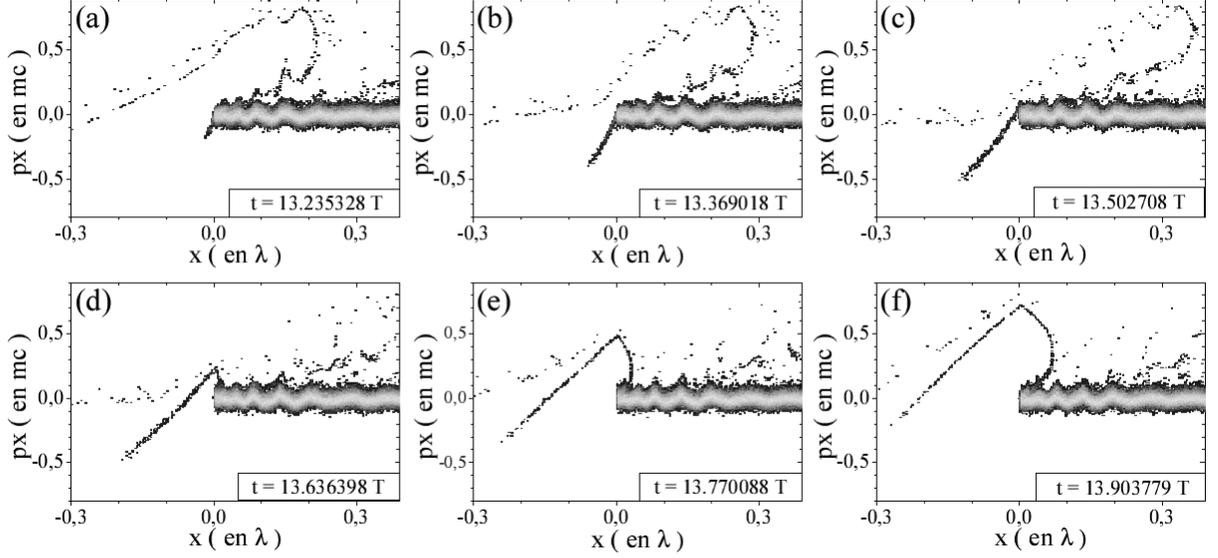


FIGURE 1.6 – Simulation PIC 1D avec le code EUTERPE, espace des phases des électrons de Brunel au cours d'un cycle laser [43]

En régime relativiste la description du mouvement d'un électron peut être développée aux différents ordres décrivant ainsi la réponse non-linéaire $v_{e1}^{\vec{}}$ de l'électron à l'excitation du champ laser

$$\begin{aligned} \vec{v}_e &= v_{e0}^{\vec{}} + v_{e1}^{\vec{}} \\ \left(\frac{\partial v_{e1}^{\vec{}}}{\partial t} + (v_{e0}^{\vec{}} \cdot \vec{\nabla}) \cdot v_{e0}^{\vec{}} \right) &= -\frac{e}{m_e} (v_{e0}^{\vec{}} \wedge \vec{B}) \end{aligned}$$

d'où

$$m_e \frac{\partial v_{e1}^{\vec{}}}{\partial t} = -\frac{e^2}{m_e \omega^2} \left[(\vec{E} \cdot \vec{\nabla}) \cdot \vec{E} \cdot \cos^2(\omega t) + \vec{E} \times \vec{\nabla} \times \vec{E} \cdot \sin^2(\omega t) \right]$$

ou en prenant la moyenne temporelle de cette force,

$$m_e \left\langle \frac{\partial v_{e1}^{\vec{}}}{\partial t} \right\rangle = \langle \vec{f}_p \rangle = -\frac{e^2}{4 \cdot m_e \omega^2} \nabla \vec{E}^2$$

Cette force non-linéaire est la force pondéromotrice. Sa valeur instantanée dépend de la polarisation de l'onde laser. En polarisation linéaire, avec $\vec{E} = E_0(x, t) \sin(\omega t) \vec{u}_y$, elle présente une composante oscillante à 2ω selon la direction de propagation sa valeur est

$$\vec{f}_p = -\frac{e^2}{4 \cdot m_e \omega^2} \frac{\partial E_0^2(x, t)}{\partial x} (1 + \cos(2\omega t)) \vec{u}_x$$

car dans ce cas

$$\begin{aligned} \vec{v}_0 &= \frac{e}{m_e \omega} E_0(x, t) \cos(\omega t) \vec{u}_y \\ (\vec{v}_0 \cdot \vec{\nabla}) \cdot \vec{v}_0 &= 0 \\ -\frac{e}{m_e} (\vec{v}_0 \wedge \vec{B}) &= -\frac{e^2}{m_e^2 \omega^2} E_0(x, t) \frac{\partial E_0(x, t)}{\partial x} \cos^2(\omega t) \vec{u}_x \end{aligned}$$

En polarisation circulaire, le champ électrique laser s'écrit

$$\vec{E} = E_0(x, t) (\cos(\omega t) \vec{u}_y + \sin(\omega t) \vec{u}_z)$$

le calcul de la force pondéromotrice nous donne alors

$$\vec{f}_p = -\frac{e^2}{2 m_e \omega^2} \frac{\partial E_0^2(x, t)}{\partial x} \vec{u}_x$$

Cette différence sera d'une importance capitale lorsque nous parlerons du régime d'accélération par pression de radiation. Dans le cas d'une onde en polarisation linéaire, on distingue donc deux composantes à la force pondéromotrice une composante constante et une composante oscillante à 2ω . La composante constante est responsable de l'expulsion des électrons en dehors des zones de haute intensité laser. La composante oscillante est quant à elle responsable du mouvement en "8" des électrons dont nous avons parlé dans la section 1.2.1. La composante de la force de Lorentz n'étant plus négligeable en régime relativiste, les électrons en plus du mouvement oscillant dans le champ électrique sont animés d'un mouvement de va et vient dans la direction de propagation à la fréquence 2ω . Notons également que cette force pondéromotrice s'applique sur les électrons comme sur les ions mais agit peu de manière directe sur les ions en raison de sa dépendance inverse avec la masse de la particule. Elle agit néanmoins sur les ions par l'intermédiaire des électrons en générant des champs électrostatiques par séparation de charge.

La force pondéromotrice peut être vue comme le pompage de l'énergie des électrons dans les zones de haute intensité. On peut alors considérer cette force comme le gradient de l'énergie cinétique des électrons dans le cas non-relativiste avec $\gamma = \sqrt{1 + a_0^2/2}$

$$\langle \vec{f}_p \rangle = -\nabla T = -\nabla (\gamma - 1) mc^2 \sim -mc^2 \frac{a_0^2}{4} = -\frac{e^2}{4 m_e \omega^2} \nabla E^2$$

Dans le cas relativiste, on considère l'énergie totale de la particule et la force pondéromotrice relativiste devient

$$\langle \vec{f}_p \rangle = -\nabla U = -mc^2 \nabla \gamma \sim -\frac{mc^2}{4\gamma} \nabla a_0^2$$

L'énergie maximale que peuvent gagner les électrons par ce mécanisme de chauffage a été estimée par Wilks [14] par le potentiel pondéromoteur ϕ_p , dans le cadre d'impulsions

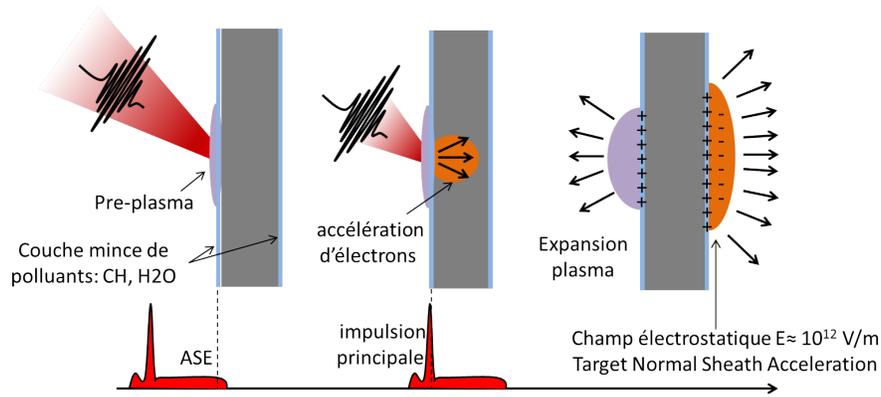


FIGURE 1.7 – Représentation schématique du mécanisme d'accélération ionique dit Target Normal Sheath Acceleration, TNSA

longues ($\gtrsim 150$ fs). Ce potentiel est associé au mouvement transverse d'un électron dans une onde plane permettant d'approximer la température électronique moyenne à

$$T \simeq \phi_p = m_e c^2 \left(\sqrt{1 + a_0^2} - 1 \right)$$

1.3 Accélérations d'ions par laser

Nous venons de voir les différents mécanismes par lesquels une onde laser pouvait interagir avec un plasma et chauffer les électrons de ce plasma. Voyons désormais de quelle manière ces électrons chauffés interviennent dans les mécanismes d'accélération d'ions.

1.3.1 Target Normal Sheath Acceleration (TNSA)

Ce mécanisme décrit sur la figure 1.7 est le résultat de l'accélération des électrons sous l'effet d'un champ laser [62, 63, 64, 65]. Lorsque l'impulsion laser impacte une cible solide, l'énergie électromagnétique est transférée aux électrons du matériaux via les différents mécanismes de chauffage mentionnés plus haut (et notamment à haut contraste laser par effet Brunel [13]). Cette population électronique, de distribution Maxwellienne (comme nous le verrons par la suite), va se propager à l'intérieur de la cible jusqu'à atteindre la face arrière de cette cible. La partie des plus hautes énergies de cette population va s'échapper définitivement de la cible mais la plupart des électrons seront rappelés par le champ électrostatique généré par séparation de charge à l'interface de cette cible avec le vide. Un nuage électronique d'une épaisseur de l'ordre de la longueur de Debye va donc se former en face arrière de la cible et le champ électrostatique, de l'ordre du GV/m, va ioniser et accélérer dans la direction normale à la cible les espèces situées sur la couche superficielle de la cible (ce qui donne le nom au mécanisme : Target Normal Sheath Acceleration). Parmi celles-ci (essentiellement des hydrocarbures et de

la vapeur d'eau), les protons ayant le rapport masse sur charge le plus petit seront majoritairement accélérés. La composition de la cible n'a alors pas de réelle influence sur les espèces ioniques accélérées mais sur le couplage avec l'impulsion laser.

Les ions ainsi accélérés se présentent sous forme de paquets émis avec un angle de divergence d'environ 20° et une bonne laminarité [66, 67]. Leur distribution énergétique est une Maxwellienne (à une ou deux température moyenne) présentant une énergie de coupure qui sera mesurée lors de nos expériences. Ces caractéristiques permettent d'envisager différentes applications comme la radiographie de champ électrique dans les plasmas [78], le chauffage isochore [79], la production d'isotopes à usage médical [80] ou encore la protonthérapie [77].

Notons que nous avons décrit l'origine de l'accélération d'ions en face arrière (face non irradiée) des cibles mais pas en face avant. En effet on observe également une accélération d'ions en face avant des cibles solides. Ce phénomène qui historiquement a suscité moins d'intérêt que l'accélération en face arrière, est lié à l'expansion du plasma dans le vide dans le cas de cibles épaisses. Dans le cas de cibles minces, l'accélération ionique en face avant a la même origine que l'accélération ionique en face arrière. En effet, lorsque les électrons accélérés par le laser s'échappent de la cible en face arrière, ils sont rappelés par le champ électrostatique. Une partie d'entre eux possèdent alors une énergie suffisante pour pénétrer de nouveau dans la cible et la traverser avant de s'échapper de nouveau en face avant. Ainsi le même mécanisme à l'origine de la formation du nuage électronique se produit en face avant. Le processus se poursuit jusqu'à ce que les électrons s'échappent définitivement ou bien perdent la totalité de leur énergie par collision et interaction coulombienne avec les ions : c'est le phénomène de recirculation électronique [8]. Notons que, pour que ce nuage électronique se forme, il est nécessaire que le bord de la cible soit suffisamment franc ce qui nécessite un bon contraste laser afin qu'aucun pre-plasma ne se soit formé au préalable. Si le contraste n'est pas suffisant l'expansion du plasma, va constituer un gradient de densité et induire une diminution du champ électrostatique accélérateur (augmentation de la distance entre le nuage électronique et le bord du plasma).

Intéressons nous, tout d'abord, à l'expansion d'un plasma dans le vide qui fut le premier modèle décrivant l'accélération en face avant et arrière.

1.3.1.1 Modèle d'expansion auto-similaire

Le modèle d'expansion monodimensionnelle [5, 6] est régi par l'équation de conservation de la masse et l'équation du mouvement :

$$\begin{cases} \frac{\partial N_i}{\partial t} + \frac{\partial(N_i v_i)}{\partial x} = 0 \\ m_i \left(\frac{\partial v_i}{\partial t} + v_i \frac{\partial v_i}{\partial x} \right) = Ze \frac{\partial \phi}{\partial x} = -Zk_B T_e \frac{\partial \ln(ZN_i/N_0)}{\partial x} \end{cases}$$

En supposant une distribution maxwellienne de l'énergie des électrons et la quasi neutralité aux temps longs $N_e = N_0 \exp\left(-\frac{e\phi}{k_B T_e}\right)$ et $e\phi = -k_B T_e \ln\left(\frac{ZN_i}{N_0}\right)$. On reconnaît alors les équations d'un système en expansion isotherme à la vitesse $c_s = \sqrt{\frac{Zk_B T_e}{m_i}}$ car

$\frac{\partial \ln N}{\partial x} = \frac{1}{\rho} \frac{\partial \rho}{\partial x}$ de type :

$$\begin{cases} \frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial(\rho v)}{\partial x} = 0 \\ \frac{\partial v}{\partial t} + v \frac{\partial v}{\partial x} = -c_s^2 \frac{1}{\rho} \frac{\partial \rho}{\partial x} \end{cases}$$

Ce type de système admet des solutions autosimilaires (v et ρ ne dépendent que la quantité x/t) en posant donc $\xi = \frac{x}{t}$ on a $\frac{\partial}{\partial x} = \frac{1}{t} \frac{d}{d\xi}$ et $\frac{\partial}{\partial t} = -\frac{\xi}{t} \frac{d}{d\xi}$ on obtient :

$$\begin{aligned} & \begin{cases} (v - \xi) \rho' + \rho v' = 0 & \text{avec } v' = \frac{dv}{d\xi} \text{ et } \rho' = \frac{d\rho}{d\xi} \\ (v - \xi) v' = -c_s^2 \frac{\rho'}{\rho} \end{cases} \\ \Leftrightarrow & \begin{cases} (v - \xi)^2 = c_s^2 \\ \rho v' = -c_s \rho' \end{cases} \\ \Leftrightarrow & \begin{cases} \xi = \frac{x}{t} = v - c_s \\ v = -\int c_s \frac{d\rho}{\rho} \end{cases} \\ \Leftrightarrow & \begin{cases} v = c_s + \frac{x}{t} \\ N_i = N_{i0} \exp\left(-\frac{v}{c_s}\right) = N_{i0} \exp\left(-\left(1 + \frac{x}{c_s t}\right)\right) \simeq N_{i0} \exp\left(-\frac{x}{c_s t}\right) \end{cases} \end{aligned}$$

Nous en déduisons donc que :

$$\frac{\partial N / \partial x}{N} = -\frac{1}{c_s t}$$

Puisque de $N_e = N_0 \exp\left(-\frac{e\phi}{k_B T_e}\right)$ on en déduit [4] que :

$$E = -\frac{1}{N} \frac{\partial N}{\partial x} \frac{k_B T_e}{e} = \frac{k_B T_e}{e c_s t}$$

Ce modèle d'expansion isotherme, à cause de l'hypothèse de quasi-neutralité, n'est valable qu'aux temps longs. En effet lorsque $t \rightarrow 0$ le champ accélérateur tend vers l'infini. La modélisation de l'accélération dans le cas d'une interaction de très courte durée (quelques dizaines de femtoseconde) pour laquelle la longueur du gradient de plasma devient faible par rapport à la longueur de Debye $c_s t \ll \lambda_D$ nécessite de revoir nos hypothèses de départ et de résoudre l'équation de Poisson [6]. Lorsque la longueur de gradient devient inférieure à la longueur de Debye, on peut estimer la taille du nuage électronique en face arrière des cibles à $\sim \lambda_D$, ce qui nous donne un ordre de grandeur pour le champ accélérateur de $\sim \frac{k_B T_e}{e \lambda_D}$.

A l'inverse aux temps longs ou lorsque un préplasma se forme, on peut assimiler la variation de densité électronique en face arrière à

$$-\frac{\partial N}{\partial x} = \frac{N}{L_n}$$

On peut donc écrire que le champ accélérateur vaut

$$E = \frac{k_B T_e}{e L_n}$$

où L_n représente la longueur caractéristique du gradient de plasma. Le champ accélérateur est donc d'autant plus intense que le gradient de plasma est raide [5].

En résolvant numériquement le système complet d'équations

$$\begin{cases} \frac{\partial N_i}{\partial t} + \frac{\partial(N_i v_i)}{\partial x} = 0 \\ m_i \left(\frac{\partial v_i}{\partial t} + v_i \frac{\partial v_i}{\partial x} \right) = Z e \frac{\partial \phi}{\partial x} \\ \begin{cases} \frac{\partial^2 \phi}{\partial x^2} = \frac{e(N_e - N_{0i})}{\epsilon_0} \text{ pour } x < 0 \\ \frac{\partial^2 \phi}{\partial x^2} = \frac{e N_e}{\epsilon_0} \text{ pour } x > 0 \end{cases} \end{cases}$$

pour le cas d'un plasma semi-infini en $x < 0$ et avec une distribution électronique qui suit la loi de Boltzmann $N_e = N_0 \exp\left(-\frac{e\phi}{k_B T_e}\right)$, Mora montre [6] que le champ accélérateur E_{front} , la vitesse v_{front} et l'énergie maximale ϵ_{front} des protons accélérés valent :

$$\begin{aligned} E_{front} &= \frac{2}{\sqrt{e(1+\tau^2)}} \frac{k_B T_e}{e \lambda_D} \\ v_{front} &= 2c_s \ln\left(\tau + \sqrt{\tau^2 + 1}\right) \\ \epsilon_{front} &= 2Z.k_B.T_e \left[\ln\left(\tau + \sqrt{\tau^2 + 1}\right) \right] \end{aligned}$$

avec $\tau = \frac{\omega_{pi} t_{acc}}{\sqrt{2e}}$ où $\omega_{pi} = \sqrt{\frac{Z n_i e^2}{m_i \epsilon_0}}$ et t_{acc} est un temps correspondant au temps d'accélération. Il a été montré [7] qu'en utilisant $t_{acc} \sim 1.3\tau_{pulse}$, l'estimation de ϵ_{front} d'après ce modèle est en très bon accord avec les mesures expérimentales d'un large nombre d'installation laser. Cependant, cet accord est beaucoup moins satisfaisant pour des impulsions laser de très courte durée ($< 100 fs$). Une correction empirique du temps d'accélération est nécessaire pour le cas d'impulsions de courtes durées [15] ($< 100 fs$).

D'autres modèles existent, comme celui développé par M. Passoni [39], basé non pas sur une description fluide isotherme du plasma mais sur la description de la distribution électronique.

1.3.1.2 Modèle d'accélération quasi-statique

Constatant que sans l'intervention du paramètre t_{acc} dans le modèle d'expansion isotherme, les ions sont accélérés indéfiniment à cause d'un potentiel électrique divergeant à grande distance et afin de modéliser l'interaction aux temps courts, Passoni et Lontano ont développé un modèle [39] basé sur la distribution des électrons restant liés à la cible. Cette idée est particulièrement pertinente dans la mesure où aux temps courts les électrons les plus chauds s'échappent de la cible et ne participent pas à l'accélération des ions. Un schéma descriptif des notations est présenté sur la figure 1.8 . On utilise les hypothèses suivantes :

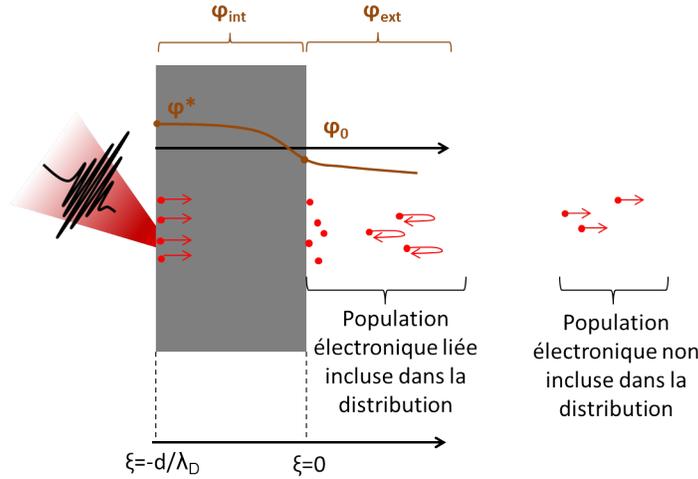


FIGURE 1.8 – Schéma descriptif du modèle de Passoni

1. Les électrons chauds générés par l'impulsion laser sont les seuls responsables du potentiel créé et de l'accélération des ions
2. La température de cette distribution électronique est constante dans les premiers temps de l'interaction (domaine de validité de ce modèle restreint aux temps courts) et estimée par le potentiel pondérateur de Wilks [4] $T_{e\text{chaud}} = m_e \cdot c^2 \left(\sqrt{1 + a_0^2} - 1 \right)$.
3. Le mouvement et la quantité d'ions accélérés sont négligeables et ne perturbe donc pas le champ électrique.

On utilise ensuite la distribution électronique relativiste de Maxwell-Jüttner [39] dans l'équation de Poisson :

$$f_e(x, p) = \frac{\tilde{n}}{2 \cdot m_e \cdot c \cdot K_1} \exp\left(-\frac{pc - e\phi}{T_e}\right)$$

avec K_1 la fonction de MacDonalld du premier ordre avec pour argument mc^2/T_e et $\tilde{n} = \int_{-\infty}^{\infty} f_e(x, p) dp$

Par la suite les équations seront adimensionnées avec $\xi = \frac{x}{\lambda_D}$, $\varphi = \frac{e\phi}{T_e}$ et $\lambda_D^2 = \frac{\epsilon_0 \cdot m_e \cdot c^2 K_1}{\tilde{n} \cdot e^2}$

On obtient dans le vide $\xi > 0$:

$$\frac{d^2\phi}{dx^2} = -\frac{e}{\epsilon_0} \int_0^\xi f_e(x, p) dp = -\frac{e}{\epsilon_0} \frac{\tilde{n} \cdot T_h}{m_e \cdot c^2 \cdot K_1} \left(e^{\frac{e\phi}{T_e}} - 1 \right)$$

qui après intégration et en supposant qu'il existe un ξ pour lequel le potentiel φ et sa dérivée s'annulent

$$\frac{d\varphi_{ext}}{d\xi} = \sqrt{2 \cdot (e^{\varphi_{ext}} - \varphi_{ext} - 1)}$$

On obtient dans la cible $\xi < 0$: On suppose l'existence d'une composante électronique froide constante en première approximation, si bien que la densité de charge totale peut s'écrire $(n_l - (Z.n_i - n_f)) e$. On obtient donc l'équation de Poisson suivante :

$$\frac{d^2\phi}{dx^2} = (n_l - (Z.n_i - n_f)) \frac{e}{\epsilon_0}$$

soit, en adimensionnant :

$$\frac{d^2\varphi_{int}}{d\xi^2} = e^{\varphi_{int}} - 1 - B \text{ avec } B = \frac{m_e \cdot c^2 \cdot K_1 \cdot (Z.n_i - n_f)}{\tilde{n} \cdot T_h}$$

Pour $\xi = -d/\lambda_D$, $\frac{d^2\varphi^*}{d\xi^2} = 0$ et par conséquent $B = e^{\varphi^*} - 1$ avec $\varphi^* = \varphi_{int}(\xi = -d/\lambda_D)$. L'intégration de l'équation de Poisson entre $-d/\lambda_D$ et ξ donne :

$$\frac{d\varphi_{int}}{d\xi} = \sqrt{2 \cdot (e^{\varphi_{int}} + e^{\varphi^*} \cdot (\varphi^* - 1 - \varphi_{int}))}$$

L'énergie des ions accélérés en face arrière est donc

$$E_{max} = Z \cdot T_e \cdot \varphi_0$$

Par continuité de la dérivé du potentiel en face arrière de la cible on obtient

$$\varphi_0 = \frac{e^{\varphi^*} (\varphi^* - 1) + 1}{e^{\varphi^*} - 1}$$

Le potentiel en face arrière est relié à l'absorption laser et correspond à l'énergie maximale que peut gagner un électron ramené à la température électronique de la distribution. Les auteurs estiment à partir des données expérimentales et numériques ce paramètre avec la relation :

$$\varphi^* = \frac{E_{max e-}}{T_e} = 4,8 + 0,8 \cdot \ln(E_L [J])$$

avec E_L l'énergie laser en Joule et T_e le potentiel pondéromoteur de Wilks.

On remarque que, désireux de solutionner le problème du temps d'accélération dans le modèle d'un plasma en expansion, les auteurs rencontrent, avec ce modèle, un nouveau problème posé par le potentiel électrique en face avant. Les deux modèles ont donc leurs défauts mais sont complémentaires, notamment pour modéliser l'accélération ionique aux temps courts (Passoni) et longs (Mora). On remarque tout de même qu'aucun des deux modèles ne prend en compte l'épaisseur de la cible pour estimer l'énergie des ions accélérés.

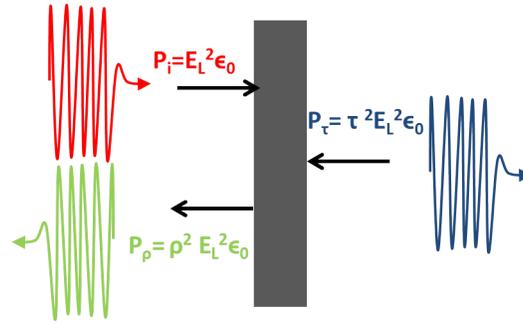


FIGURE 1.9 – Bilan de pression exercée par une onde laser sur une cible solide

1.3.2 Radiation Pressure Acceleration (RPA)

Ce mécanisme fut prédit par Esirkepov [9] à l'aide de simulations Particle In Cell et a suscité beaucoup d'intérêt depuis. L'intérêt de ce mécanisme d'accélération tient dans la distribution des ions accélérés. La pression de radiation, via les électrons de la cible, va pousser l'ensemble des espèces ioniques à la même vitesse. On obtient ainsi une distribution ionique monoénergétique particulièrement intéressante dans le cadre d'applications thérapeutiques. L'intensité laser qu'il est nécessaire d'atteindre afin que ce mécanisme d'accélération soit prédominant comparé au mécanisme TNSA restreint les possibilités de démonstration expérimentale aux installations de haute intensité à impulsion longue. Le principe du mécanisme est le suivant : l'impulsion laser peut être considérée comme un paquet de photons de quantité de mouvement $\hbar\omega/c$ transmettant leur énergie à une cible solide sur laquelle il viennent se réfléchir. Ils exercent alors une pression sur la cible appelée pression de radiation résultant des ondes laser incidente, réfléchi et transmise comme le montre la figure 1.9 . Pour une onde laser polarisée p dont on note le champ électrique E_L la pression de radiation vaut alors :

$$P = E_L^2 \epsilon_0 (1 + |\rho(\omega_0)|^2 - |\tau(\omega_0)|^2) = 2.E_L^2 \epsilon_0 |\rho(\omega_0)|^2$$

où $|\rho|$ et $|\tau|$ représentent respectivement les coefficients de réflexion et de transmission de l'onde laser. La cible étant ainsi mise en mouvement par cette pression de radiation, il est nécessaire de prendre en considération l'effet Doppler relativiste induit sur le coefficient de réflexion :

$$|\rho(\omega_0)|^2 = \left(\frac{\omega_{doppler}}{\omega_0} \right)^2 |\rho(\omega_{doppler})|^2 = \frac{1 - v_{cible}/c}{1 + v_{cible}/c} |\rho(\omega_{doppler})|^2$$

avec ω_0 et $\omega_{doppler}$ les pulsations respectives de l'onde laser incidente et réfléchi en tenant compte de l'effet Doppler car $\frac{\omega_{doppler}}{\omega_0} = \frac{1 - v_{cible}/c}{\gamma}$. En appliquant le principe fondamental de la dynamique à la cible de densité ionique n_i et d'épaisseur l on obtient :

$$\frac{d}{dt} (\gamma m_{cible} v_{cible}) = \frac{d}{dt} (\gamma . n_e . m_i . l . S . v_i) = P . S \iff \frac{d}{dt} (\gamma . m_i . v_i) = \frac{P}{n_e . l}$$

$$\frac{dp}{dt} = \frac{2 \cdot \epsilon_0 \cdot E_L^2}{n_e \cdot l} |\rho(\omega_{doppler})|^2 \frac{1 - v_{cible}/c}{1 + v_{cible}/c}$$

La résolution de cette équation donne ensuite pour les ions de la cible une énergie cinétique de :

$$E_{cin} = m_i c^2 \left[\sinh(u) - \frac{1}{4} \sinh^{-1}(u) - 1 \right]$$

avec

$$u = \frac{1}{3} \cdot \sinh^{-1} \left(\frac{6 \cdot \epsilon_0 \cdot E_L^2}{n_e \cdot l \cdot m_i \cdot c} \cdot t + \frac{1}{2} \left(\frac{p_0}{m_i \cdot c} + \sqrt{1 + \left(\frac{p_0}{m_i \cdot c} \right)^2} \right)^3 \right) \dots$$

$$\dots + \frac{3}{2} \left(\frac{p_0}{m_i \cdot c} + \sqrt{1 + \left(\frac{p_0}{m_i \cdot c} \right)^2} \right)$$

que l'on peut assimiler aux temps suffisamment longs à

$$E_{cin} \sim m_i \cdot c^2 \left(\frac{3 \cdot \epsilon_0 \cdot E_L^2}{2 \cdot n_e \cdot l \cdot m_i \cdot c} t \right)$$

L'inconvénient de ce mécanisme d'accélération, comme nous l'avons expliqué au début de ce chapitre, est l'obligation de disposer d'une impulsion laser suffisamment intense ($> 10^{24} W \cdot cm^{-2}$) pour que ce régime domine par rapport au TNSA, et d'une impulsion suffisamment longue. En effet le processus d'accélération dure le temps de l'interaction du laser avec la cible. Les électrons chauffés lors de l'interaction ont un effet destructurant pour la couche formée par le front de pression de radiation. Le morceau de cible accéléré sous la pression de radiation ne va donc pas seulement cesser d'accélérer à la fin de l'impulsion laser mais va se détruire, faisant perdre ainsi le caractère monoénergétique de la distribution ionique. Pour éviter ce phénomène de destruction du morceau de cible accéléré, dû au chauffage des électrons oscillants dans le champ laser, A. Macchi [10] a suggéré l'utilisation d'une onde laser polarisée circulairement. La force pondéromotrice poussant les électrons est ainsi débarrassée de sa composante 2ω , responsable d'une partie du chauffage du plasma. La portion de cible accélérée va donc garder sa structure lors de son accélération mais aussi en partie à la fin de celle-ci puisque le plasma reste froid.

Dans ce cas, on distingue trois phases dans le régime RPA et deux modes d'actions selon que l'on utilise des cibles minces ou épaisses. Les trois phases sont décrites schématiquement sur la figure 1.10 :

1. La force pondéromotrice pousse les électrons
2. Un champ électrostatique se crée par séparation de charges dans le plasma
3. Un équilibre entre la pression de radiation et la force exercée par le champ électrostatique se crée générant une surdensité électronique fixe tant que les ions n'ont pas bougé. Les ions sont alors mis en mouvement par ce champ électrostatique.

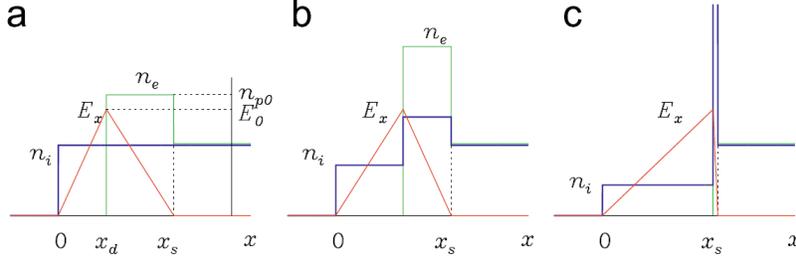


FIGURE 1.10 – Phases du mode d'accélération RPA [10]

On comprend aisément que la surdensité électronique ne peut être maintenue que tant que la pression de radiation vient compenser la pression induite par le champ électrostatique. L'accélération des ions de la cible sera donc directement liée à la durée de l'impulsion laser. Notons également que le rendement de conversion de l'énergie des photons à la cible vaut pour ce mécanisme $\eta = \frac{2\beta_{cible}}{1+\beta_{cible}}$ [10] ce qui signifie qu'à mesure que la cible accélère le rendement de conversion s'améliore et tend vers 100 % lorsque les ions approchent la vitesse de la lumière.

Ces phases de l'accélération restent valables dans les deux cas de configurations : cibles minces et cibles épaisses. Dans le cas des cibles minces, A.Macchi estime à l'aide de son modèle en polarisation circulaire, l'épaisseur optimale des cibles à utiliser en fonction des paramètres laser afin d'atteindre une énergie maximale pour les ions accélérés :

$$l_{opt} = \frac{1}{\pi} \frac{n_c}{n_e} \lambda a_0$$

$$E_{cin} \approx 2\pi \frac{Z m_e a_0^2 \tau_L}{A m_p \xi} \text{ avec } \xi = \pi \frac{n_e l}{n_c \lambda}$$

où l représente l'épaisseur de la cible, τ_L la durée de l'impulsion laser et a_0 le potentiel vecteur. En dessous de cette épaisseur optimale la transparence relative de la cible limite la pression de radiation et donc la transmission d'énergie.

A.Henig [12] pense avoir apporté une première preuve expérimentale de ce mécanisme à l'aide d'une impulsion laser en polarisation circulaire d'énergie 0,7 J à haut contraste ($\sim 10^{-11}$), d'une durée temporelle de 45 fs, focalisée sur des cibles de "Diamond like Carbon" d'environ 5 nm d'épaisseur. Avec ces caractéristiques l'intensité atteinte sur cible est de l'ordre de $5 \cdot 10^{19} \text{ W.cm}^{-2}$. On voit sur la figure 1.11 les spectres expérimentaux ((a) et (b)) mesurés lors de cette expérience. Le pic monoénergétique observé sur le spectre (b) des ions carbone 6+ accélérés est bien la trace du mécanisme d'accélération RPA. Sur le plan des simulations PIC, on constate, au vu des résultats présentés sur la figure 1.11 (d), que le pic monoénergétique disparaît progressivement après la fin de l'impulsion laser sous l'action du chauffage électronique qui homogénéise les distributions électroniques et ioniques.

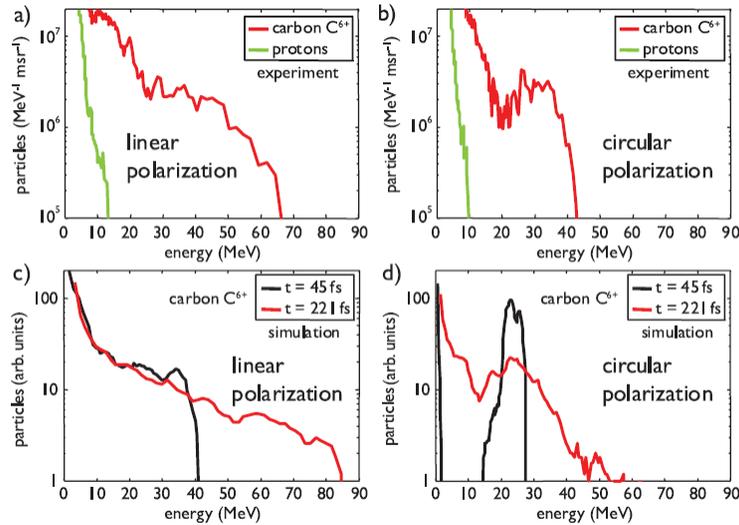


FIGURE 1.11 – Observations expérimentales des spectres d’ions Carbone 6+ en polarisation circulaire et linéaire à différents temps au cours de l’accélération (Henig [12])

1.4 Modélisation numérique : les codes Particle In Cell

La modélisation de l’interaction d’un plasma composé de N particules avec une impulsion laser est une tâche qui ne peut comme dans le cas d’un électron isolé, être effectuée manuellement. Nous avons, pour ce faire, recours à des codes numériques “Particle In Cell” (PIC). Ces codes permettent de simuler non pas les N particules d’un plasma mais un ensemble de macroparticules regroupant chacune plusieurs particules (ions+électrons). Il convient d’abord de s’interroger sur les raisons de l’élaboration de tels codes en les comparant aux autres codes de modélisation de l’interaction laser/plasma. Ce sont des contraintes de capacité informatique qui nous empêchent de modéliser l’interaction laser plasma sous la forme d’un problème à N corps. Selon les phénomènes que l’on désirera observer et leurs échelles spatio-temporelles, nous utiliserons les simplifications suivantes :

1. Approche microscopique ($\tau_{caractéristique} < 10^{-16} s$ et $l_{caractéristique} < 1 nm$) : code Monte-Carlo
 - modélisation de chaque particule
 - observation de la dynamique moléculaire et des processus atomiques
2. Approche cinétique ($\tau_{caractéristique} < 10^{-12} s$ et $l_{caractéristique} < 1 \mu m$) : code PIC
 - regroupement de particules en macroparticules
 - prise en compte des champs électromagnétiques de longue portée mais pas des interactions entre les particules (distance inter-particulaires inférieure à la longueur de Debye)

- Utilisation des équations de Maxwell-Vlasov ou de Fokker-Planck pour simuler les collisions via certaines approximations.
- 3. Approche fluide ($\tau_{caractéristique} > 10^{-10}$ s et $l_{caractéristique} > 1 \mu m$) : code Hydrodynamique
 - intégration des distributions de particules
 - description de l'évolution de grandeur macroscopique : densité, vitesse moyenne énergie moyenne
 - détermination a priori des coefficients décrivant un système (fréquences de collisions, coefficient de transport, viscosité...)

Dans le cas d'une impulsion de quelques fs interagissant sur des dimensions de l'ordre du micromètre nous utiliserons donc des code PIC. Les codes utilisés sont le code 1D EUTERPE développé par Guy Bonnaud [28] et le code 3D CALDER développé par Eric Lefebvre (CEA/DAM) [27]. Voici leur principe de fonctionnement :

La description d'un plasma de N particules implique l'utilisation d'un ensemble de 3 coordonnées spatiales et 3 coordonnées d'impulsions ce qui nous donne 6N coordonnées. La probabilité de trouver un plasma dans un état donné est notée

$$f(\vec{r}_1, \dots, \vec{r}_N, \vec{p}_1, \dots, \vec{p}_N) d\vec{r}_1 \dots d\vec{r}_N d\vec{p}_1 \dots d\vec{p}_N$$

Où f représente la densité de probabilité d'une grandeur d'état du plasma. Les grandeurs régies par cette densité de probabilité obéissent à l'équation de Liouville dont la signification n'est autre que leur conservation dans le temps le long d'une trajectoire.

$$\frac{df}{dt} = \frac{\partial f}{\partial t} + \sum_j \frac{\partial \vec{r}_j}{\partial t} \frac{\partial f}{\partial \vec{r}_j} + \sum_j \frac{\partial \vec{p}_j}{\partial t} \frac{\partial f}{\partial \vec{p}_j} = 0$$

L'astuce des codes PIC consiste à réduire ce système à N particules en un système à k particules de distribution f_k et en particulier pour k=1

$$\frac{\partial f_1}{\partial t} + \frac{\partial \vec{r}_1}{\partial t} \frac{\partial f_1}{\partial \vec{r}_1} + F_{ext}^{\vec{r}_1} \frac{\partial f_1}{\partial \vec{p}_1} + (N-1) \frac{\partial}{\partial \vec{p}_1} \int F_{2 \rightarrow 1}^{\vec{r}_1} f_2(\vec{r}_1, \vec{r}_2, \vec{p}_1, \vec{p}_2) d\vec{r}_2 d\vec{p}_2 = 0$$

Avec $\vec{F}_{2 \rightarrow 1}$ représentant la force exercée par le plasma sur la particule 1. On peut ainsi obtenir N équations où chaque équation sur f_k dépend de la fonction de distribution f_{k+1} . La fermeture de ces équations suppose l'intervention d'une hypothèse selon la nature des phénomènes à modéliser (isotherme, adiabatique...)

Dans le cadre qui nous intéresse les plasmas sont considérés comme non-collisionnels (hors équilibre thermodynamique). Les interactions entre particules sont donc négligées et les seuls champs électriques et magnétiques d'importance sont ceux agissant sur des distances supérieures à la longueur de Debye. L'interprétation équivalente de cette simplification consiste à dire qu'un grand nombre d'électrons sont contenus dans la sphère de Debye ($n_e \lambda_D^3 \gg 1$). Puisque la distance interparticulaire est très inférieure à λ_D on peut écrire

$$f_2(\vec{r}_1, \vec{r}_2, \vec{p}_1, \vec{p}_2) = f_1(\vec{r}_1, \vec{p}_1) f_2(\vec{r}_2, \vec{p}_2)$$

Après quelques manipulations, on en déduit que

$$\frac{\partial f_1}{\partial t} + \frac{\partial \vec{r}_1}{\partial t} \frac{\partial f_1}{\partial \vec{r}_1} + \left(\vec{E}_1 + \vec{v}_1 \wedge \vec{B}_1 \right) \frac{\partial f_1}{\partial \vec{p}_1} = 0$$

où \vec{E}_1 et \vec{B}_1 représentent les champs électriques et magnétiques extérieurs (champ laser) et exercés par la plasma. Ces champs sont calculés à chaque boucle (soit à chaque pas de temps d'une simulation) à partir de la distribution de charges et des équations de Maxwell. Le système initial est donc réduit de 6N dimensions à 6 dimensions, c'est le système de Maxwell-Vlasov.

$$\begin{array}{ccc} \left[(\vec{r}, \vec{p}) \rightarrow (\vec{\rho}, \vec{j}) \rightarrow (\vec{E}, \vec{B}) \right] & \rightarrow & [(\vec{r}, \vec{p}) \rightarrow \dots] \rightarrow \dots \\ \text{pas de temps 1} & & \rightarrow \text{pas de temps 2} \end{array}$$

Concernant les caractéristiques numériques, nous avons pris soin dans toutes nos simulations de satisfaire aux conditions de validité d'une simulation PIC en prenant une taille de maille inférieure à trois longueurs de Debye. Cette condition de stabilité découle du couplage d'une méthode particulière avec les équations de Maxwell [15]. Au-delà de cette valeur, nous exposons le plasma de nos simulations à un risque de "chauffage numérique". Ce chauffage sans origine physique se traduit par une augmentation de l'énergie globale des électrons du plasma supérieure à l'énergie apportée par le laser. C'est pourquoi le bilan énergétique est vérifié à la fin de chaque simulation, afin que le chauffage numérique ne dépasse pas les quelques 10% de l'énergie absorbée par le plasma. La deuxième condition à laquelle nous prêtons une attention particulière est la condition dite CFL (Courant Friedrichs-Lewy). Cette condition découle de la discrétisation temporelle des phénomènes à simuler. L'information sur les valeurs des champs doit se déplacer plus vite que les particules pour pouvoir traiter correctement le problème. On vérifie donc toujours que

$$\frac{1}{(c\Delta t)^2} \geq \frac{1}{\Delta x^2} + \frac{1}{\Delta y^2}$$

Par la suite, les paramètres de simulation seront précisés pour chaque simulation.

Chapitre 2

Génération d'impulsions laser femtoseconde

Afin de définir les conditions expérimentales de l'interaction laser plasma lors de nos expériences intéressons-nous aux caractéristiques de l'impulsion laser utilisée. Dans ce chapitre, après avoir rappelé brièvement les principes de la technique CPA (Chirped Pulse Amplification), permettant de générer des impulsions laser ultra-intenses et ultra-brèves, nous expliquerons les techniques employées pour contrôler le contraste laser et le front d'onde de l'impulsion laser. Nous verrons ensuite comment cette impulsion est focalisée et chercherons à comprendre comment, à partir de ces différents paramètres, nous pouvons optimiser le processus de mise en forme de l'impulsion laser pour obtenir de plus hautes intensités au foyer d'interaction. Nous verrons notamment comment l'utilisation d'un miroir déformable nous a permis de réduire la taille de la tache focale tout en augmentant la quantité d'énergie qu'elle contient.

2.1 Le principe du “Chirped Pulse Amplification”

Cette technique développée au début des années 80, a permis à la physique des lasers de puissance de voir le jour. Les impulsions lasers qu'elle permet de générer sans endommager le milieu amplificateur du laser procèdent selon trois principales étapes comme illustré sur la figure 2.1 . Les paramètres reportés sur cette figure à titre d'exemple, correspondent à ceux de la chaîne laser UHI-100 du CEA Saclay :

1. L'oscillateur, source du laser de puissance, génère une impulsion laser de quelques nanojoules et d'une durée de quelques femtosecondes. Le problème de l'amplification de sources aussi courtes temporellement est la haute intensité que l'on atteint dans le milieu d'amplification. Cela risque d'endommager les différents composants optiques de la chaîne laser. La première étape consiste donc, afin de réduire l'intensité de l'impulsion à l'étirer. Ce processus s'effectue grâce à un étireur à réseaux qui en plus d'étirer l'impulsion laser dans le temps ordonne les fréquences de cette impulsion temporellement. On dit alors que le faisceau est

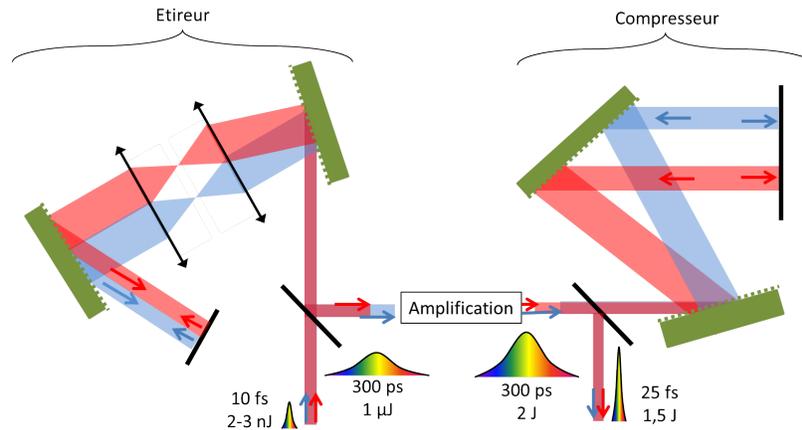


FIGURE 2.1 – Amplification par la technique Chirped Pulse Amplification

“chirpé” (étiré). La forme du spectre d’entrée dans l’étireur conditionne ainsi la qualité de ce processus d’étirement et donc la durée et l’intensité de l’impulsion laser en sortie de chaîne.

2. La deuxième partie de l’amplification CPA consiste en l’amplification elle-même. L’impulsion laser, étirée temporellement, va traverser différent milieu amplificateur (typiquement cristaux Titane Saphir dont le milieu est inversé par pompage avec laser Nd :YAG). L’impulsion laser étant de longue durée, le milieu amplificateur peut céder son énergie à l’impulsion laser sans que celle-ci atteigne une intensité au-delà du seuil d’endommagement (10^{11} à $10^{14} W.cm^{-2}$) des matériaux traversés.
3. L’impulsion peut désormais être recompressée afin d’atteindre de très haute intensité. Pour cela elle passe dans un compresseur à réseaux où les différentes fréquences de l’impulsion laser suivent des chemins particuliers permettant en sortie d’obtenir une impulsion laser de courte durée (jusqu’à quelques femtosecondes)

Afin de réaliser des expériences laser/plasma, l’impulsion laser doit désormais être caractérisée au mieux : contraste, durée, énergie, front d’onde...

2.2 Contraste laser

En première approximation, la forme temporelle de l’impulsion laser peut être considérée comme gaussienne. En réalité, elle est accompagnée d’un pied d’impulsion et de pré-impulsion laser caractéristiques des systèmes CPA comme le montre la figure 2.2 . Le pied de l’impulsion laser est principalement constitué par l’Amplified Spontaneous Emission (ASE). Dans les étages d’amplification de l’impulsion laser le milieu amplificateur pompé est le siège d’émission spontanée puisque la population atomique du milieu est inversée. C’est cette émission spontanée qui va être amplifiée et émise à la fréquence du pompage du milieu amplificateur. Le risque que constitue cette source d’énergie, si

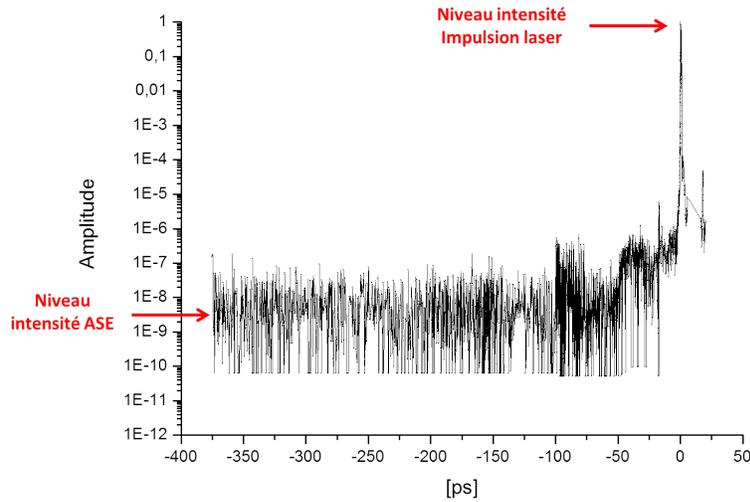


FIGURE 2.2 – Illustration du contraste laser (paramètre chaîne laser UHI-100 du CEA Saclay)

son intensité est suffisante, est que l'ASE interagisse avec la cible solide et génère un plasma avant l'arrivée de l'impulsion principale, modifiant ainsi les conditions d'interactions. On définit alors le contraste laser par la différence d'intensité entre ce piédestal et l'impulsion laser. Afin de nettoyer l'impulsion laser de ce piédestal différentes techniques sont employées parmi lesquelles la technique “Cross Polarization Wave” (XPW) [40, 41] ou encore la technique du miroir plasma [1, 81, 82, 45].

“Cross Polarization Wave” : Cette technique est basée sur un processus de génération de polarisation croisée gouverné par la partie réelle de la susceptibilité non linéaire du troisième ordre de matériaux cristallins, tels que le fluorure de baryum (BaF_2). La traversée d'un tel cristal par une impulsion laser incidente génère (mélange quatre ondes) une impulsion laser dont les caractéristiques sont les suivantes : même longueur d'onde, polarisation croisée et intensité proportionnelle au cube de l'intensité de l'impulsion incidente. Cette dépendance avec le cube de l'intensité permet ainsi d'améliorer le contraste d'une impulsion laser. Par ce procédé environ 10 à 15 % de l'énergie laser incidente peut être transmise [40]. Notons que cette technique peut être utilisée avec deux cristaux à la suite. L'efficacité de conversion peut alors atteindre jusqu'à 25% pour un contraste amélioré d'un facteur 10^3 [41].

Miroir plasma : Cette technique est basée sur la propriété qu'a un plasma à la densité critique de réfléchir une onde électromagnétique. Une description schématique de la mise en oeuvre est présentée sur la figure 2.3 . Une impulsion laser est focalisée en amont ou en aval de la surface d'une lame de verre dotée d'un traitement antireflet. La

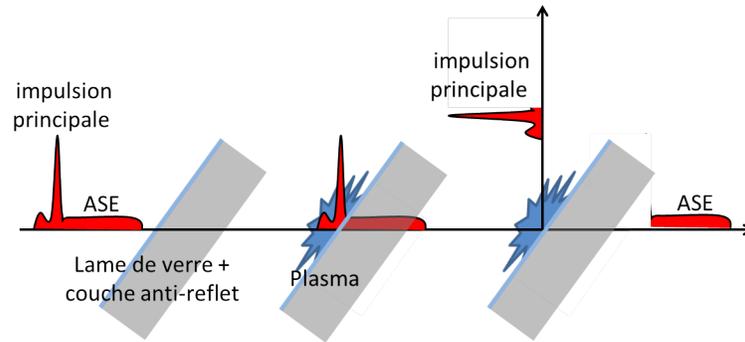


FIGURE 2.3 – Principe de fonctionnement d'un miroir plasma

distance entre le meilleur point de focalisation et la surface de la lame de verre permet d'ajuster l'intensité laser au niveau de cette lame. Lorsque l'impulsion laser se propage, elle est précédée de son piédestal comme représenté sur la figure. Celui-ci va être transmis à travers la lame de verre (la faible partie réfléchi va interférer destructivement grâce au traitement anti-reflet). Lors du passage du piédestal à l'impulsion laser l'intensité va augmenter jusqu'à être suffisante pour ioniser la lame de verre et générer ainsi un plasma. Sur ce plasma va alors pouvoir se réfléchir l'impulsion laser avec un coefficient de réflexion compris classiquement entre 65% et 85 % selon les configurations. L'impulsion est ainsi nettoyée de son piédestal mais atténuée. Son contraste est classiquement augmentée d'un facteur 10^2 . Notons que cette technique est parfois utilisé sous forme de double miroir plasma. Il s'agit simplement du même processus répété sur deux lames de verre. Dans ce cas de configuration le contraste peut être augmenté d'un facteur 10^4 au prix d'une transmission encore réduite de l'énergie contenue dans l'impulsion laser [1].

2.3 Front d'onde laser

La traversée d'un milieu par l'impulsion laser n'est pas sans inconvénient. Concernant les optiques en transmission, les milieux traversés sont dispersifs. Concernant les optiques en réflexion les surfaces ne sont pas parfaites. Ainsi à chaque réflexion ou transmission de l'impulsion, le front d'onde se dégrade. Cette dégradation du front d'onde a pour conséquence la perte d'une partie de l'énergie lors de la propagation du faisceau. Mais le principal problème tient au fait qu'elle engendre l'impossibilité de concentrer la totalité de l'énergie de l'impulsion laser lors de sa focalisation. Les défauts du front d'onde sont appelés aberrations géométriques et se divisent en différentes catégories :

1. Aberration de sphéricité : cette aberration est générée par l'utilisation d'optique de focalisation de courbure sphérique plutôt que paraboloidale. En résulte l'existence de différents foyer (foyer paraxial, meilleur foyer et foyer marginal) où les rayons focalisent. En terme de front d'onde cette aberration traduit l'incapacité de certains systèmes optiques à transformer une onde plane en onde sphérique.

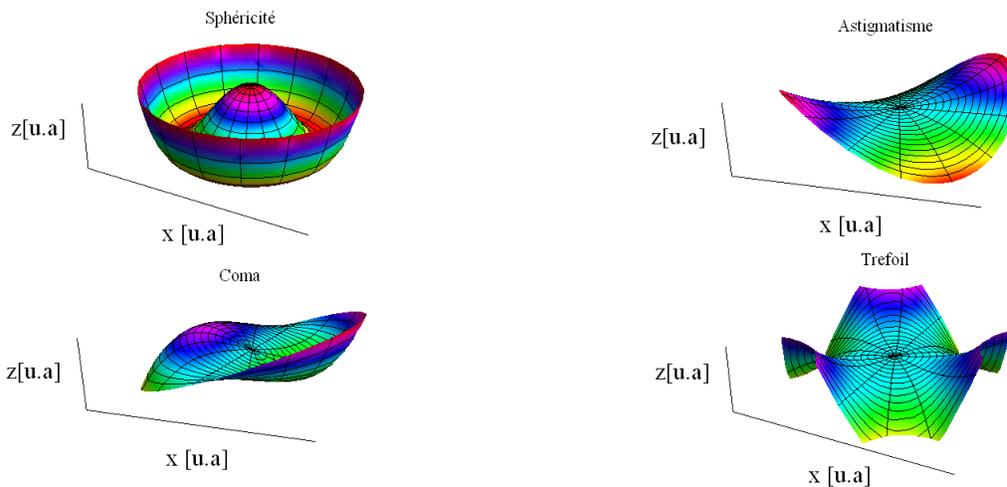


FIGURE 2.4 – Influence des différentes aberrations sur le front d'onde: sphéricité, astigmatisme, coma, trefoil

L'onde focalisée devient une conique avec une excentricité donnée.

2. Astigmatisme : cette aberration résulte souvent d'un défaut d'alignement d'un système optique ou d'une différence de courbure entre les différents axes de focalisation d'un système optique. C'est l'aberration principale à corriger lors de l'installation d'une parabole de focalisation et la correction de cette aberration peut être faite pour la plus grande partie manuellement. La signature de cette aberration est ainsi aisément reconnaissable par la forme allongée et dans des directions perpendiculaires l'une par rapport à l'autre, que prend une tache focale de part et d'autre du foyer. En terme de front d'onde, la courbure de celui-ci dépend de l'orientation du plan dans lequel on l'observe mais reste symétrique par rapport à l'axe optique.
3. Aberration de Coma : cette aberration résulte le plus souvent d'un problème de symétrie dans la conception des optiques. En résulte une dépendance de la position du foyer (déplacement hors axe optique) en fonction de la région d'où proviennent les rayons sortant du système optique. En terme de front d'onde, il n'est plus possible de le représenter par un arc de cercle puisque son profil est asymétrique. Le nom de coma provient de la forme particulière de cette aberration en queue de comète.
4. Trefoil : il s'agit là d'une aberration reconnaissable par ces trois lobes sur une tache focale. Notons simplement sur cette aberration que sa présence révèle souvent une contrainte mécanique sur un miroir serré en trois point à 120° .

L'importance de chaque aberration sur un front d'onde peut être extraite via une décomposition du front sur la base de Zernicke [83] comme on peut le voir sur la figure 2.4 . On utilise pour cela un analyseur de front d'onde couplé à un miroir déformable permettant une éventuelle correction de ce front d'onde. Un schéma de principe détaille

cette installation sur la figure 2.7. Le principe de fonctionnement est le suivant : on acquiert une image du front d'onde sur la surface du miroir déformable en utilisant un analyseur de front d'onde de type Shack-Hartmann, composé d'une caméra et d'une matrice de micro-lentilles. A chaque microlentille correspond un foyer. L'écart entre l'image réalisée par chaque microlentille par rapport à son foyer nous permet d'obtenir une carte représentant l'inclinaison locale du front d'onde sur l'image du faisceau initialement acquise. Pour minimiser les pertes d'énergie lors de la focalisation (énergie hors tache focale), un front d'onde plan est nécessaire. La surface du miroir déformable est alors contrainte par une série d'actuateurs liés à celle-ci. Les aberrations du front d'onde sont ainsi compensées lors de la réflexion de l'impulsion laser tout en conservant l'alignement lors de la mesure suivante.

2.4 Focalisation de l'impulsion laser

La focalisation d'une impulsion laser de haute intensité sur une cible solide ne peut se faire via une optique en transmission. On utilise donc pour cela une parabole de focalisation hors-axe de sorte que la cible au foyer de focalisation n'intersecte pas le faisceau incident. Afin de pouvoir focaliser au mieux les impulsions laser, l'utilisation de grandes ouvertures est préférable. En effet la capacité de focalisation d'un faisceau gaussien est limitée par la diffraction selon la formule suivante :

$$\phi_{FWHM} = \frac{1,02.\lambda.f}{D}$$

avec λ la longueur d'onde laser, f la distance focale de la parabole, D le diamètre du faisceau laser incident et ϕ_{FWHM} le diamètre à mi hauteur de la tache focale.

2.5 La chaîne laser UHI-100

Le CEA Saclay dispose d'une installation laser de puissance 70 TW nommée UHI-100. Cette chaîne laser résulte de l'amélioration de l'ancienne chaîne laser UHI-10. Dans la suite de ce travail de nombreuses comparaisons entre les résultats obtenus sur UHI-100 et ceux obtenus sur UHI-10 seront effectuées. Il importe donc d'avoir en tête les caractéristiques principales de ces deux chaînes lasers. Celles-ci sont résumées dans le tableau 2.1 .

Le contraste laser sur UHI-100 comme sur UHI-10 est amélioré grâce à l'utilisation d'un double miroir plasma décrit sur la figure 2.5 et dont le principe est expliqué dans la section 2.2.

Nos mesures montrent une transmission de l'ordre de 50 % ce qui coïncide avec les estimations théoriques [45]. La mesure du contraste avec et sans Double Miroir Plasma (DMP), réalisée à l'aide d'un auto-corrélateur du troisième ordre de type Séquoia [47], est reportée sur la figure 2.6 [46]. Si le contraste laser mesuré sans DMP est de l'ordre de 10^8 conformément à nos attentes, le contraste laser mesuré avec DMP n'est que de

Paramètres	UHI 10	UHI 100
Energie impulsion avant compresseur	0,65 J	2,2 J
Energie sur cible	0,325 J	0,79 J
durée de l'impulsion (FWHM)	65 fs	25 fs
Intensité sur cible (focalisation $f/2,5$)	$4.10^{18} W.cm^{-2}$	$1,7.10^{20} W.cm^{-2}$
potentiel vecteur normalisé	$a_0 = 1,4$	$a_0 = 8,9$
Intensité de l'ASE	$4.10^8 W.cm^{-2}$	$\sim 1,7.10^8 W.cm^{-2}$
Contraste avec DMP	10^{10}	$\sim 10^{12}$

TABLE 2.1 – Caractéristiques des chaînes laser UHI10 et UHI100

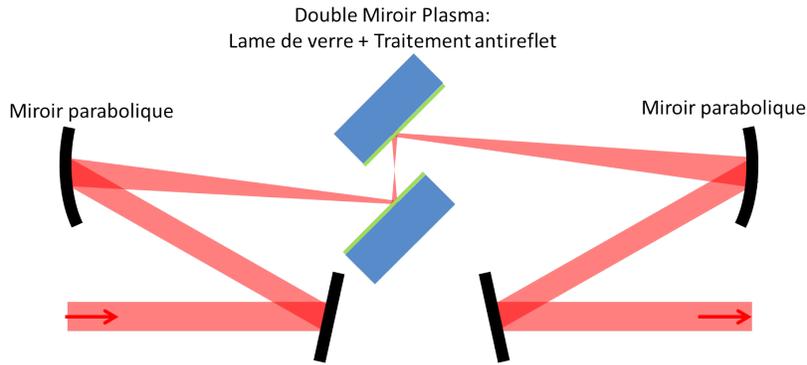


FIGURE 2.5 – Double miroir plasma

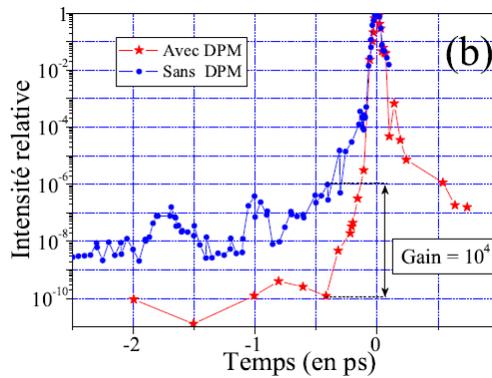


FIGURE 2.6 – Contraste temporel de l'impulsion laser sur UHI-100 [46]

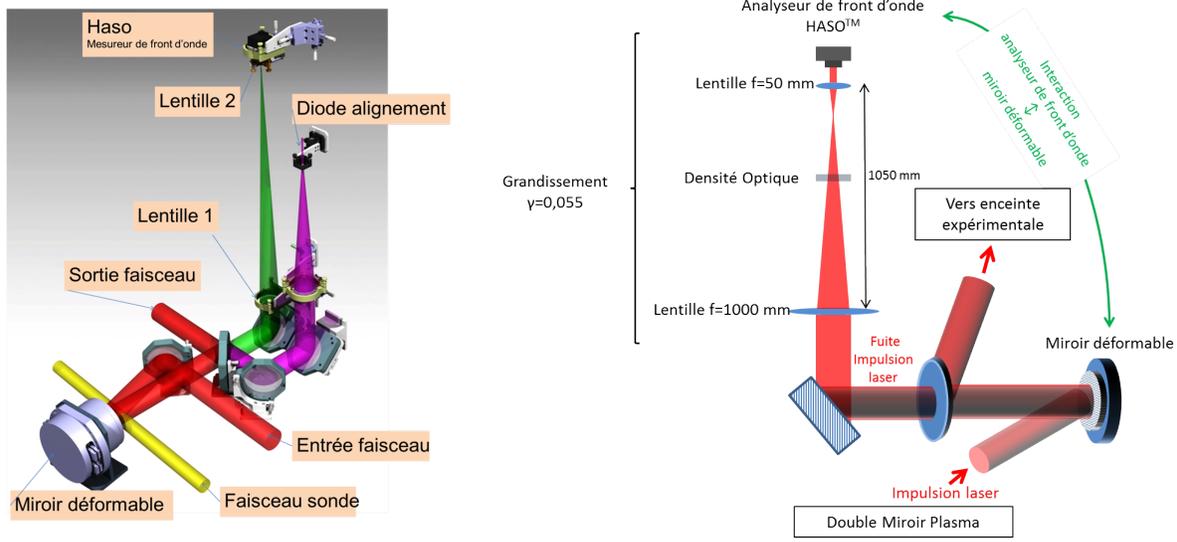


FIGURE 2.7 – Schéma descriptif de l’installation du miroir déformable sur la chaîne laser UHI 100

10^{10-11} , soit l’ordre de grandeur de celui mesuré sur la chaîne laser UHI-10 [1]. Ceci n’est pas étonnant car la valeur mesurée correspond à la dynamique du Séquoia que nous avons utilisé. Cependant, le meilleur contraste intrinsèque d’UHI-100 par rapport à UHI-10, les indications des simulations numériques et les résultats expérimentaux obtenus sur UHI-100 reportés dans les chapitres suivants, nous laissent croire que le contraste obtenu avec le DMP sur UHI-100 doit être de l’ordre de 10^{12} .

Pour focaliser l’impulsion laser nous utilisons des paraboles de focalisation hors-axe de grande ouverture : 200 à 300 mm de distance focale pour un faisceau laser d’environ 8 cm de diamètre. Pour de telles caractéristiques les taches focales à la limite de diffraction correspondent à $2,01 \mu\text{m}$ et $3,02 \mu\text{m}$ respectivement (largeur à mi-hauteur). Ceci s’entend dans le cas d’un front d’onde parfaitement plan. Pour améliorer le front d’onde laser, nous avons utilisé un miroir déformable dont l’installation est décrite sur la figure 2.7 . Nous parlerons plus en détails du processus d’amélioration du front d’onde dans la section 2.6. Notons simplement pour le moment que ce dispositif nous permet d’obtenir un front d’onde dont la planéité avoisine les 70 nm ($\sim 0,1 \cdot \lambda_{\text{laser}}$) en terme d’écart quadratique moyen. Pour une telle valeur, le diamètre des taches focales obtenues est proche de la limite de diffraction.

En considérant les caractéristiques mentionnées plus haut, le calcul de l’intensité sur cible nous donne une valeur de $10^{20} \text{ W.cm}^{-2}$. Ceci signifie qu’en l’absence de miroir plasma, l’intensité de l’ASE focalisée sur cible serait d’environ $10^{12} \text{ W.cm}^{-2}$. Cette valeur est au-delà du seuil d’ionisation. On comprend alors l’importance de l’utilisation du miroir plasma qui nous permet de réduire l’intensité de l’ASE focalisée sur cible à environ 10^8 W.cm^{-2} , ce qui est en dessous du seuil d’ionisation. L’impulsion laser principale sera donc la responsable de l’ionisation de la cible elle interagira avec une cible solide et non un préplasma.

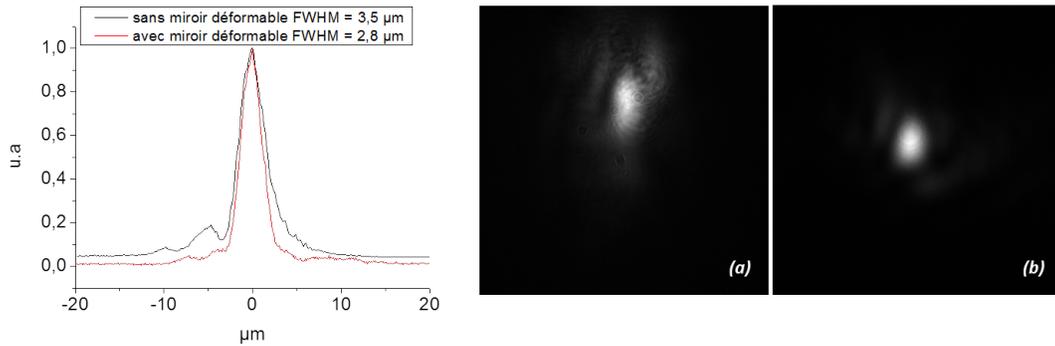


FIGURE 2.8 – tache focale mesurée avec (b) et sans (a) miroir déformable (focalisation $f/2,5$)

Dans les chapitres qui suivent, nous montrerons l'influence des paramètres de ce laser (énergie et durée de l'impulsion) sur l'accélération ionique, en commençant par comparer ses performances à celles obtenues avec le laser UHI-10.

2.6 Optimisation de l'intensité sur cible : contrôle de la tache focale

Afin de maîtriser les conditions d'interaction entre l'impulsion laser et la cible solide il est nécessaire de pouvoir contrôler entre autres la forme de la tache focale et la distribution spatiale de l'énergie dans celle-ci. Cette démarche est particulièrement importante pour essayer de maximiser l'énergie focalisée sur cible (et donc l'intensité) mais aussi pour obtenir une tache focale sans aberration optique nécessaire à la compréhension des phénomènes et à la comparaison avec les résultats numériques. On peut voir sur la figure 2.8 une image typique de tache focale obtenue avant et après l'installation du miroir déformable sur la chaîne laser UHI-100. L'énergie contenue autour de cette tache focale dans un cercle de diamètre correspondant à la largeur à $1/e^2$ n'est que de 40 %. Il semble a priori possible d'optimiser cette valeur et donc d'augmenter l'intensité sur cible en réduisant les aberrations chromatiques liées aux différentes longueurs d'onde de l'impulsion laser.

En effet, l'impulsion laser possède un spectre de 70 nm de largeur spectrale centré autour de 790 nm. Ce large spectre est responsable d'aberrations chromatiques dues à la variation d'indice (avec la longueur d'onde laser) des différentes optiques en transmission sur le chemin de l'impulsion. L'analyseur de front d'onde utilisant des optiques en transmission n'échappe pas à ce problème de chromatisme. Le front d'onde observé par l'analyseur (que nous appellerons parfois par son nom commercial HASO) peut donc être envisagé comme la superposition des fronts d'onde de chaque fréquence constituant le spectre de l'impulsion laser. On voit sur la figure 2.9 que lorsque l'on observe la

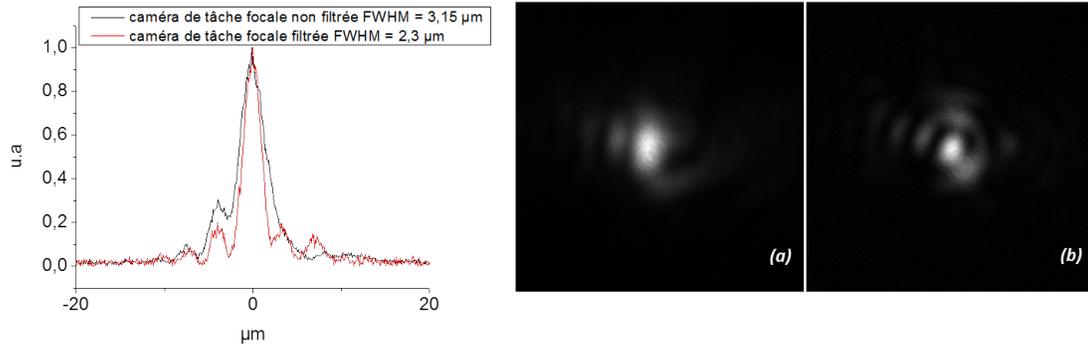


FIGURE 2.9 – Influence du large spectre de l'impulsion laser sur la mesure de la taille de la tache focale sans filtre (a) et avec filtre interférentiel : longueur d'onde centrale 785 nm ; bande passante 25 nm (b)

tache focale au foyer d'une parabole de focale 200 mm (soit une ouverture de $f/2,5$), la taille de la tache focale composée des taches focales à toutes les fréquences laser, est supérieure à la taille de la tache focale à 790 nm que nous avons obtenue en plaçant un filtre interférentiel (longueur d'onde centrale 785 nm ; bande passante 25 nm) devant la caméra. En effet chaque front d'onde monochromatique composant le front d'onde moyen possède ses aberrations. Ces aberrations aux différentes fréquences contribuent à l'étalement de l'énergie en dehors de la tache focale. L'analyseur de front d'onde ne mesure qu'un front d'onde moyen. Sa correction s'effectue donc principalement à 790 nm, fréquence dominante dans le spectre de l'impulsion laser, mais il introduit également des aberrations sur le front d'onde à 790 nm du fait qu'il essaie de corriger des aberrations présentes uniquement sur les fronts d'ondes aux autres fréquences. Afin d'estimer l'importance de la différence entre le front d'onde moyen et le front d'onde à 790 nm, nous avons placé cette fois un filtre interférentiel (longueur d'onde centrale 785 nm ; bande passante 25 nm) sur la ligne de l'analyseur de front d'onde. Nous avons donc effectué, à l'aide du miroir déformable une correction du front d'onde à 790 nm que nous avons appliquée sur le front d'onde moyen. Cela revient à estimer que les aberrations des différents fronts d'onde sont très peu différentes de celles observées sur le front d'onde à 790 nm. On constate sur la figure 2.10 que la dimension de la tache focale est réduite par ce procédé de correction. Cela signifie qu'il est préférable d'assimiler le front d'onde moyen au front d'onde à 790 nm plutôt que d'essayer de corriger des aberrations sur les différents fronts d'onde du spectre qui introduise des aberrations supplémentaires sur le front d'onde à 790 nm. Il est donc préférable de filtrer l'impulsion laser analysée par l'HASO. Si maintenant, en utilisant cette méthode de correction du front d'onde à 790 nm, on compare la taille de la tache focale dans l'enceinte expérimentale en filtrant le signal ou non, on constate que les aberrations chromatiques restantes sont majoritairement dans la direction perpendiculaire au plan de dispersion des réseaux du compresseur comme le montre la figure 2.11 . On ne peut donc pas jouer sur l'angle des

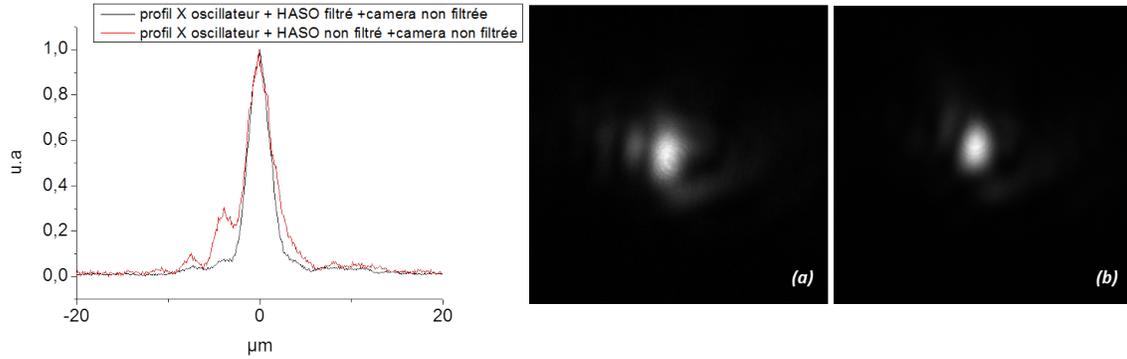


FIGURE 2.10 – Influence sur la tache focale d'une correction du front d'onde moyen (a) ou du front d'onde à 790 nm en utilisant un filtre interférentiel : longueur d'onde centrale 785 nm ; bande passante 25 nm (b)

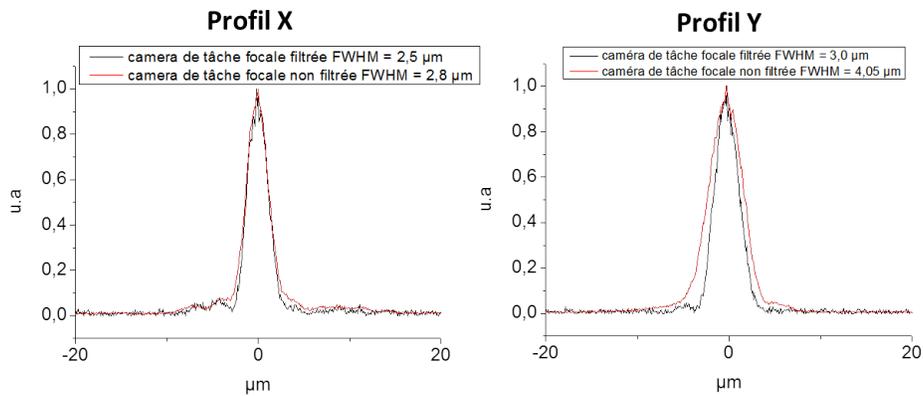


FIGURE 2.11 – Orientation des aberrations chromatiques sur la tache focale. Le profil X correspond au plan de dispersion des réseaux du compresseur laser

réseaux du compresseur pour corriger ces aberrations chromatiques.

En définitif, cette démarche d'optimisation de la tache focale nous a permis de réduire sa dimension de 20 % et 41 % par rapport au cas sans miroir déformable, respectivement dans la direction de dispersion des réseaux et dans la direction perpendiculaire. Notre tache focale présente désormais une largeur à mi-hauteur de 2,8 μm à comparer avec la limite de diffraction pour une parabole de 200 mm de focale qui est de 2,01 μm dans le cas d'une impulsion monochromatique à 790 nm

Mais ce critère seul ne nous permet pas de conclure à une augmentation de l'intensité sur cible puisque, comme nous l'avons déjà expliqué plus haut, l'intérêt de la correction des aberrations optiques réside aussi dans la possibilité de focaliser un maximum d'énergie dans la tache focale. Un indice de qualité particulièrement utile pour estimer les performances d'un instrument optique est le rapport de Strehl. Cet indice est défini comme le rapport du maximum d'intensité mesurée sur l'image d'un point (maximum de la Point Spread Function) sur le maximum théorique de cette "Fonction d'étalement d'un objet point" en considérant que l'optique travaille à la limite de diffraction, c'est à dire avec un front d'onde parfait. Notons que ce calcul peut être réalisé en considérant une distribution d'intensité théorique type "top hat" ou bien en considérant la distribution d'intensité réelle. Le rapport de Strehl se calcule selon la formule :

$$\text{Rapport de Strehl} = \exp\left(-2\left(2\pi\frac{\sigma}{\lambda}\right)^2\right)$$

où σ représente l'écart quadratique moyen du front d'onde.

L'impulsion laser délivrée par l'installation laser UHI-100 possède une rapport de Strehl d'environ 0,5. L'utilisation du miroir déformable nous permet de remonter cette valeur entre 0,7 et 0,8 . Ainsi une plus grande partie de l'énergie sera focalisée dans la tache focale, là où sans miroir déformable cette énergie serait dispersée autour (rapport de Strehl $< 0,5$). Connaissant le grandissement du système optique devant l'analyseur de front d'onde ($\gamma = 0.055$) on peut donc reconstruire une image de la meilleure tache focale que l'on soit capable d'obtenir au foyer de la parabole de focalisation de focale 200 mm. On peut voir sur la figure 2.12 qu'une partie de l'énergie de l'impulsion laser est contenue dans les pieds du profil de la tache focale mesurée au niveau du foyer de la parabole de focalisation. Pour la tache focale reconstruite au niveau de l'analyseur de front d'onde l'énergie contenue dans les pieds de l'impulsion est moindre car le rapport de Strehl est meilleur (0,847). Cela est dû aux aberrations générées dans la dernière partie de la propagation du faisceau dans l'enceinte expérimentale. Le réglage de la parabole de focalisation est notamment d'une importance capitale pour une si courte focale afin de ne pas introduire d'astigmatisme.

Nous pouvons donc considérer que pour une énergie de 0,79 J contenue dans une tache focale de forme gaussienne de dimension spatiale $FWHM_\phi = 2,9 \mu\text{m}$ et d'une durée temporelle de $FWHM_\tau = 28 \text{ fs}$, on atteint une intensité maximale de

$$I_{max} = \frac{E}{FWHM_\tau FWHM_\phi^2} \left(\frac{4 \cdot \ln 2}{\pi}\right)^{\frac{3}{2}} = 2,8 \cdot 10^{20} \text{ W.cm}^{-2}$$

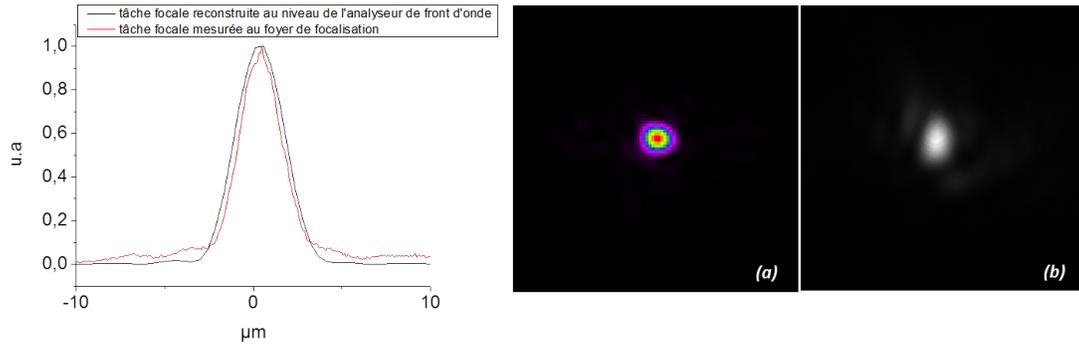


FIGURE 2.12 – Comparaison des taches focales mesurée au niveau du foyer parabole (b) et reconstruite au niveau de l'analyseur de front d'onde (rapport de Strehl 0,847) (a)

Pour ce calcul nous avons supposé que la forme de la tache focale est une gaussienne. Afin de vérifier la validité de cette hypothèse, nous pouvons également utiliser une méthode numérique.

En assimilant le profil temporel de l'impulsion laser à une gaussienne de largeur à mi-hauteur $FWHM_\tau$, on sait que la puissance incidente maximale de l'impulsion laser sur cible est de $P_0 = \frac{E}{FWHM_\tau} \sqrt{\frac{4 \ln 2}{\pi}}$. L'énergie totale E de l'impulsion correspond à l'intégration de la valeur de chaque pixel d'une image de tache focale. Il est nécessaire pour ne pas surestimer le calcul de l'intensité, de prendre un champ de vue suffisamment large autour de la tache focale. On prend ainsi en considération toute l'énergie mal focalisée et contribuant au signal loin de celle-ci comme on peut le voir sur la figure 2.13. On aperçoit clairement, sur l'histogramme de la figure 2.13, deux lois de distribution de l'intensité spécifiées par les cadres rouge et bleu. Les pixels pour lesquels le signal est le plus faible (cadre rouge) n'intègrent que le bruit de fond. Cette partie du signal doit être éliminée. La variation de distribution de signal dans l'histogramme marque le début de la réelle contribution de l'énergie laser au signal intégré (cadre bleu). Cette partie doit être prise en compte. On remarque que sans ce seuillage pour éliminer le bruit de fond le calcul serait complètement biaisé. En effet la majeure partie du signal provient des pixels ne percevant que le bruit de fond. En égalant l'énergie E (0,79 J) de l'impulsion laser à l'intégrale du nombre de coups de l'image seuillée on remonte à la puissance maximale P_0 de l'impulsion laser. Notons que le signal des pixels dont le rapport signal/bruit est inférieur à 1 n'est pas pris en compte dans cette méthode. Pour pallier à cela nous ajoutons artificiellement un signal à ces pixels correspondant à la loi de distribution du signal réel et non du bruit.

Par cette méthode numérique, l'intensité maximale du signal est mesurée à $1,7 \cdot 10^{20} \text{ W.cm}^{-2}$. Cette valeur de l'intensité maximale est logiquement inférieure à celle du calcul théorique puisqu'une plus grande partie de l'énergie se retrouve dans les pieds de la tache focale par rapport à une gaussienne. On peut comparer le rapport de l'intensité

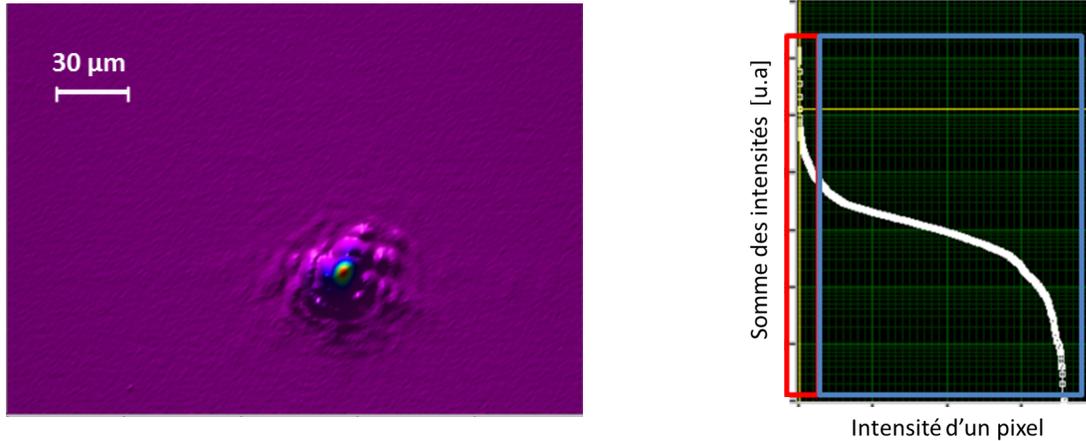


FIGURE 2.13 – Champ de vue d’une image de tache focale pour la détermination numérique de l’intensité (image de droite) et histogramme du nombre de pixels de l’image en fonction de leurs intensité (image de gauche)

calculée à partir de la mesure de $FWHM_{\tau}$ par l’intensité mesuré numériquement au rapport de Strehl . Le calcul du rapport des intensités nous donne 0,61. En prenant cette valeur pour rapport de Strehl on en déduit un écart type RMS pour le front d’onde de 62,5 nm. Cela correspond à l’ordre de grandeur observé pour ce paramètre lors de nos expériences.

Bien que cette estimation numérique semble la plus correcte, il est encore un phénomène que nous ne prenons pas en considération : les couplages spatio-temporels au foyer de focalisation. Sans entrer dans le détail de ces mesures, des travaux réalisés par nos collègues au sein du groupe de Physique à Haute Intensité du CEA nous permettent d’estimer que l’intensité sur cible pourrait être réduite d’un facteur 2 à 4 à cause d’une augmentation de la durée d’impulsion et de la taille de tache focale. On voit une illustration de ce phénomène sur la figure 2.14 représentant le profil spatial de l’impulsion au foyer de focalisation en fonction de la longueur d’onde de l’impulsion laser. Actuellement aucune méthode parfaitement fiable n’existe pour calculer l’intensité réelle au foyer de focalisation d’une impulsion laser de haute intensité. Il est primordiale de se souvenir de cette remarque lorsque l’on analysera des résultats expérimentaux (c.f. 4.3) ou de simulations (c.f. 3.2).

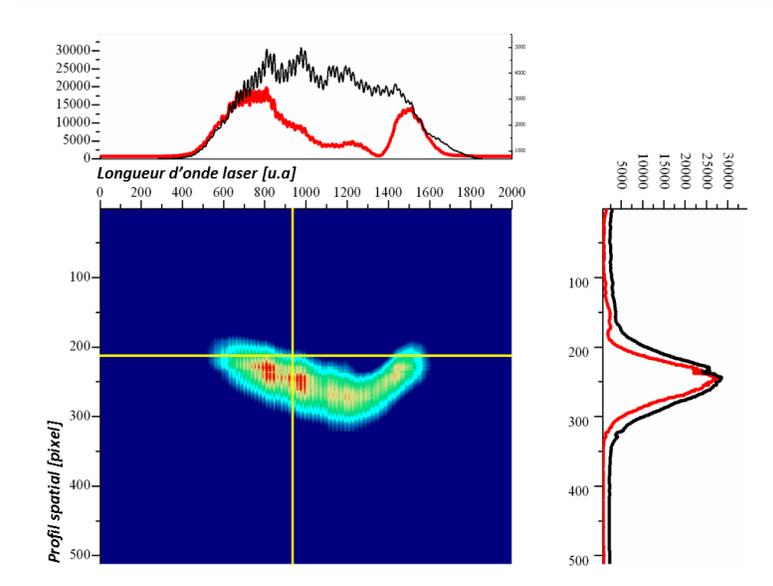


FIGURE 2.14 – Profil spatial d'une l'impulsion laser au foyer focalisation en fonction de la longueur d'onde. La courbe rouge représente le profil d'intensité local et la courbe noire représente la somme des profils en X ou Y de l'image.

Chapitre 3

Etude expérimentale en gradient infini

Nous nous intéresserons dans cette partie à l'accélération d'ions par interaction d'une impulsion laser à haut contraste avec des cibles solides planes. Dans ce cas de configuration nous pouvons considérer que l'impulsion laser principale interagit avec un plasma non étendu. Nous verrons dans une première partie comment nous mesurons l'énergie maximale des ions accélérés expérimentalement. Nous détaillerons ensuite le cours d'une expérience mettant en évidence l'existence de deux régimes d'accélération pour le TNSA : le premier régime dit opaque pour des cibles épaisses ($> 100 \text{ nm}$) nous ayant permis d'accélérer des protons à des énergies de 5,6 MeV et un régime dit transparent pour des cibles minces ($< 100 \text{ nm}$) pour lesquels des protons de 9,35 MeV ont pu être accélérés. Nous verrons ensuite que l'énergie de ces protons varie linéairement avec l'énergie de l'impulsion laser mais est relativement indépendante de la durée de celle-ci pour des durées inférieures à 300 fs . Nous confronterons dans une dernière partie ces résultats expérimentaux aux prévisions issues des codes numériques et des modèles analytiques. La précision de ces modèles étant de première importance pour évaluer les utilisations possibles des futures installations laser en fonction de leurs caractéristiques. Nous discuterons ensuite de la difficile mise en évidence du régime d'accélération RPA sur la chaîne laser UHI-100 du CEA.

3.1 La parabole de Thomson : Mesure de spectres ioniques

Une "parabole de Thomson" est un spectromètre de masse utilisant la déviation d'une particule dans un champ magnétique puis électrique comme le montre la figure 3.1 . L'amplitude de cette déviation selon les deux axes dépend du rapport masse sur charge et de l'énergie de l'ion considéré. A l'entrée de la parabole est placé un collimateur ou "pinhole" en anglais. Plus le trou de ce collimateur sera petit, meilleur sera la résolution en énergie et la capacité de la parabole à séparer les traces des différentes espèces ioniques. En effet les faisceaux d'ions accélérés lors de nos expériences sont divergents. L'existence d'une composante normale à la direction de propagation moyenne

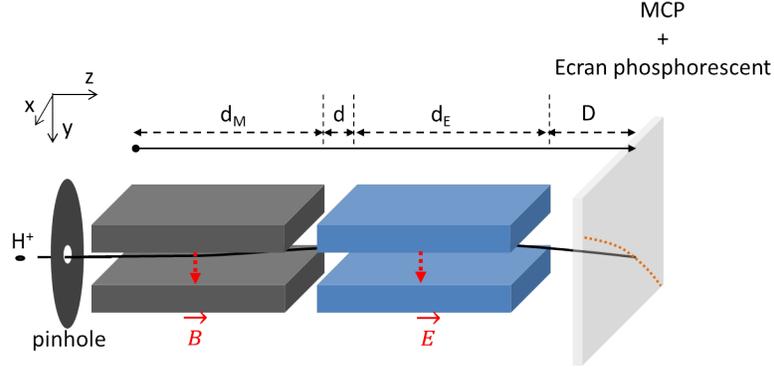


FIGURE 3.1 – Schéma de principe d'une parabole de Thomson

du faisceau, de la vitesse des particules est responsable de la dispersion des ions soumis au champ électrique et magnétique de la parabole de Thomson. D'une source ponctuelle (pinhole) en entrée de parabole Thomson, nous obtiendrons donc un signal sous la forme d'une tache étendue d'autant plus grande que la taille initiale du faisceau d'ions (et donc du pinhole) est grande.

Nous pouvons écrire les équations du mouvement d'une particule en remarquant que pour les énergies que nous observons sur nos diagnostics un traitement relativiste est inutile.

$$\vec{B} = \begin{pmatrix} 0 \\ B \\ 0 \end{pmatrix}; \vec{E} = \begin{pmatrix} 0 \\ E \\ 0 \end{pmatrix}$$

Pour $0 < z < d_M$

$$\begin{cases} m \frac{d^2 x}{dt^2} = -e \cdot \frac{dz}{dt} \cdot B & (1) \\ m \frac{d^2 z}{dt^2} = e \cdot \frac{dx}{dt} \cdot B & (2) \end{cases} \Rightarrow \frac{dA}{dt} + i \cdot \frac{e \cdot B}{m} \cdot A = 0 \quad (1) + i(3) \text{ et } A = \frac{dz}{dt} + i \frac{dx}{dt}$$

D'où on tire par identification des parties réelles et imaginaires et en prenant pour conditions initiales $(x_0, y_0, z_0) = \vec{0}$ et $(v_{x0}, v_{y0}, v_{z0}) = (0, 0, v_0)$

$$\begin{cases} v_x = -v_0 \cdot \sin(\omega_c t) \\ v_z = v_0 \cdot \cos(\omega_c t) \end{cases} \text{ et } \begin{cases} x = \frac{v_0}{\omega_c} \cdot (\cos(\omega_c t) - 1) \\ z = \frac{v_0}{\omega_c} \cdot \sin(\omega_c t) \end{cases} \text{ avec } \omega_c = \frac{e \cdot B}{m}$$

Au bout de l'aimant la position des ions est $(x(t_M), z(t_M))$ avec $t_M = \frac{1}{\omega_c} \text{Arcsin}\left(\frac{\omega_c \cdot d_M}{v_0}\right)$ avec la position. Les protons se propagent ensuite sur la distance d . Ils traversent un espace où ne règne aucun champ, les lignes de champ magnétique étant canalisées par la cage de fer doux disposée autour de l'aimant permanent. La déflexion des ions selon l'axe x n'est alors plus modifiée et on peut calculer la position x_D en $z = d_E + d + d_M + D$

$$x_D = x(t_M) + \frac{v_x(t_M)}{v_z(t_M)} (d + d_E + D)$$

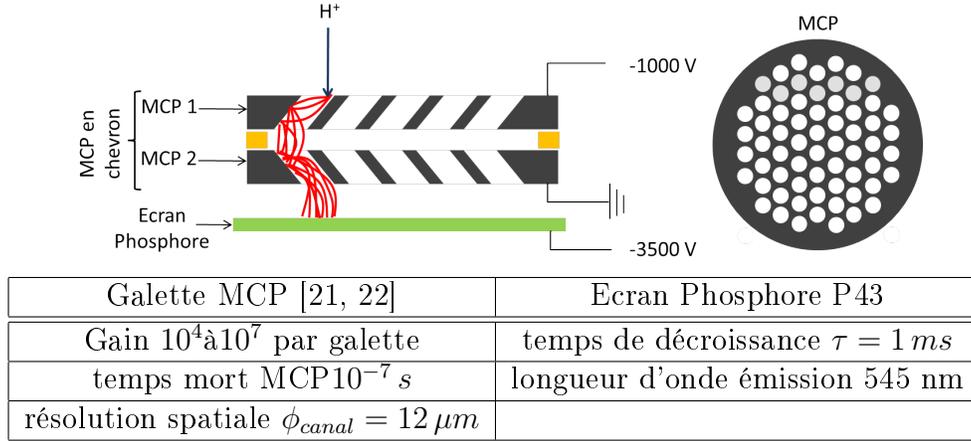


FIGURE 3.2 – Schéma de principe l'ensemble MCP/écran Phosphorescent

Pour $d_M + d < z < d_M + d + d_E$ on peut écrire l'équation du mouvement selon l'axe y ce qui nous donne

$$v_y = \frac{e.E}{m}t \text{ et } y = \frac{e.E}{2m}t^2$$

On peut considérer, en première approximation, que le temps mis par l'ion pour traverser l'espace entre les électrodes est $t_E = d_E/v_0$ ce qui nous permet de déduire la position y_D de l'ion en $z = d_E + d + d_M + D$

$$y_D = y(t_E) + \frac{v_y(t_E)}{v_z(t_M)}.D$$

En considérant $\omega_c t_M \ll 1$ (ce qui est justifié pour des faibles déviations) on obtient par un développement de Taylor l'équation d'une parabole dont la formule est la suivante :

$$y_D = \frac{E.m d_E}{e.B^2 d_M^2} \frac{1 + d_E/2}{(d_M/2 + d + d_E + D)^2} .x_D^2$$

La détection au point d'impact en $z = d_E + d + d_M + D$ s'effectue expérimentalement à l'aide d'un couple galette de micro-canaux(MCP)/écran phosphorescent. Les ions d'une même espèce ayant un rapport charge sur masse constant, on visualisera sur ce type de diagnostic une trace pour chaque espèce d'ions en forme de parabole résultant de l'impact des différents ions.

Le principe des galettes MCP repose sur la création d'une cascade électronique suite à l'ionisation du matériau par une particule ionisante. Cette cascade électronique est amplifiée au cours de sa propagation dans le long des canaux des galettes comme le montre la figure 3.2 . L'amplification de cette cascade électronique est rendue possible grâce à l'application d'une tension (qui accélère les électrons) aux bornes des galettes. La gerbe électronique ainsi générée en sortie de MCP, est visualisée via un écran phosphorescent qui convertit l'énergie des électrons l'impactant en photons visibles à 545 nm. Le signal est ainsi largement amplifié ($> 10^8$ avec deux MCP en Chevron, c.f. figure

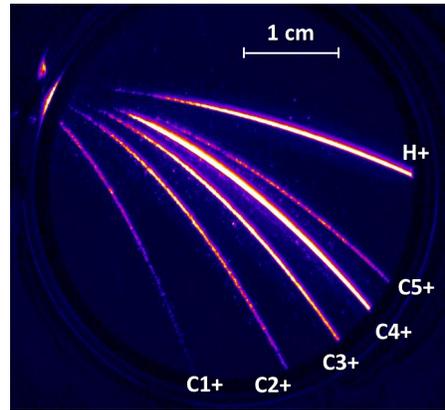


FIGURE 3.3 – Traces des différentes espèces ioniques mesurées sur une parabole de Thomson

3.2) par rapport à celui généré par une simple ionisation sur l'écran phosphorescent. Nous discuterons plus en détails des caractéristiques et de la calibration de cet ensemble qui a fait l'objet d'une campagne expérimentale présentée en annexe.

On peut voir sur la figure 3.3 la trace des différentes espèces ioniques mesurées expérimentalement. La trace des ions C^{6+} est trop peu intense pour être clairement visible ici. L'acquisition de ces images suivie de l'ajustement aux images théoriques permet de déterminer le type d'ions accélérés et leurs énergies maximales. Un autre moyen moins pratique expérimentalement et moins précis est l'utilisation de pile de film radiochromic dont la méthodologie est expliquée en annexe.

3.2 Etude des cibles minces : épaisseur optimale & régime de transparence

Avec une tache focale optimisée et en connaissant l'intensité sur cible dont nous disposons, nous avons entrepris une campagne de tir sur cible balayant la plage d'épaisseur entre $6\ \mu\text{m}$ et $3\ \text{nm}$.

Les mesures de l'énergie maximale des ions accélérés ont été réalisées avec des paraboles de Thomson en utilisant un champ électrique de $4000\text{V}/\text{cm}$ et un champ magnétique de $0,27\ \text{Tesla}$.

Les cibles d'épaisseur inférieure à $200\ \text{nm}$ sont des cibles de carbone. En effet le conditionnement et la manipulation de feuilles aussi fines ne sont pas aisés. Ces cibles produites industriellement par la société Arizona Carbon Foil [68] sont en fait, des pulvérisations de carbone graphite sur des lames de microscopes. Les lames sont, au préalable, enduites d'une couche de colle soluble. Il suffit alors d'immerger les lames

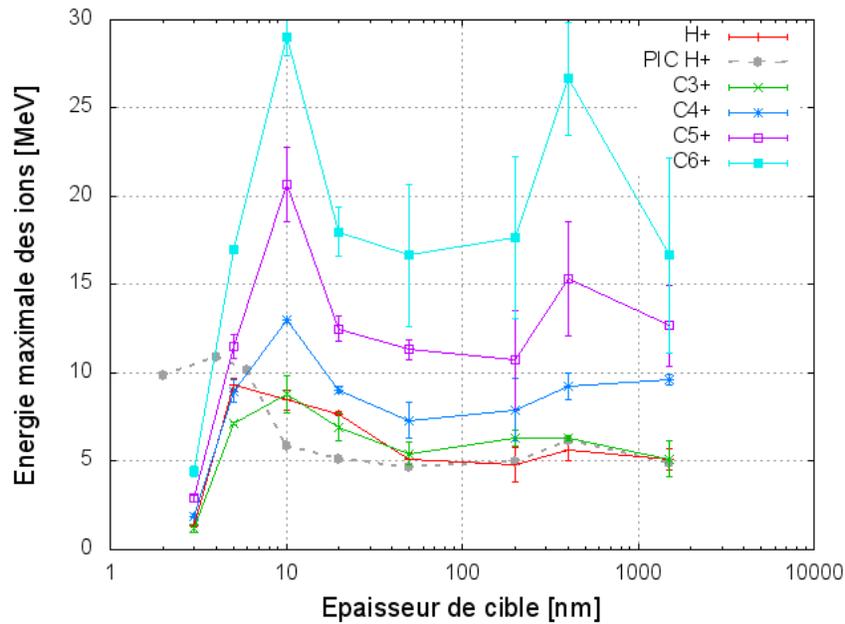


FIGURE 3.4 – Energie maximale des différentes espèces ioniques accélérés en fonction de l'épaisseur de cible de carbone et Mylar. Les résultats des simulations PIC sont mis à l'échelle (facteur 1/6), ceci à cause de l'incertitude sur l'intensité réelle sur cible (c.f. section 2.6)

dans un bac d'eau pour que la colle se dissolve et que la feuille de carbone flotte à la surface. Cette dernière est ensuite déposée sur un porte cible constitué d'une fine plaque en aluminium d'une centaine de micromètre d'épaisseur présentant un matrice de trous de $200 \mu\text{m}$ de diamètre. La taille de ces trous est d'une importance capitale puisque au-delà d'un certain diamètre les feuilles minces ne supportent plus leur propre poids et se déchirent.

Les résultats obtenus sont présentés sur la figure 3.4 . On observe la présence de deux maximums aux alentours de 10 nm et 400 nm, particulièrement prononcés pour les espèces C^{6+} et C^{5+} . Pour les protons, le maximum à plus faible épaisseur semble se déplacer vers les 5 nm, en accord avec les résultats de Steinke [69].

On serait tenté de relier l'existence du ressaut de l'énergie maximale pour des cibles >200 nm d'épaisseur observé sur la figure 3.4 au changement de matériaux de la cible, mais la densité des deux matériaux est similaire. Le carbone graphite à une densité de 2 g.cm^{-3} et le mylar une densité de $1,4 \text{ g.cm}^{-3}$. Le comportement de l'énergie maximale en fonction de l'épaisseur que nous avons observé est en accord avec les simulations réalisées par E. D'Humières [51, 50] et les mesures réalisées sur notre chaîne laser, avant l'installation du miroir déformable [70]. Ces résultats sont interprétés par la transition d'un régime opaque à un régime de transparence détaillés dans la suite.

3.2.1 Régime opaque

Ce régime se situe autour de l'optimum à 400 nm pour nos paramètres laser. Il s'agit du régime "classique" TNSA décrit dans la section 1.3.1. Pour des épaisseurs supérieures à l'optimum, la divergence du faisceau d'électrons chauds se propageant de la face arrière vers la face avant implique une diminution de la densité du nuage électronique en face arrière et donc une diminution du champ électrostatique accélérant les protons [52, 7].

En deçà de cet optimum l'impulsion laser et son piedestal perturbent la face arrière de la cible. L'expansion du plasma en face arrière induit une diminution du champ électrostatique accélérateur [17].

3.2.2 Régime de transparence

En réduisant l'épaisseur des cibles, l'énergie maximale des protons augmente à nouveau jusqu'à atteindre un pic autour de 5-10 nm. Dans cette région la transmission de l'impulsion laser augmente et l'absorption reste approximativement constante. En effet, bien que la densité électronique des cibles de carbone soit la même quelque soit leur épaisseur, l'ionisation de la cible et donc la détente du plasma réduit la densité électronique à une valeur d'autant plus faible que l'épaisseur de la feuille est petite [50]. L'impulsion peut alors pénétrer plus profondément dans la cible et chauffer également les électrons du coeur de la cible. Notons que la pénétration de l'impulsion laser est également facilitée par le phénomène de transparence relativiste [71]. Le mécanisme dominant l'accélération des protons reste le TNSA puisque, d'après les simulations numériques, ce sont majoritairement les protons issus de la couche superficielle arrière des cibles qui sont accélérés [51].

Lorsque l'épaisseur de la cible diminue encore, la transmission de l'impulsion augmente et son absorption diminue. Une énergie moindre est alors transférée aux protons, l'optimum étant atteint lorsque la transmission égale l'absorption [50].

Si l'on compare l'épaisseur optimale de cible observée sur les chaînes laser UHI-10 et UHI-100 dans le régime opaque on constate que celle-ci passe de 100 nm de mylar [13] à 400 nm de carbone graphite. Pour 100 nm de Mylar sur UHI-10 une énergie de 5,3 MeV maximum était atteinte contre 5,6 MeV sur UHI-100. Le mylar étant un diélectrique, il est moins sensible à l'influence du piédestal ce qui pourrait expliquer l'augmentation de l'épaisseur optimale dans le régime opaque. Notons que même si le contraste a été amélioré sur UHI-100, puisque l'intensité maximale a été augmentée, l'intensité du piédestal reste en valeur absolue similaire sur UHI-10 et sur UHI-100 (cf. tableau 2.1).

Nous notons également que l'énergie maximale atteinte est sensiblement similaire. Or, comme nous le verrons dans la section 3.3, nous avons constaté que l'énergie maximale des protons accélérés est une fonction quasiment linéaire de l'énergie contenue dans l'impulsion. Puisque l'énergie de l'impulsion a été augmentée d'un facteur 2,4 (cf. tableau 2.1), on devrait pouvoir observer sur la chaîne UHI-100 des protons d'une éner-

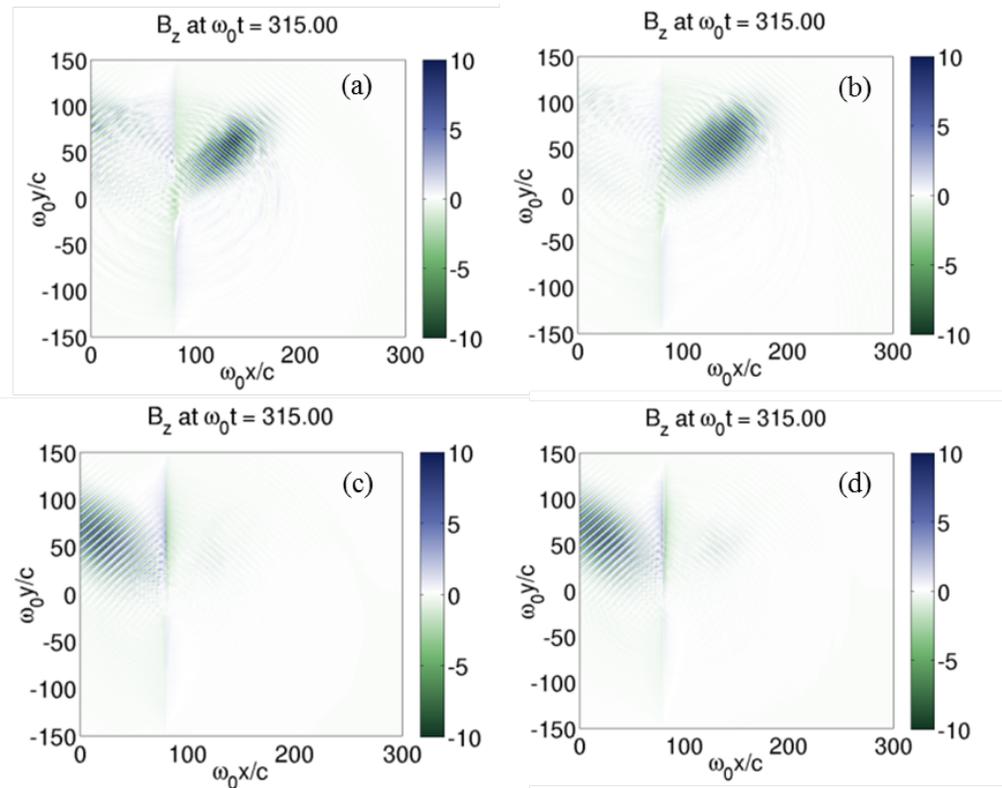


FIGURE 3.5 – Simulations PIC 2D réalisées à l’aide du code CALDER : carte du champ magnétique pour différentes épaisseurs de cible : 3 nm (a), 5 nm (b), 50 nm (c) et 200 nm (d).

gie de 12,7 MeV. Cette constatation nous a poussés à nous interroger sur l’influence des paramètres d’énergie et de durée d’impulsion et leur indépendance dans la section 3.3.

3.2.3 Interprétation numérique des résultats

Des simulations PIC 2D ont été effectuées par L. Gremillet (DAM-DPTA) avec le code CALDER ($I_0 = 5.10^{19} \text{ W.cm}^{-2}$; $\tau = 27 \text{ fs}$; $\theta = 45^\circ$) afin d’interpréter ces résultats et, notamment, de discriminer les effets propres à l’interaction relativiste de ceux résultant éventuellement du contraste fini (quoique très élevé, $> 10^{10}$, grâce à l’emploi d’un miroir plasma) de l’impulsion laser. Les cibles modélisées se composent d’une couche de C^{6+} d’épaisseur variable entre 3 et 200 nm à laquelle est accolée une couche de protons de 1 nm d’épaisseur. Remarquons que l’extrême finesse de cette couche de protons contraint fortement la discrétisation spatiale du calcul selon la direction longitudinale. Pour une description spatiale de portée expérimentale, il s’ensuit un domaine de simulation composé de $30000 \times 6000 = 180.10^6$ mailles. Ces simulations requièrent jusqu’à une centaine d’heures de calcul sur 1200 CPU.

La figure 3.5 montre deux régimes d’interaction distincts en fonction de l’épaisseur de

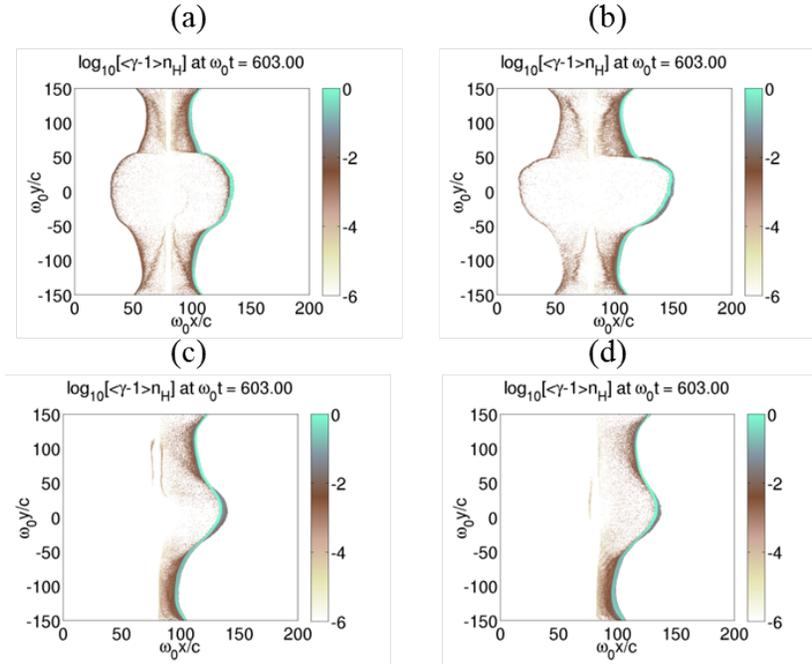


FIGURE 3.6 – Simulations PIC 2D réalisées à l’aide du code CALDER : carte de densité des protons pour différentes épaisseurs de cible : 3 nm (a), 5 nm (b), 50 nm (c) et 200 nm (d).

la cible. Jusqu’à 5 nm la cible s’avère essentiellement transparente à l’impulsion laser du fait de l’augmentation relativiste de l’épaisseur de peau et de la diminution de la densité électronique lors de la détente du plasma. Il s’ensuit un chauffage volumique rapide de la cible. Au-delà, la cible est opaque et réfléchit la majeure partie de l’impulsion. Si l’absorption laser augmente continûment avec l’épaisseur de cible (de $\sim 7\%$ à $\sim 25\%$), l’énergie moyenne des électrons rapides (> 100 keV) atteint, elle, un maximum $\langle E_h \rangle \sim 4$ MeV pour $d = 5$ nm (contre $\langle E_h \rangle \sim 3.3$ MeV et 1 MeV pour $d = 3$ nm et 200 nm respectivement). À cet optimum de chauffage électronique correspond un pic de champ électrostatique et, donc, un optimum d’accélération ionique. La figure 3.6 illustre l’expansion des protons environ 200 fs après le pic laser sur cible. Dans le régime transparent, les protons atteignent des vitesses quasiment identiques de part et d’autre de la cible, même si le plus grand nombre est accéléré dans le sens du laser. Cette asymétrie du profil de densité découle de la position initiale des protons, en face arrière de la cible. Dans le régime opaque, la détente se produit exclusivement dans le sens du laser. Pour être complet, notons l’accélération ionique survenant aux bords verticaux du domaine de simulation, qui procède du champ électrique artificiel induit par l’accumulation locale d’électrons rapides. Cet artefact numérique est ici amplifié par l’incidence oblique de l’impulsion laser et la (relativement) faible dimension verticale du domaine. Sa localisation spatiale permet néanmoins de le distinguer aisément des processus physiques induits par l’interaction laser-cible. En conclusion, les simulations

reproduisent l'épaisseur de la cible maximisant l'accélération des protons (figure 3.4), et démontrent ainsi que cet optimum résulte de la transition entre deux régimes distincts d'interaction.

3.3 Etude paramétrique : durée, énergie

Il est primordial, afin d'estimer la puissance requise des futures chaînes laser en vu de leurs applications (e.g. protonthérapie [77]), d'établir des lois d'échelles entre l'intensité ou l'énergie laser et l'énergie maximale des ions accélérés [7]. En collectant l'ensemble des résultats publiés concernant la variation de l'énergie maximale des protons en fonction de l'intensité laser (tous types de laser confondus), Borghesi et al. [84] ont mis en évidence une relation de type racine carrée pour les impulsions longues ($\sim ps$) et de type linéaire pour les impulsions courtes ($\sim 100 fs$). En réalité et comme nos mesures le montrent, cette loi est respectée à condition que la variation de l'intensité soit seulement due à une variation de l'énergie laser, tous les autres paramètres restant inchangés.

Pour le vérifier, nous avons mesuré les énergies des protons et des ions en faisant varier soit l'énergie de l'impulsion laser soit sa durée en gardant fixes les autres paramètres de l'interaction (taille de tache focale $\sim 3 \mu m$, contraste 10^{12} , angle d'incidence 45° , nature et épaisseur de la cible).

A partir des résultats obtenus sur la chaîne laser UHI-10 [13], nous nous attendions à observer une variation de l'énergie des protons accélérés proportionnelle à l'intensité laser. Nous pouvions donc à partir des énergies atteintes (5,3 MeV à $4 \cdot 10^{18} W.cm^{-2}$) nous attendre à accélérer des protons à une énergie d'environ 35 MeV. Or l'énergie maximale atteinte est de 9,35 MeV en régime transparent et 5,6 MeV en régime opaque. Pour comprendre l'origine de ce résultat nous avons décidé de faire varier les deux paramètres principaux déterminant l'intensité laser à savoir l'énergie du faisceau et sa durée en régime opaque.

On voit sur la figure 3.7 que la durée de l'impulsion influe peu sur l'énergie maximale des ions accélérés. A l'exception du C^{6+} qui montre une variation de l'ordre de 30 %, toutes les autres espèces ioniques, y-compris les protons, affichent sensiblement la même énergie malgré une variation d'un facteur 10 sur la durée et donc sur l'intensité. On observe cependant l'existence d'un léger optimum pour une durée d'environ 80 fs. Ces résultats sont très semblables à ceux présentés par M. Carrié [15] dans sa thèse de doctorat. A l'aide de simulations numériques réalisées avec le code PIC CALDER, M.Carrié a montré que l'existence de cette optimum était imputable au compromis entre l'absorption de l'énergie laser et le développement du gradient en face arrière de la cible [19, 18]. En effet, l'absorption laser est moindre dans le cas de l'interaction de l'impulsion (simulée sans piédestal) avec une cible à bord raide. L'augmentation de la durée de l'impulsion laser à énergie constante permet dans ce cas d'améliorer le couplage par absorption résonnante une fois le pré-plasma formé [16]. Dans le cas

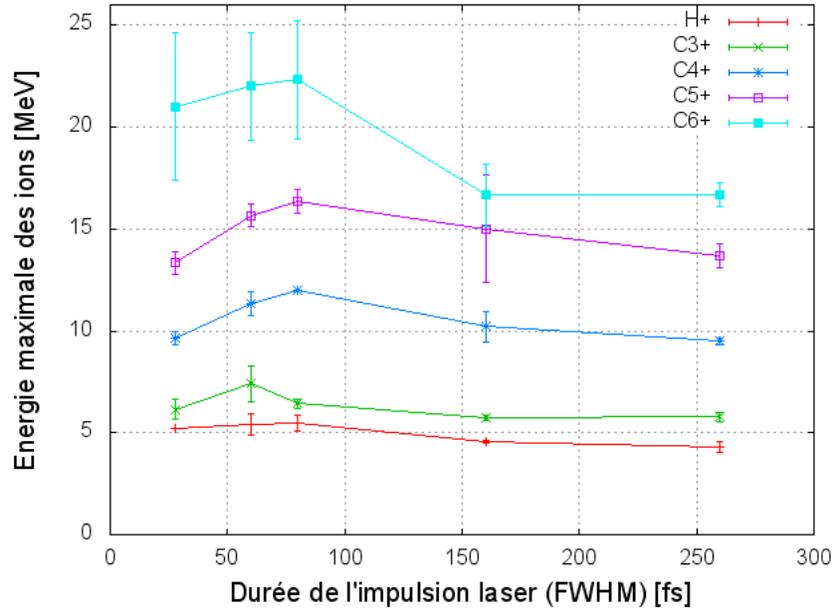


FIGURE 3.7 – Energie maximale des différentes espèces ioniques accélérées à partir de feuilles de 400 nm de Mylar, pour des impulsions d'énergie constante de 2 J et de durée variable

plus réaliste d'une impulsion laser comportant un piédestal, celui-ci ionise la cible avant l'impulsion principale. Un pré-plasma est alors créé dont les conséquences en terme de couplage sont similaires celles dues à l'augmentation de la durée de l'impulsion. Lorsque la durée de l'impulsion est cependant trop importante, l'expansion du plasma en face arrière va avoir pour conséquence de diminuer le champ électrostatique accélérateur vu par les ions. La conséquence directe de cette diminution du champ sera la diminution de l'énergie maximale des protons accélérés [17] bien que le couplage laser plasma soit amélioré.

Si maintenant nous nous intéressons à l'énergie contenue dans l'impulsion, nous constatons que c'est bien celle-ci qui détermine principalement l'énergie maximale des protons accélérés selon une loi linéaire, comme on peut le voir sur les résultats expérimentaux présentés sur la figure 3.8 . En prenant cette nouvelle tendance en considération, les résultats obtenus sur la chaîne laser UHI-10 (5,3 MeV avec 0,325 J à $4.10^{18} W.cm^{-2}$) aurait dû indiquer que l'on pouvait obtenir avec une impulsion de 0,79 J, une énergie maximale de protons de 12,8 MeV dans des conditions de focalisation similaire et en considérant que la durée de l'impulsion ne joue aucun rôle. Cette prédiction a posteriori, est plus proche des résultats obtenus.

Remarquons que ces nouveaux résultats portent sur une gamme d'intensité tel que $3,3 < a_0 < 10,4$ (calcul théorique à partir des mesures de largeur à mi-hauteur de la tache focale). On se trouve donc clairement dans un régime relativiste là où la variation de l'énergie maximale des ions accélérés avec l'intensité, avait été observée par A.Lévy

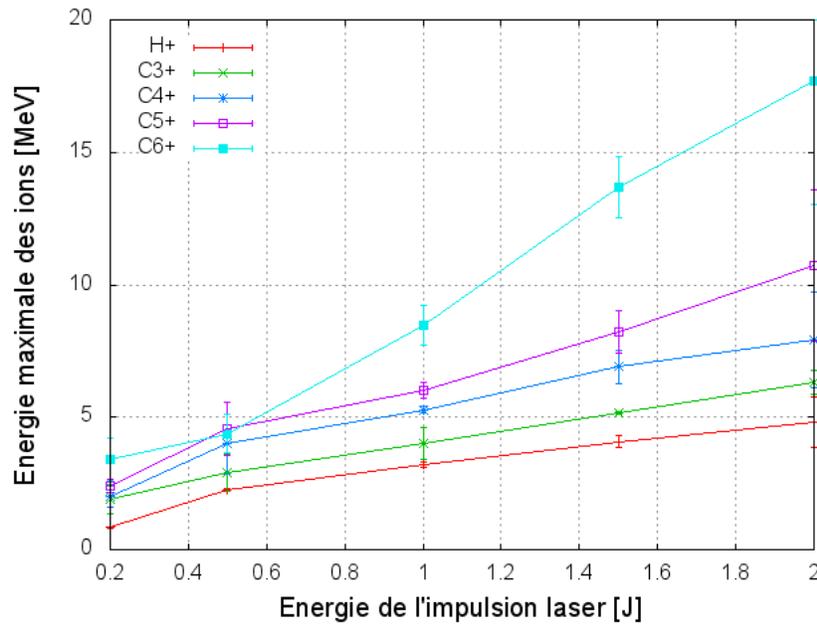


FIGURE 3.8 – Energie maximale des différentes espèces ioniques accélérées à partir de feuilles de 200 nm de Mylar, pour des impulsions de 28 fs et d'énergie variable

dans un régime tel que $0,37 < a_0 < 1,36$ [13].

Les simulations numériques réalisées par M. Passoni [60] prévoient qu'au-delà de $10^{20} \text{ W.cm}^{-2}$ ($a_0 > 6,8$) l'énergie des protons accélérés varie avec la racine carrée de l'intensité comme le montre la figure 3.9 (b) (soit avec l'inverse de la racine carrée de la durée d'impulsion à taille de tache focale fixée) et varie avec la racine carrée de l'énergie à durée d'impulsion fixée (figure 3.9 (b)). Il faudrait, pour vérifier cette loi d'échelle, pouvoir atteindre des intensités sur cible de plus de $10^{20} \text{ W.cm}^{-2}$. Si le calcul théorique de l'intensité sur cible nous indique que nous atteignons jusqu'à $1,7 \cdot 10^{20} \text{ W.cm}^{-2}$, l'intensité réelle est probablement inférieure (~ 2 à $5 \cdot 10^{19} \text{ W.cm}^{-2}$) à cause des couplages spatio-temporels au foyer comme nous l'avons expliqué dans la section 2.6.

Pour conclure retenons que, selon les travaux expérimentaux d'A. Lévy [13], l'énergie maximale des protons augmente proportionnellement avec l'intensité de l'impulsion (et donc aussi avec l'énergie de l'impulsion laser) pour des intensités inférieures à $4 \cdot 10^{18} \text{ W.cm}^{-2}$. Nos travaux expérimentaux montrent une évolution linéaire de l'énergie maximale des protons avec l'énergie de l'impulsion laser entre $4 \cdot 10^{18} \text{ W.cm}^{-2}$ et $\sim 5 \cdot 10^{19} \text{ W.cm}^{-2}$ (et indépendance avec la durée d'impulsion). Au-delà de $10^{20} \text{ W.cm}^{-2}$, M. Passoni [60] prévoit numériquement une évolution de l'énergie maximale des protons accélérés avec la racine carrée de l'énergie de l'impulsion laser. Cette dernière évaluation numérique nous indique qu'il devrait être possible d'atteindre des énergies de protons de 70 MeV en utilisant des impulsions laser de 5 J sur cible d'intensité $10^{21} \text{ W.cm}^{-2}$.

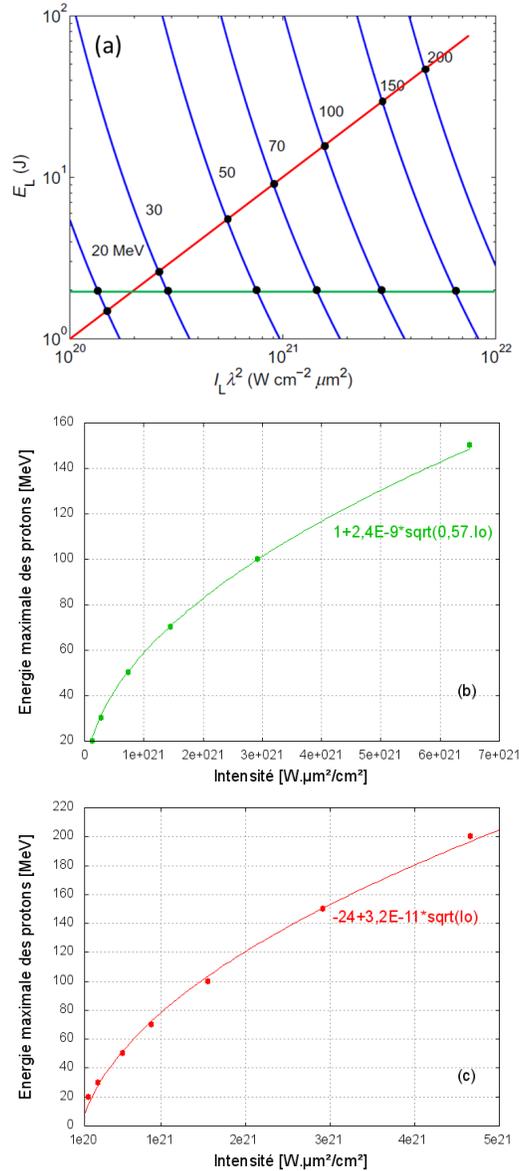


FIGURE 3.9 – Simulations PIC réalisées par M.Passoni [60] montrant l'influence de l'intensité et de l'énergie de l'impulsion laser. Les courbes bleues (a) sont les iso-énergies de protons accélérés. (b) Variation de l'énergie des protons avec l'intensité à énergie d'impulsion constante. (c) Variation de l'énergie des protons avec l'énergie de l'impulsion laser à durée d'impulsion constante.

	UHI-10	UHI-100
Modèle de Passoni	0,3 MeV*	4,4 MeV*
Modèle de Mora	1,1 MeV**	8,2 MeV**
Résultats expérimentaux	5,3 MeV (cible 100 nm)	5,6 MeV (cible 400 nm)

*En utilisant une tache focale équivalente uniforme [53] avec $I_{moy} = 2,26 \cdot 10^{19} \text{ W.cm}^{-2}$
pour $R_0 = 5,6 \mu\text{m}$

** en utilisant la même intensité moyenne que pour le modèle de Passoni pour comparaison et avec $n_{mylar} \sim 10 \cdot n_c$

TABLE 3.1 – Comparaison des modèles de Mora et de Passoni avec les résultats expérimentaux

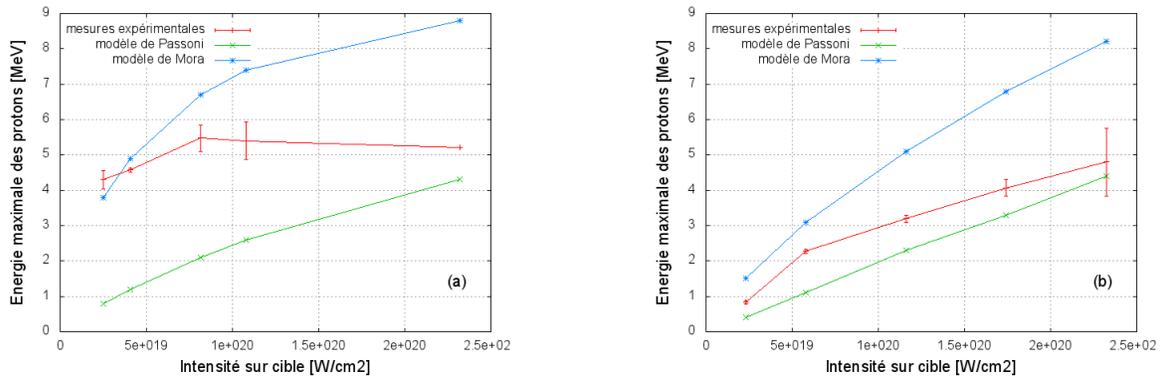


FIGURE 3.10 – Comparaison de l'énergie maximale des protons mesurées expérimentalement à partir de feuilles de mylar de 200 nm avec les modèles de Mora et de Passoni, (a) durée d'impulsion laser variable, (b) énergie d'impulsion laser variable

3.4 Confrontation expériences/modèles

Si l'on applique les modèles décrits dans la section 1.3.1 avec les paramètres d'UHI-100 et UHI-10 du tableau 2.1, on obtient alors les résultats résumés dans le tableau 3.1. Les valeurs expérimentales de référence retenues pour comparaison dans ce tableau, sont celles obtenues pour des cibles d'épaisseur optimale. On constate alors que pour des impulsions brèves comme celle de UHI-100, le modèle d'expansion isotherme surestime l'énergie des ions accélérés. On sera prudent quant à l'interprétation des valeurs du modèle au-delà de l'optimum sur la figure 3.10. En effet, au-delà de cet optimum, c'est le pré-plasma (non pris en compte dans ces modèles) qui influence majoritairement l'accélération ionique. La figure 3.10 compare les courbes de variation de l'énergie maximale des protons accélérés avec l'intensité. Sur le graphique (a) l'intensité varie via la durée de l'impulsion laser. Sur le graphique (b) l'intensité varie via l'énergie de l'impulsion laser. Notons que pour le modèle de Mora le temps d'accélération utilisé est celui donné par l'estimation empirique de Fuchs [7] qui précise que celui-ci nécessite un ajustement pour les impulsions brèves. Cet ajustement étant empirique, nous avons

donc conservé l'estimation de Fuchs faute d'une étude sur ce paramètre lors de notre campagne expérimentale sur UHI-100. Ce modèle est également fortement dépendant de la densité électronique des cibles. Pour une cible de $450.n_c$ (densité électronique de l'Aluminium) au lieu des $10.n_c$ utilisé pour les valeurs du tableau 3.1, on devrait obtenir une énergie de 15,6 MeV selon le modèle de Mora soit 2 fois plus élevée que dans le cas du mylar. Expérimentalement ce facteur 2 n'a pas été constaté.

Chaque modèle possède des paramètres discutables (temps d'accélération, potentiel en face avant...) permettant un ajustement aux caractéristiques de l'impulsion laser. Ces deux modèles se complètent donc pour permettre de réaliser des estimations d'énergie maximale des ions accélérés. Dans le cas du modèle de Mora, nous constatons que l'estimation de l'énergie des ions est très sensible au paramètre temps d'accélération t_{acc} au temps court. Quand t_{acc} est multiplié par 2 l'énergie des ions est sur-estimée de 40% ($E_{max\ proton} = 11,4\ MeV$). Quand t_{acc} est divisé par 2 l'énergie des ions est sous-estimée de 36% ($E_{max\ proton} = 5,2\ MeV$) conformément à la loi donnant la variation de

l'énergie maximale des ions en $\epsilon_{max,proton} = 2.k_B.T_e \left[\ln \left(\frac{\omega_{pi}t_{acc}}{\sqrt{2e}} + \sqrt{\left(\frac{\omega_{pi}t_{acc}}{\sqrt{2e}} \right)^2 + 1} \right) \right]$.

3.5 UHI-100 et régime d'accélération RPA

Intéressons-nous au régime d'accélération en jeu. A l'aide du code PIC CALDER dont le principe de fonctionnement a été décrit dans la section 1.4, nous avons estimé la faisabilité d'accélérer des ions par le mécanisme de pression de radiation. Pour ce faire nous avons utilisé comme caractéristiques pour la chaîne laser UHI-100 les valeurs suivantes : $I = 4.10^{19}W/cm^2 \iff a_0 = 4,3$, $\lambda = 0,8\ \mu m$, $n_e = 500.n_c$, $\tau_{FWHM} = 25\ fs$ et épaisseur cible = $l_{optimale} = 2,45\ nm$ en polarisation circulaire et incidence normale. Le pic monoénergétique observé dans la distribution des ions accélérés, signature de la prédominance du mécanisme d'accélération RPA, est rapidement perdu comme le montre la figure 3.11 . Ces observations numériques concordent avec celles d'Henig [12]. Afin de se placer dans un régime de prédominance de l'accélération par pression de radiation il est nécessaire de disposer d'impulsion à la fois plus intense et plus longue. Le mécanisme principalement responsable de l'accélération des protons observés est donc le TNSA.

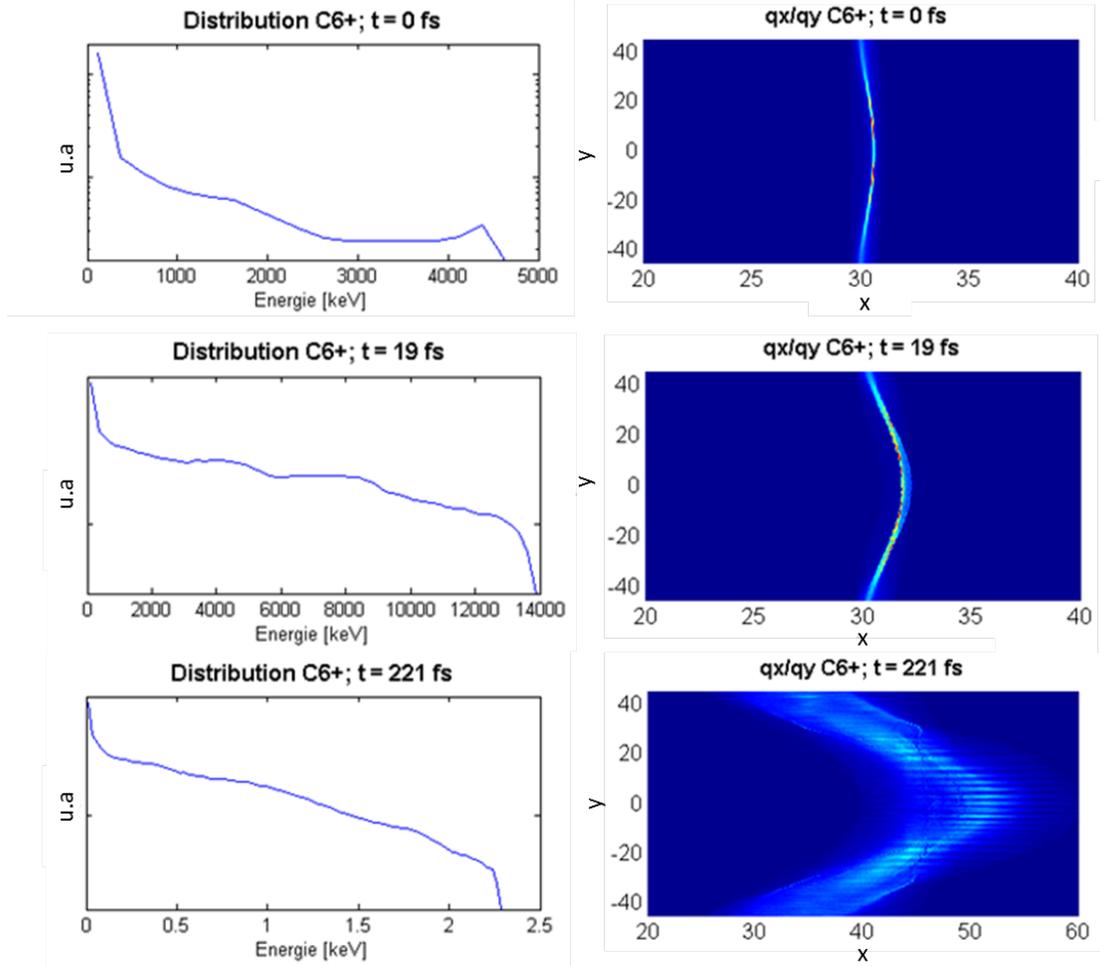


FIGURE 3.11 – Simulation Particle In Cell (CALDER), $l_{cible} = 2,45nm$, $n_e = 500.n_c$ et $a_0 = 4,8$ en polarisation circulaire et incidence normale à différents temps de l'accélération. Pour une si courte impulsion laser (25 fs) la structure monoénergétique, signature du RPA, est à peine visible pour $t = 0$ fs et disparaît au cours de l'accélération

Chapitre 4

Etude expérimentale en gradient contrôlé

Nous nous intéresserons dans ce chapitre à l'étude de l'influence d'un gradient de densité électronique en face avant des cibles solides sur l'accélération d'ions. Nous expliquerons comment nous avons pu générer une pré-impulsion laser en nous affranchissant des problèmes d'alignements impulsion/pré-impulsion. Nous détaillerons ensuite comment nous avons pu mesurer l'évolution de l'expansion du plasma grâce à un diagnostic interférométrique dans le domaine de Fourier. La vitesse d'expansion constante du plasma peu après l'interaction a été mesurée entre $2,5 \mu\text{m}/\text{ps}$ et $3 \mu\text{m}/\text{ps}$ pour des impulsions laser d'environ $10^{16} \text{ W.cm}^{-2}$ ce qui est en bon accord avec l'expression théorique de la vitesse acoustique ionique.

Dans la dernière partie nous exposerons les résultats d'une expérience avec des cibles présentant une couche de mousse en surface, simulant ainsi un gradient de plasma. L'augmentation de l'énergie maximale des protons obtenues (facteur 1,3 par rapport aux cibles simples) n'a pas été à la hauteur des prédictions numériques (facteur 3,8 par rapport aux cibles simples). Cependant, nous avons pu observer un effet spatial intéressant en défocalisant l'impulsion laser sur la cible. De part et d'autre du foyer de focalisation, il est encore possible d'accélérer des protons avec des cibles en mousse alors qu'aucun signal n'est enregistré avec des cibles simples.

4.1 L'interférométrie dans le domaine de Fourier (FDI)

La présence d'une pré-impulsion avant l'impulsion laser principale crée un pré-plasma (dès $10^{14} \text{ W.cm}^{-2}$) dont il est intéressant de connaître le gradient de densité. Pour mesurer ce dernier nous utilisons un diagnostic interférométrique dans le domaine de Fourier [48] dont le principe est détaillé ci-dessous :

L'impulsion principale appelée impulsion pompe vient interagir avec la cible sur une surface de l'ordre de la tache focale soit $3\text{-}5 \mu\text{m}$ de diamètre. L'impulsion sonde prélevée sur l'impulsion pompe en amont va être superposée à l'impulsion pompe au

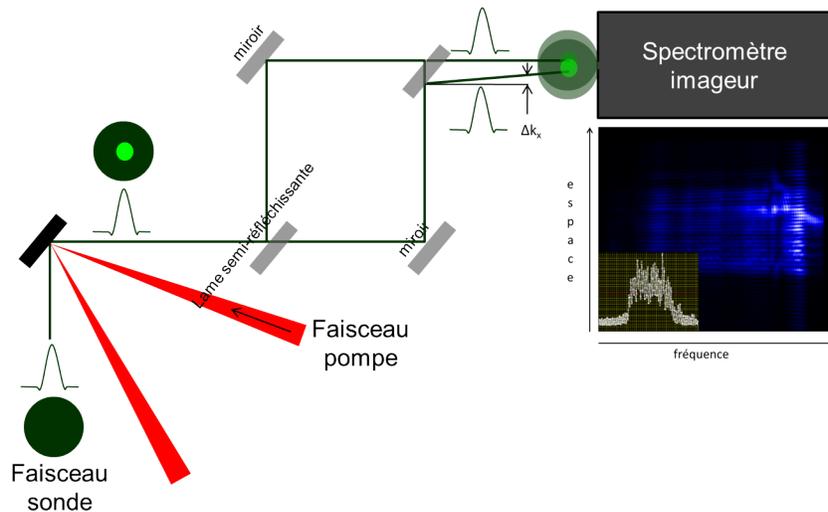


FIGURE 4.1 – Schéma de principe du diagnostic d’Interférométrie dans le domaine de Fourier

niveau de la cible mais focalisée sur une tache focale de l’ordre de $100\ \mu\text{m}$. Comme on peut le voir sur la figure 4.1, l’impulsion sonde réfléchi est donc perturbée en son centre, là où le faisceau pompe et la cible ont interagi. Elle demeure inchangée partout ailleurs. Il faut maintenant réaliser une image du lieu d’interaction et faire passer l’impulsion sonde, perturbée en son centre, dans un interféromètre de type Mach-Zehnder. En sortie d’interféromètre les deux impulsions issues de l’impulsion sonde sont décalées angulairement et spatialement. On peut alors faire interférer la partie perturbée de l’une avec la partie non-perturbée de l’autre.

Un spectromètre imageur recueille le signal et génère un interférogramme sur lequel une dimension spatiale de l’image a été conservée et l’autre dimension, dans la direction de dispersion des réseaux du spectromètre, est fréquentielle (c.f. figure 4.1). Si on étire et ordonne en fréquence la sonde (“chirp”) on peut ainsi observer l’évolution de l’expansion du plasma en un tir unique (la direction de dispersion en fréquence faisant office de dimension temporelle). Si la sonde n’est pas étirée il faut alors acquérir une mesure pour chaque délai entre la pompe et la sonde.

Remarquons que l’intérêt de ce diagnostic consiste à extraire une différence de phase entre une impulsion que l’on souhaite mesurer et une impulsion de référence. On peut donc choisir de mesurer cette information en réalisant des franges spatiales (décalage angulaire des deux faisceaux en sortie de l’interféromètre) ou des franges spectrales (décalage temporel). Puisque nous avons utilisé des franges spatiales pour nos mesures expérimentales nous nous placerons pour l’explication du principe de la FDI dans une configuration de réalisation de franges spatiales.

Réalisation d'un tir laser de référence (sans impulsion pompe)

En sortie d'interféromètre en considérant que les deux bras sont parfaitement équilibrés ($|E_1(k_x)| = |E_2(k_x)| = |E(k_x)|$), nous aurons donc :

$$E_{tot} = E_1(k_x) + E_2(k_x + \Delta k_x) = E(k_x) + E(k_x) \otimes \delta(k_x + \Delta k_x).e^{-i\phi}$$

où Δk_x représente le décalage angulaire entre les faisceaux issus des deux bras de l'interféromètre et ϕ la différence de phase entre les faisceaux des deux bras. Cette phase constituera notre phase de référence. Avant chaque tir "réel" un tir de référence sans impulsion pompe permet de la déterminer. Expérimentalement c'est l'amplitude du spectre du signal qui est mesurée par le spectromètre imageur soit au foyer image :

$$\begin{aligned} I_{tot} &= |TF(E_{tot})|^2 = |TF(E(k_x))| |1 + e^{-i(\phi + \Delta k_x.x)}|^2 \\ &= 2. |TF(E(k_x))|^2 (1 + \cos(\Delta k_x.x + \phi)) \end{aligned}$$

Il s'agit d'un signal constitué de franges. Le traitement numérique pour extraire la phase de ce signal est celui explicitée par Takeda [35]. La période des franges est extraite en opérant une transformé de Fourier sur le signal mesuré par la caméra du spectromètre. Le terme en $\cos(\Delta k_x.x + \phi)$ nous donne deux pics (théoriquement des diracs) centrés en Δk_x et $-\Delta k_x$. Nous n'avons donc qu'à filtrer un de ces pics, à le translater de $\pm \Delta k_x$ et à effectuer une transformé de Fourier inverse du signal. La composante continue à été éliminée et la phase ϕ peut être extraite.

Réalisation d'un tir laser avec impulsion pompe

En considérant, de même, que les deux bras soient parfaitement équilibrés ($|E_1(k_x)| = |E_2(k_x)| = |E(k_x)|$), nous aurons :

$$E_{tot} = E_1(k_x) + E_2(k_x) = E(k_x) + \sqrt{R}.E(k_x) \otimes \delta(k_x + \Delta k_x).e^{-i(\phi + \Delta\phi)}$$

où \sqrt{R} représente le coefficient de réflexion du champ électrique laser par le plasma et $\Delta\phi$ la perturbation sur la différence de phase entre les faisceaux des deux bras de l'interféromètre. On mesure donc le signal suivant :

$$\begin{aligned} I_{tot} &= |TF(E_{tot})|^2 = |TF(E(k_x))|^2 |1 + \sqrt{R}.e^{-i(\phi + \Delta\phi + \Delta k_x.x)}|^2 \\ &= |TF(E(k_x))|^2 (1 + R + 2.\sqrt{R}.\cos(\Delta k_x.x + \phi + \Delta\phi)) \end{aligned}$$

On effectue le même traitement numérique sur ce signal. On peut alors utiliser la phase de référence ϕ , extraite précédemment pour déterminer le terme de perturbation de phase $\Delta\phi$.

La perturbation de phase et de réflectivité est due à une modification des propriétés du matériau réfléchissant (déphasage dû à la proportion porteurs libres/porteurs piégés, effet Kerr...). Aux temps suffisamment long on peut cependant considérer que la perturbation de la phase est principalement due à l'expansion du plasma et donc

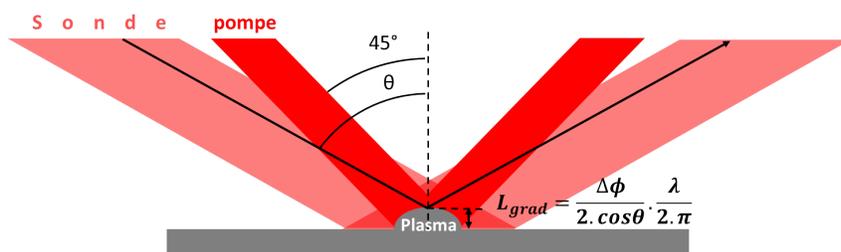


FIGURE 4.2 – Détermination de la longueur de gradient à partir du déphasage mesuré

	Impulsion principale	pré-impulsion
Energie	790 mJ	0,5 mJ
durée	25 fs	100 fs
$\phi_{tache\ focale}$	3 μm	100 μm
Intensité	$3.10^{20} \text{ W.cm}^{-2}$	$4.10^{13} \text{ W.cm}^{-2}$
délai	-	jusqu'à -150 ps

TABLE 4.1 – Caractéristiques de l'impulsion et de la pré-impulsion lors de l'expérience utilisant deux systèmes optiques de focalisation différents

au déplacement de la surface de réflexion de l'impulsion . Dans ce cas, on déduira la longueur de gradient comme explicité sur la figure 4.2 à partir de la formule :

$$L_{grad} \approx \frac{\Delta\phi}{2 \cdot \cos\theta} \cdot \frac{\lambda}{2 \cdot \pi}$$

4.2 Mesures expérimentales avec gradient de densité par pré-impulsion laser

Lors d'une expérience récente [34], un paquet de protons quasi-monoénergétiques a été mesuré. Ces résultats sont imputables selon les auteurs de ce travail, à l'existence d'une pré-impulsion d'environ $3.10^{16} \text{ W.cm}^{-2}$, 33 ps avant l'impulsion principale de $10^{21} \text{ W.cm}^{-2}$. Nous avons voulu recréer ces conditions expérimentales en contrôlant les paramètres de la pré-impulsion (délai, intensité...).

UHI-100 n'étant pas une installation à deux faisceaux, notre première tentative a été de séparer l'impulsion et la pré-impulsion en amont de la chambre d'interaction à l'aide d'une lame séparatrice. Les deux faisceaux entrent dans la chambre d'interaction par deux entrées distinctes et sont focalisées par deux systèmes optiques différents. Les caractéristiques de l'impulsion et de la pré-impulsion que l'on a pu extraire sont détaillées dans le tableau 4.1 . La dimension de la tache focale de la pré-impulsion a été volontairement choisie bien plus grande que celle de l'impulsion principale. D'abord pour que les caractéristiques du pré-plasma ainsi créé soient le plus homogènes possible à l'échelle de la tache focale de l'impulsion principale. Ensuite car cela permet de

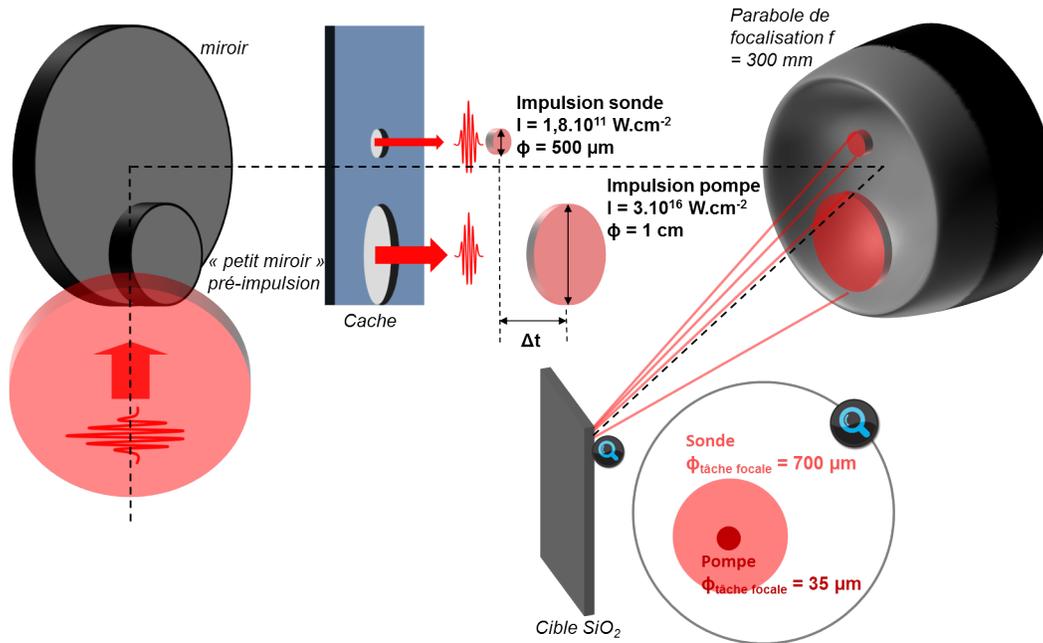


FIGURE 4.3 – Schéma descriptif de la méthode d'extraction d'une impulsion pompe et d'une impulsion sonde, utilisée pour la mesure du gradient de plasma avec la FDI

s'affranchir des petites variations de pointage et donc de superposition entre les deux taches focales tir à tir.

Malheureusement nous n'avons pas obtenu de résultat probant avec cette méthode impulsion/pré-impulsion pour contrôler le gradient de densité en face avant des cibles. Le manque de stabilité relatif des deux impulsions et la faible intensité de la pré-impulsion en sont les causes les plus probables. C'est la raison pour laquelle une autre configuration a été mise en place, utilisant en guise de pré-impulsion une petite partie de la surface de l'impulsion, réfléchié à 100% par un miroir, plutôt qu'une fuite ($\sim 10\%$) de l'impulsion derrière une séparatrice.

4.2.1 Installation expérimentale

Afin de surmonter les difficultés liées à la superposition des taches focales de l'impulsion et de la pré-impulsions un petit miroir de un pouce a été placé sur le chemin de l'impulsion laser comme le montre la figure 4.3 . L'impulsion est alors amputée d'une partie de son signal par ce petit miroir. En contrôlant sa position par rapport au miroir positionné juste derrière on peut ajuster le délai entre l'impulsion principale et la pré-impulsion extraite à partir du petit miroir. Puisqu'il n'est pas possible de venir au contact du miroir pour obtenir un délai nul entre l'impulsion et la pré-impulsion, une épaisseur de verre accolée devant le petit miroir permet de retarder la pré-impulsion. On peut ainsi accéder aux délais négatif (arrivée de l'impulsion avant la pré-impulsion)

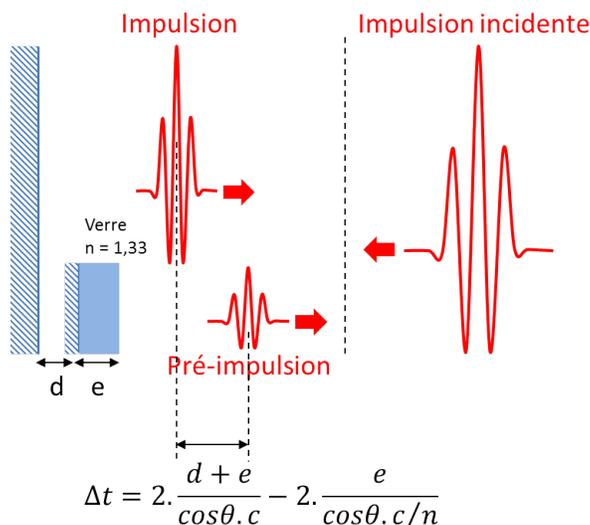


FIGURE 4.4 – Schéma du dispositif (“petit miroir”) permettant l’extraction d’une pré-impulsion (délai négatif et positif)

comme le montre la figure 4.4 . On peut grâce à ce dispositif utiliser une seule optique de focalisation. On s’affranchit ainsi de l’incertitude d’alignement entre les deux impulsions.

Les mesures que nous allons présenter par la suite ont été réalisées sur des cibles de silice épaisses. Nous avons en parallèle étudié l’influence du délai impulsion/pré-impulsion sur l’accélération d’ions. Seule l’énergie des ions accélérés en face avant des cibles a pu être mesurée. L’intensité maximale de l’impulsion était d’environ $7 \times 10^{19} \text{ W.cm}^{-2}$ et l’intensité de la pré-impulsion était d’environ $3 \times 10^{16} \text{ W.cm}^{-2}$.

4.2.2 Mesure de l’expansion du plasma

Les observations expérimentales de génération d’harmoniques [85] ont montré que la pré-impulsion régissait l’expansion du pré-plasma et donc la génération d’harmoniques. Il a donc été décidé de mesurer l’expansion d’un plasma grâce au diagnostic d’interférométrie dans le domaine de Fourier détaillé à la section 4.1. C’est la longueur de gradient du pré-plasma, généré par le petit miroir, qu’il a donc fallu mesurer. On comprend alors que pour cette mesure la pré-impulsion (généré par le petit miroir) sera désormais considérée comme l’impulsion “pompe” dont il va falloir sonder les effets. L’impulsion sonde sera constituée d’une portion infime ($\phi = 500 \mu\text{m}$) du faisceau principale extraite grâce à un cache placé sur le chemin de propagation de l’impulsion (cf. figure 4.3). Les intensités et énergies des faisceaux pompe et sonde atteintes sont résumées dans le tableaux 4.2 .

L’inconvénient de ce système utilisant la même optique de focalisation pour les impulsions pompe et sonde est l’impossibilité d’étirer la sonde en amont de la chambre d’interaction. De ce fait une mesure “monocoup” de l’expansion du plasma n’est plus

	ϕ_{faisceau}	$\phi_{\text{tâche focale}}$	Energie	Intensité
pompe*	1 cm	35 μm	11,1 mJ **	$3.10^{16} \text{ W.cm}^{-2}$
sonde	500 μm	700 μm	0,028 mJ**	$1, 8.10^{11} \text{ W.cm}^{-2}$

* Impulsion issue du petit miroir faisant office de préimpulsion lors des expériences de génération d'harmoniques

** à 60 % de l'intensité maximale sans double miroir plasma

TABLE 4.2 – Caractéristiques des faisceaux pompe et sonde pour la mesure de l'expansion du plasma

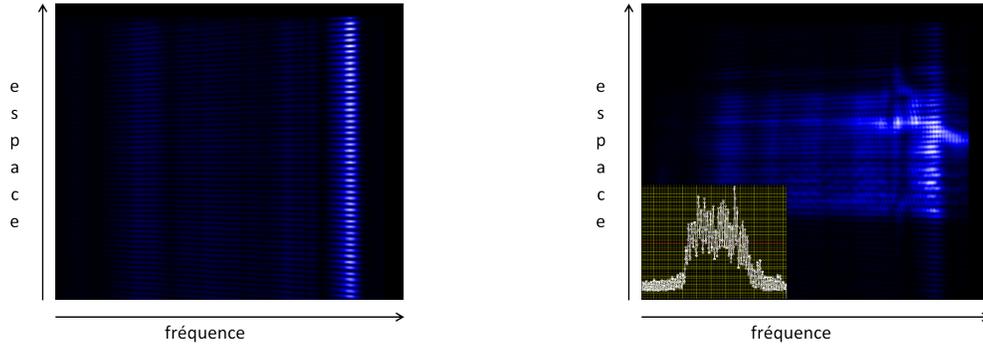


FIGURE 4.5 – À gauche : Interférogramme d'un tir de référence (sonde seul) ; à droite : Interférogramme d'un tir de pompe de 35 μm de diamètre à $3.10^{16} \text{ W.cm}^{-2}$

possible puisque le temps n'est pas codé en fréquence. Il est alors nécessaire de réaliser un balayage des différents délais entre pompe et sonde afin, en supposant la reproductibilité tir à tir, de remonter à l'évolution temporelle du gradient de plasma. Les différentes étapes de la mesure de la phase sont celles expliquées dans la section 4.1 :

1. Réalisation d'un tir de référence afin d'extraire la phase de référence $\Delta k_x \cdot x + \phi$ (figure 4.5)
2. Calcul de la transformée de Fourier de l'interférogramme obtenu et filtrage d'un des pics issus des franges (figure 4.6)
3. Réalisation d'un tir pompe+sonde (figure 4.5)
4. Calcul de la transformée de Fourier de l'interférogramme comme précédemment puis extraction de la perturbation de phase $\Delta\phi$ et du coefficient de réflectivité \sqrt{R} connaissant la phase et la réflectivité du tir de référence (figure 4.7)

Ainsi pour chaque délai on peut déduire la perturbation de phase nous permettant de remonter à l'expansion du plasma en fonction du temps. Les résultats en fonction de l'intensité sur cible sont présentés sur la figure 4.8 . Si en première approximation on considère que la vitesse d'expansion vaut $c_s = \sqrt{\frac{Z_i \cdot k_B \cdot T_e}{m_i}}$, on peut alors déterminer la température électronique du plasma. Dans ce modèle, il faut fixer au préalable quelle est l'espèce ionique responsable de l'expansion. A priori, le plasma est complètement

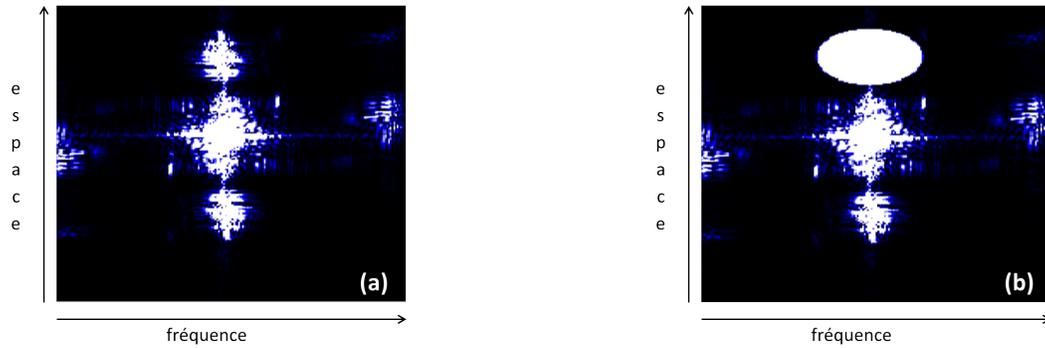


FIGURE 4.6 – Transformée de Fourier de l'interférogramme de référence (a), partie de l'interférogramme filtrée pour récupération de la phase de référence (b)

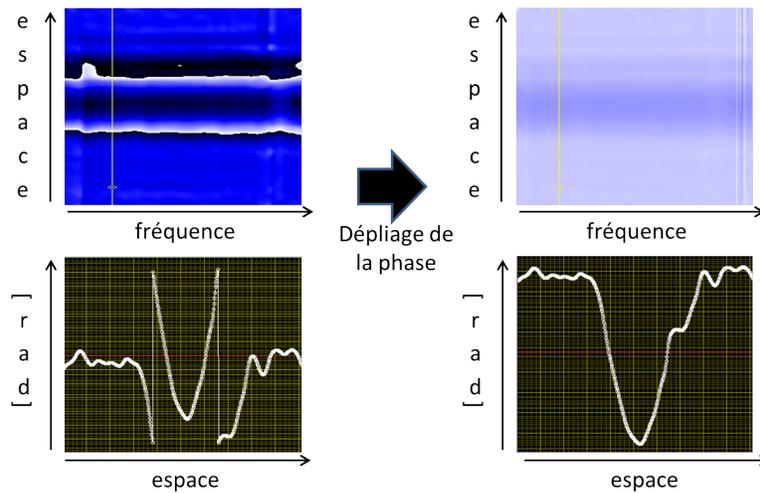
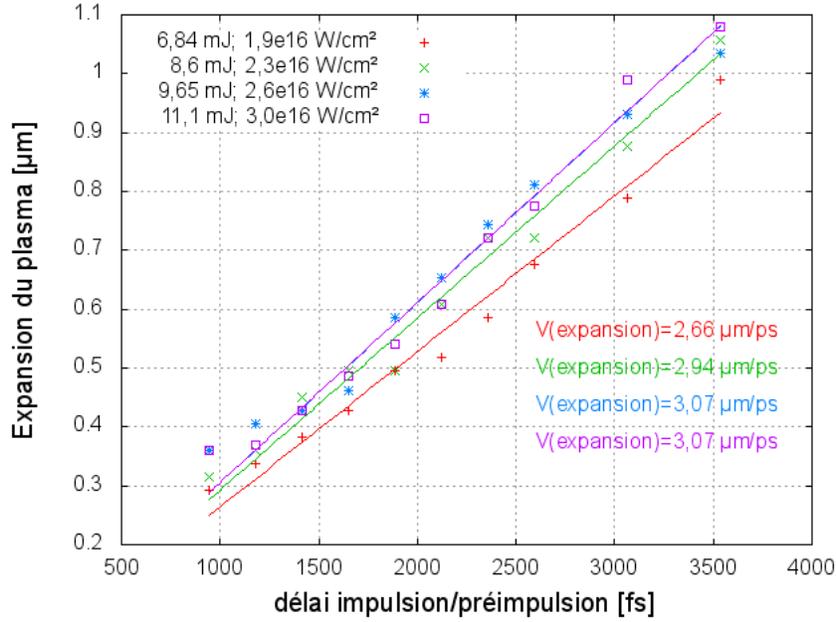


FIGURE 4.7 – Perturbation de la phase 2,6 ps après l'arrivé de l'impulsion pompe


 FIGURE 4.8 – Mesure FDI : expansion d'un plasma de SiO_2 au cours du temps pour différentes intensités sur cible

	O^{6+}	Si^{4+}	ion équivalent= $O^{8+} = Si^{14+}$
Z	6	4	10
A	16	28	20
T_e	2,2 keV	5,7 keV	1,6 keV

TABLE 4.3 – Calcul de la température électronique du plasma selon le modèle d'expansion isotherme

ionisé. La vitesse d'expansion des ions oxygène et silicium sera donc la même puisque le rapport Z_i/m_i est le même dans le cas d'un plasma complètement ionisé. Nous comparons, néanmoins, dans le tableau 4.3 les températures électroniques calculées suivant que l'on considère l'expansion régie par les ions silicium Si^{4+} , les ions oxygène O^{6+} ou les ions fictifs équivalents de masse équivalente $A_{eqSiO_2} = 20$ et de numéro atomique équivalent $Z_{eqSiO_2} = 10$ (ces ions équivalents donnent le même résultat que pour une expansion régie par les ions O^{8+} ou Si^{14+}). On peut donc dans l'approximation d'un plasma complètement ionisé conclure que l'expansion du plasma est régie par une population électronique de température égale à 1,6 keV.

4.2.3 Mesure de l'énergie maximale des ions accélérés

Connaissant l'expansion du plasma en fonction du délai entre l'impulsion et la préimpulsion, nous avons mesuré à l'aide de notre parabole de Thomson l'énergie maximale des ions accélérés afin de mettre en évidence une éventuelle corrélation entre ces

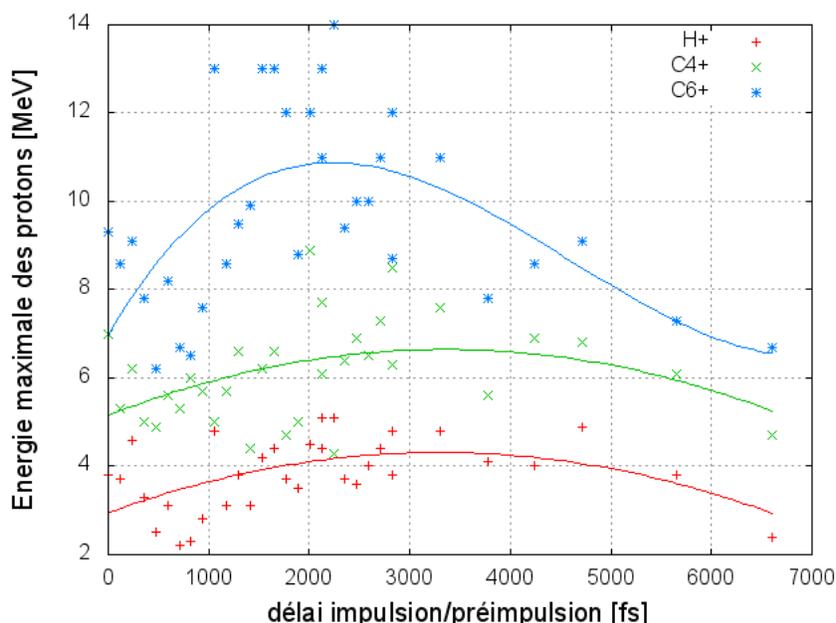


FIGURE 4.9 – Energie maximale des protons accélérés en face avant de cible épaisse de silice, en fonction du délai impulsion-préimpulsion

deux mesures. Les résultats obtenus sont présentés sur la figure 4.9. On s’aperçoit que, dans nos conditions expérimentales, le délai entre les deux faisceaux ne joue pas de rôle majeur. Il est difficile d’extraire une tendance de ces résultats mais il semble qu’une pré-impulsion 2 ps avant l’impulsion permette d’augmenter légèrement l’énergie maximale des ions. Nos résultats sont en accord avec les prédictions des simulations numériques réalisées par R.Nuter [74] qui interprète l’existence d’un léger optimum par l’amélioration du couplage laser/plasma avec l’augmentation de la longueur de gradient de plasma en face avant, tant que l’onde de choc n’a pas atteint la face arrière et par là même réduit le champ accélérateur. Notons que nous n’avons cependant pas pu explorer une plage de délai allant jusqu’aux 33 ps utilisés dans l’expérience de F.Dollar [34].

Une autre expérience détaillée dans la section 4.3 et visant à contrôler le gradient de plasma (i.e la densité électronique), a été menée mais en utilisant cette fois des cibles avec couche de matière poreuse sous-dense (“mousse”), jouant le rôle d’ersatz de gradient de densité.

4.3 Mesures expérimentales avec gradient de densité par couche poreuse

Comme nous l’avons précisé dans la section 4.2, le couplage entre le laser et le plasma est maximal autour de la densité critique. Nous avons donc essayé de générer un pré-plasma en face avant de nos cibles afin de maximiser le volume de plasma à une densité

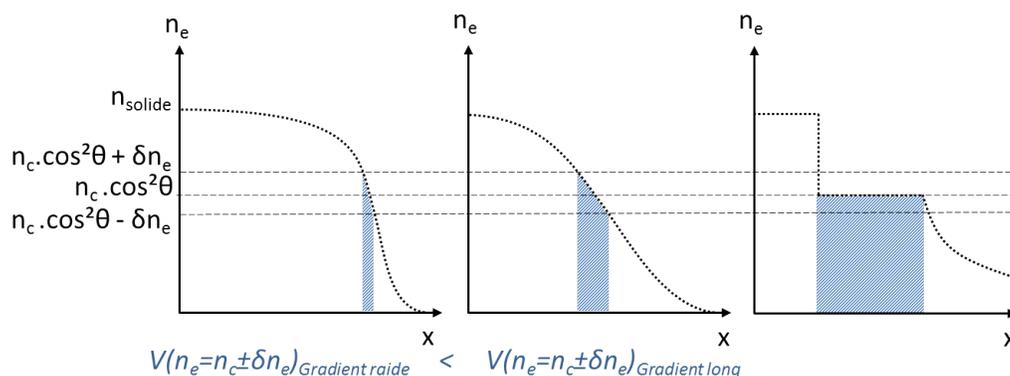


FIGURE 4.10 – Illustration de l'intérêt d'augmenter le gradient de plasma sur la face irradiée des cibles pour maximiser l'absorption résonnante

proche de la densité critique $n_c \pm \delta n_e$ (c.f. figure 4.10) et ainsi transférer un maximum d'énergie laser aux électrons du plasma par absorption résonnante. Cette méthode présente de nombreuses difficultés techniques en terme d'alignement de l'impulsion avec la préimpulsion. Nous avons donc envisagé une méthode substitutive consistant à utiliser des cibles minces sur lesquelles une couche de mousse proche de la densité critique est déposée augmentant ainsi le volume de matière proche de la densité critique. Des cibles en mousse ont déjà été étudiées et notamment par Li [37] qui, lors de ses travaux expérimentaux avait constaté une augmentation du nombre de protons accélérés mais une diminution de leur énergie. En effet, dans ce type de matériaux, deux phénomènes vont limiter la génération d'ions rapides en face arrière des cibles. Le premier consiste dans le fait que chaque alvéole de la mousse va être le lieu d'une accélération de type TNSA sur une distance très courte. On comprend alors que de nombreux ions provenant du coeur du matériau de mousse seront accélérés mais à des énergies faibles. Le deuxième phénomène consiste en la limitation du courant de retour puisque la cible est en grande partie constituée d'interstices vides. En l'absence de la contribution du courant de retour au courant total, le courant d'électrons chauds va très vite atteindre la vitesse d'Alfven [38]. Le transport des électrons chauds dans le matériau est ainsi limité. Notons que cette observation expérimentale n'est pas celle à laquelle on pouvait s'attendre selon les travaux numériques de Nakamura [36]. Selon ses simulations sur des cibles en mousse de SiO_2 , de densité proche de la densité critique, accolées à des feuilles minces de $1 \mu\text{m}$ d'aluminium avec une couche de polluants de $1 \mu\text{m}$ d'hydrogène, une augmentation d'un facteur 2,4 de l'énergie maximale des protons peut être obtenue. Nakamura explique que l'augmentation de la densité du nuage électronique en face arrière et donc du champ électrostatique accélérateur devrait permettre d'accélérer des protons jusqu'à 8,8 MeV contre 3,7 MeV pour des cibles équivalentes sans mousse, et ce à des intensités de l'ordre de $10^{19} \text{ W.cm}^{-2}$. L'étude qu'il mène ensuite montre l'existence d'un optimum en terme de densité des mousses à utiliser de 4 à 5 mg.cm^{-3} ce qui correspond à une densité électronique proche de la densité critique. Un optimum en terme d'épaisseur est

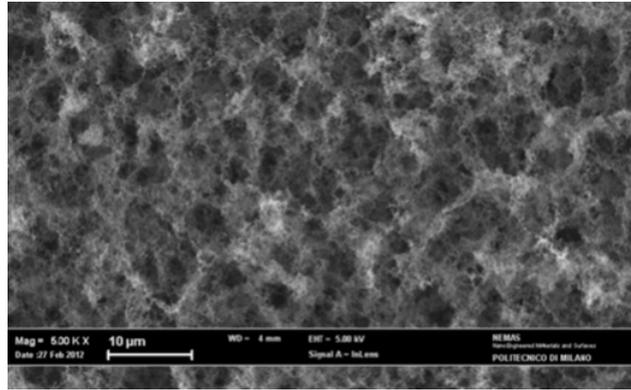


FIGURE 4.11 – Image de la surface des cibles avec dépôt d'une couche de mousse acquise à l'aide d'un microscope à balayage électronique

également observé autour de $5 \mu\text{m}$ d'épaisseur de mousse.

Nous avons donc décidé de tester ce type de "cibles mousse" en exploitant l'excellent contraste du laser UHI100 pour nous assurer de la présence de la fine couche à la densité critique lors de l'arrivée de l'impulsion courte. L'expérience a été conduite en collaboration avec une équipe du Politecnico di Milano (I) dirigé par Matteo Passoni. La même équipe a pris en charge la réalisation des cibles par évaporation de carbone (PVD) sur des substrat d'aluminium de $0,75 \mu\text{m}$, $1,5 \mu\text{m}$ et $10 \mu\text{m}$. En fonction de la vitesse d'évaporation et du temps d'évaporation il est possible d'ajuster la densité et l'épaisseur de cette couche. Dans cette expérience nous avons utilisé des couches de mousse de $9,5 \mu\text{m}$, $11 \mu\text{m}$, $13 \mu\text{m}$ et $22 \mu\text{m}$ à des densités de $0,5 n_c$, n_c et $2 n_c$. D'après des études numériques [49], le substrat sur lequel est déposée la couche de mousse a peu d'influence tant que celui-ci reste suffisamment fin pour que les électrons puissent aboutir en face arrière. Il doit néanmoins être suffisamment épais pour conserver son intégrité lors de l'interaction et ainsi présenter une surface solide non perturbée pour l'accélération des contaminants à sa surface. Enfin, l'angle d'incidence sur la cible de mousse ne semble avoir qu'une faible influence sur l'accélération des ions. Cela s'explique par la très faible densité du milieu et le fait que la taille moyenne des modulations de surface des cibles mousse est de l'ordre de la longueur d'onde du laser (voir figure 4.11). Par conséquent, la surface irradiée de la cible va être composée "d'alvéoles" permettant un couplage efficace par effet Brunel grâce à la variation locale de la normale à la surface de la cible à l'échelle des alvéoles.

4.3.1 Influence de l'épaisseur de la couche de mousse

Nous avons donc cherché à vérifier ces prédictions en commençant par l'influence de l'épaisseur des mousses.

La figure 4.12(a) montre la variation de l'énergie maximale des protons pour des cibles présentant une épaisseur variable de mousse à n_c . On remarque une augmentation en énergie d'environ 30 % par rapport à une cible simple, en utilisant la couche la

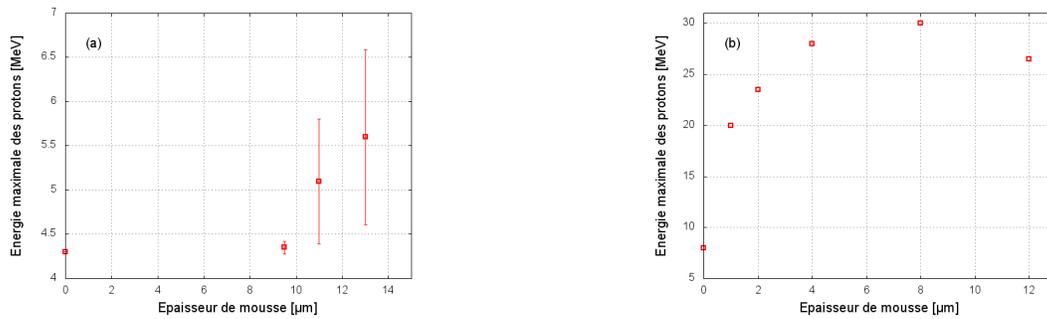


FIGURE 4.12 – Energie maximale des protons accélérés en fonction de l'épaisseur de la couche de mousse (à n_c) pour une incidence laser de 10° ; (a) mesure expérimentale : substrat de $1 \mu\text{m}$ d'Aluminium et $a_0 \approx 5$; (b) simulations numériques A.Sgattoni : substrat de $1,5 \mu\text{m}$ d'Aluminium et $a_0 \approx 10$

plus épaisse. Les mesures effectuées sont cependant en fort désaccord avec les résultats des simulations numériques réalisées par nos collègues du Politecnico di Milano (figure 4.12(b)) : l'épaisseur optimale semble correspondre à des valeurs plus importantes que les $8 \mu\text{m}$ suggérés par les simulations et le gain est bien inférieur à celui attendu (environ 3.8). Dans l'attente d'autres simulations (travail en cours au moment de la rédaction de ce mémoire), deux facteurs peuvent partiellement expliquer ce désaccord. Tout d'abord le calcul ne tient pas compte de l'action, même limitée, du piédestal de l'impulsion laser. On peut en effet supposer que des couches trop minces puissent être endommagées durant les quelques centaines de femtosecondes qui précèdent le pic laser, quand l'intensité de l'impulsion, même à haut contraste, n'est plus négligeable. Ensuite, les simulations ont été réalisées dans un régime d'interaction loin de celui auquel nous avons accès ($a_0 = 10$ au lieu de $a_0 = 5$). Les difficultés à évaluer de manière très précise l'intensité laser sur cible ont déjà été discutées dans la section 2.6. C'est dans cette optique que la suite de l'expérience a porté sur l'étude de l'influence de l'intensité sur cible.

4.3.2 Influence de l'intensité

Le but principal de la série de mesures reportées dans ce paragraphe était d'observer le comportement de "cibles mousse" en fonction de l'intensité laser. Nous avons commencé par faire varier cette dernière en réduisant l'énergie laser, tout en laissant inchangé aussi bien la taille de tache focale que la durée de l'impulsion laser. Sur la figure 4.13, on voit que, dans la tranche d'énergie explorée, l'énergie des protons produits en utilisant une cible mousse varie linéairement avec l'énergie laser et selon la même tendance (même pente) que les protons accélérés avec une cible simple. Le gain, compte tenu des incertitudes expérimentales, peut être considéré proche de 1 sur la totalité de la plage d'intensité explorée. On remarque aussi que pour les plus faibles énergies laser (environ 130 mJ correspondant à une intensité comprise entre $7 \cdot 10^{18} \text{ W.cm}^2$ et 10^{19} W.cm^2) seules les cibles mousses permettent d'observer des protons. Nous avons également fait varier l'intensité en augmentant la durée temporelle de l'impulsion. La

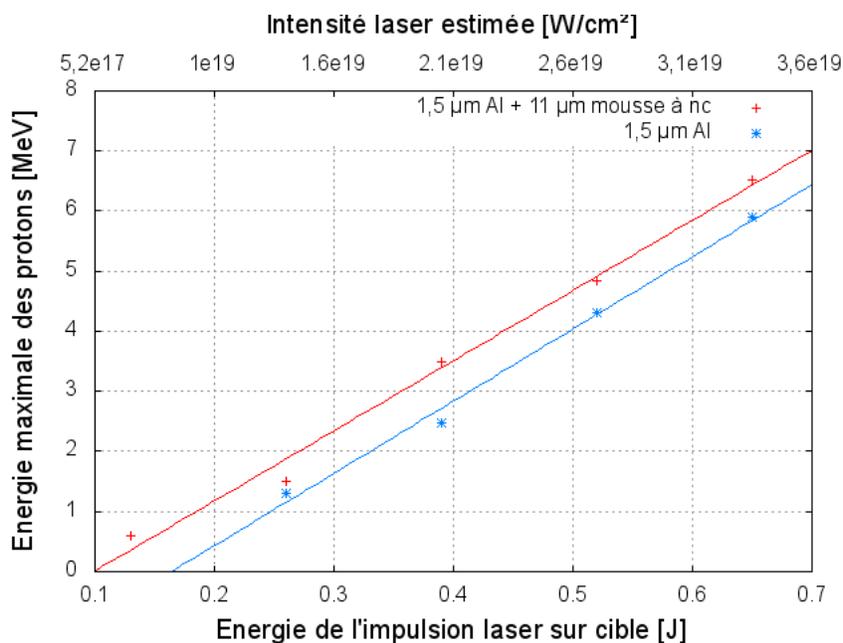


FIGURE 4.13 – Influence de l'énergie de l'impulsion laser sur l'énergie maximale des protons accélérés à partir de cibles avec dépôt de mousse

figure 4.14 reporte les résultats de nos mesures pour les deux mêmes cibles utilisées lors du balayage de l'énergie de l'impulsion laser. On observe un comportement globalement similaire dans les deux configurations, avec la présence d'une durée optimale aux alentours d'environ 80 fs (voir section 3.3). Pour cette durée, et en tenant compte des incertitudes expérimentales, il n'est pas possible de distinguer clairement une tranche énergétique pour laquelle les cibles mousse affichent une efficacité de couplage plus importante que les cibles simples. Finalement, nous avons modifié la taille de la tache focale en déplaçant la cible le long de l'axe optique de focalisation. Des images de la tache focale à différentes distances de part et d'autre du meilleur foyer ont été enregistrées afin de pouvoir en estimer la taille. On peut voir sur la figure 4.15(a) la FWHM mesurée autour du foyer ainsi que l'intensité correspondante calculée selon la formule :

$$I_{max} = \frac{E}{FWHM_{\tau} FWHM_{\phi}^2} \left(\frac{4 \times \ln 2}{\pi} \right)^{\frac{3}{2}}$$

Avec $FWHM_{\tau}$ la largeur à mi-hauteur de la durée de l'impulsion laser et $FWHM_{\phi}$ la largeur à mi-hauteur de la taille de tache focale.

La figure 4.15(b) montre l'intensité théorique sur cible et celle estimée en multipliant cette dernière par un facteur 0,4/0,91. Ce facteur suppose l'assimilation de la distribution spatiale de l'énergie (au foyer et hors foyer) à une gaussienne et correspond au rapport de la mesure de l'énergie contenue dans la tache focale (40 % à $1/e^2$) divisée par l'énergie théoriquement contenue dans une tache focale gaussienne (91 % à $1/e^2$).

Sur la figure 4.16 sont reportées les variations de l'énergie des protons en fonction

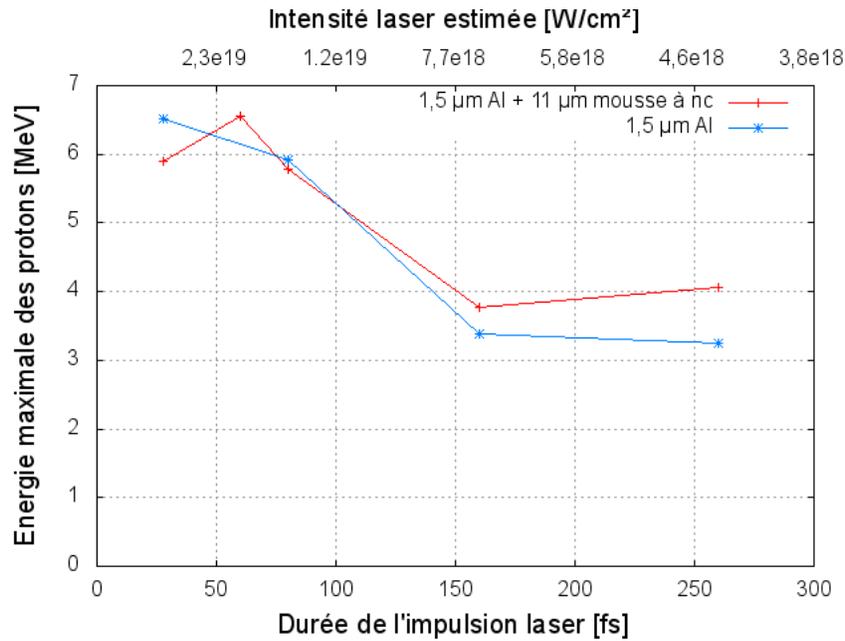


FIGURE 4.14 – Influence de la durée de l'impulsion laser sur l'énergie maximale des protons accélérés à partir de cibles avec dépôt de mousse

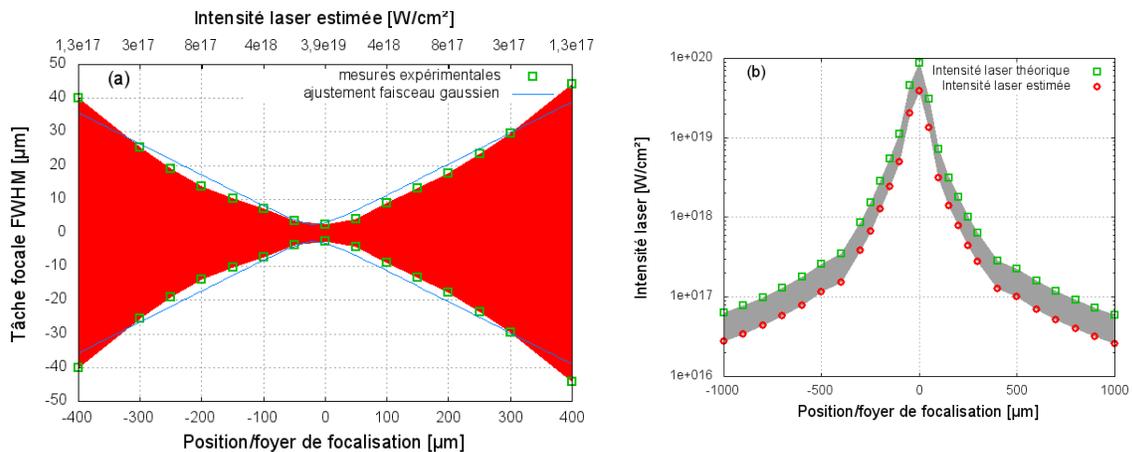


FIGURE 4.15 – (a) Tache focale (FWHM) mesurée et ajustée (propagation des faisceaux gaussiens : facteur de mérite 1,4 et waist $0,5.w_{01/e^2} = 3,05 \mu m$); (b) Intensité laser correspondante calcul théorique et estimée en prenant en compte 40% de l'énergie laser focalisée dans la tache focale (à $1/e^2$)

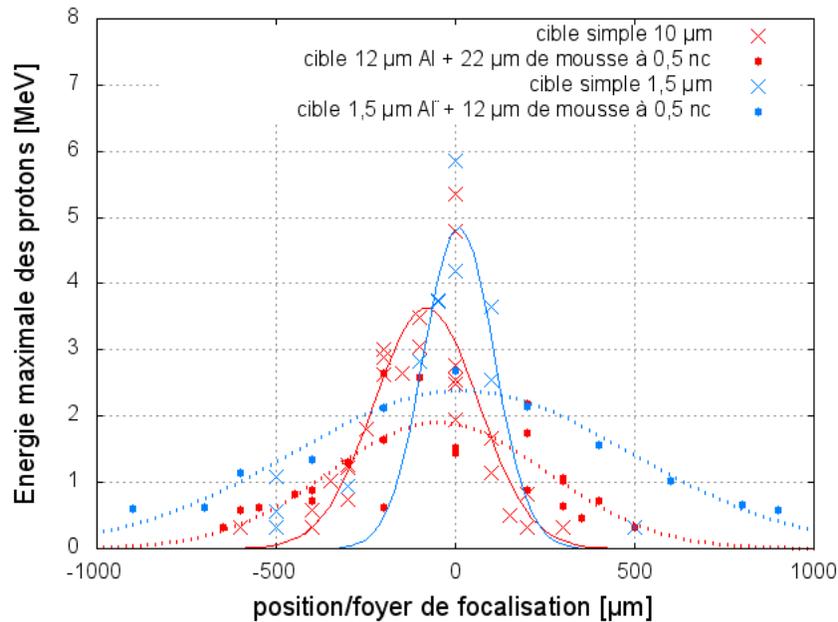


FIGURE 4.16 – Mesure l’élargissement de la plage de position autour du foyer de focalisation pour des cibles avec dépôt de mousse en face avant par rapport aux cibles simples

de la distance de la cible par rapport au foyer, pour deux types de cibles mousse et deux épaisseurs de cibles simples. On remarque tout de suite que contrairement aux cas précédents, la variation de l’intensité a ici une réelle influence sur l’efficacité des cibles mousse. En effet pour ces deux combinaisons épaisseur/densité, les cibles mousse ne présentent un gain en énergie que lorsque l’on éloigne suffisamment la cible du foyer, là où les intensités sont les plus faibles. Ceci est particulièrement remarquable pour les cibles de 1.5 µm d’épaisseur : pour des intensités laser de l’ordre de $2 \cdot 10^{16} \text{ W.cm}^{-2}$, les cibles mousses permettent d’obtenir des énergies de protons similaires à celles obtenues en utilisant des cibles simples à environ $10^{18} \text{ W.cm}^{-2}$. Les résultats présentés sur les figures 4.13, 4.14 et 4.16 nous permettent de donner une première interprétation de nos mesures. La réduction de l’intensité laser, induit les mêmes effets sur l’énergie des protons accélérés, aussi bien sur les cibles simples que sur les cibles mousse. Cependant, quand cette réduction s’accompagne d’une augmentation du volume d’interaction (volume où la densité électronique est proche de la densité critique) comme c’est le cas pour les cibles mousse, elle est partiellement compensée par la conséquente augmentation du nombre d’électrons accélérés [36, 49, 37] même si à faible énergie. Ceci explique d’ailleurs pourquoi l’effet mis en évidence en figure 4.16 est plus marqué pour la cible la moins épaisse. Pour les plus petites tailles de taches focales explorées, le volume d’interaction est visiblement trop réduit pour fournir une quantité suffisante d’électrons chauds nécessaire au processus d’accélération ionique.

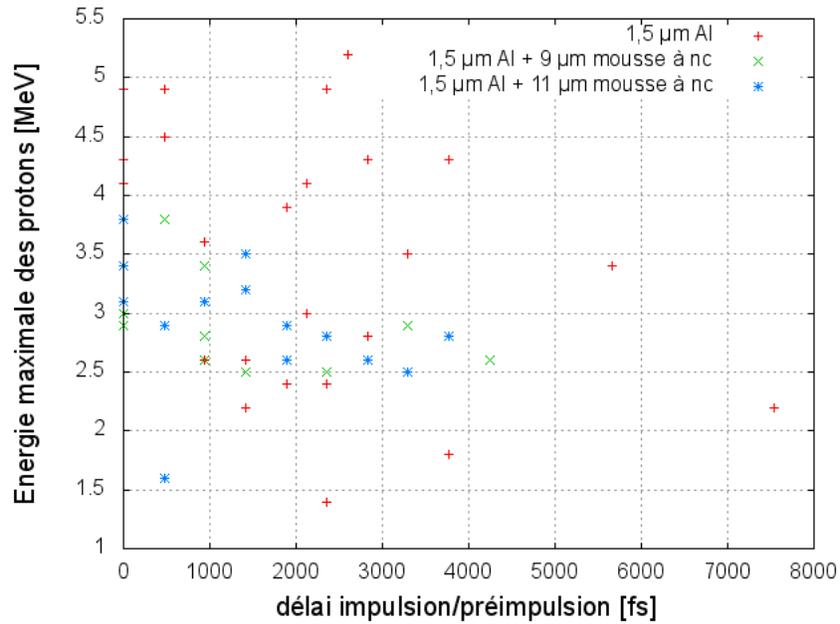


FIGURE 4.17 – Influence d’une préimpulsion de $4.10^{16} W.cm^{-2}$ sur des cibles avec dépôt de couche de mousse

4.3.3 Influence d’une pré-impulsion

Malgré l’absence de résultats probant lors de l’utilisation d’une pré-impulsion laser de quelques $10^{16} W.cm^{-2}$ sur des cibles simples, nous étions curieux de tester cette méthode d’amélioration du couplage laser/plasma sur des cibles présentant déjà un ersatz de gradient simulé par une couche de mousse de densité proche de la densité critique. Les résultats présentés sur la figure 4.17 ne montrent hélas pas de différence entre ces cibles et les cibles simples (cf. section 4.2). Aucune tendance, aucun optimum, de délai entre l’impulsion pompe et l’impulsion sonde ne peut être extrait de ces données. Ce résultat n’est pas très étonnant puisqu’aucun effet n’avait été observé ni en utilisant une pré-impulsion laser ni en utilisant une couche de mousse. Les résultats expérimentaux liés à la combinaison de ces deux méthodes ne réservaient donc que peu de surprises en additionnant les incertitudes liées à la générations d’un pré-plasma selon ces deux techniques.

Chapitre 5

Utilisation de Cibles structurées

Nous avons vu dans la section 3.3 que l'énergie des protons accélérés dépend principalement de l'énergie de l'impulsion laser. Puisque la puissance des installations lasers actuelles est limitée, il nous faut améliorer le transfert de l'énergie de l'impulsion laser aux protons. C'est le but des expériences visant l'augmentation du couplage laser/plasma grâce à des cibles structurées, que nous présentons ici.

Nous parlerons dans un premier temps de l'expérience qui a porté sur l'utilisation de cibles type "réseaux". Ce type de cible a déjà été étudié pour accroître le couplage laser/plasma dans des régimes non-relativistes en utilisant des intensités inférieures à $10^{16} \text{ W.cm}^{-2}$ [31, 30]. Pour ce niveau d'intensité l'interaction laser/plasma et les mécanismes de chauffage des électrons sont différents par rapport au régime relativiste ($> 10^{18} \text{ W.cm}^{-2}$) atteint sur UHI-100. Le problème majeur de l'étude du régime relativiste étant l'utilisation d'impulsion comportant un piédestal interagissant avant l'impulsion principale, avec le motif de la cible. L'utilisation d'un miroir plasma sur UHI-100 nous a permis de nous affranchir de ce problème et d'observer l'existence d'un angle optimal pour l'accélération de protons à un angle d'incidence de 30° correspondant à l'excitation d'une onde plasma de surface. A cet angle d'incidence l'énergie maximale des protons accélérés est de 5,1 MeV pour des cibles réseaux alors qu'elle n'est que de 2,2 MeV pour des cibles simples. Les mesures d'absorption réalisées corroborent cette observation.

Nous exposerons dans un deuxième temps (section 5.2) une expérience au cours de laquelle nous avons utilisé des cibles minces présentant un dépôt monocouche de microsphères sur la face exposée au laser. Conformément aux prédictions numériques nous avons constaté que pour de telles cibles, l'angle d'incidence a peu d'influence sur l'accélération de proton. La taille des microsphères, est quant à elle, optimale lorsqu'elle avoisine la longueur d'onde de l'impulsion laser.

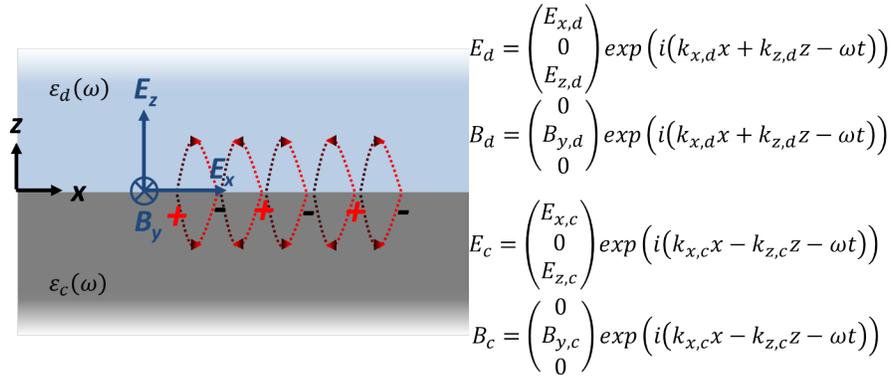


FIGURE 5.1 – Ondes électromagnétiques issues d'un plasmon à l'interface diélectrique/conducteur

5.1 Cibles réseaux

Cette expérience a été l'objet d'une collaboration avec l'Université de Pise, l'Université de Prague, le Politecnico de Milan, le Laboratoire pour l'Utilisation des Lasers Intense de l'Ecole Polytechnique et le Laboratoire des Solides Irradiés. L'intérêt d'une cible réseau réside dans la création d'un plasmon de surface que vient exciter l'onde laser sous certaines conditions.

5.1.1 Plasmon de surface

Un plasmon de surface est un champ électrique se propageant à la surface d'un milieu conducteur ayant une interface avec un diélectrique [61], suite à l'oscillation d'un ensemble d'électrons libres. Ces électrons répondant de manière collective à l'excitation par un champ électromagnétique peuvent être considérés comme une onde évanescence localisée à la surface d'un milieu conducteur.

Pour comprendre les conditions d'existence et d'excitation d'un plasmon, intéressons-nous aux relations de passage d'une onde électromagnétique à une interface diélectrique/conducteur. Pour la simplicité du calcul nous considérerons que les milieux diélectrique et conducteur sont tous deux diamagnétiques. On notera avec un indice "d" les grandeurs liées au milieu diélectrique et par un indice "c" les grandeurs liées au milieu conducteur.

Lorsque une onde électromagnétique incidente se propageant dans un diélectrique rencontre une interface avec un milieu conducteur un plasmon est créé générant un champ électromagnétique. Les champs \vec{E} et \vec{B} comme représentés sur la figure 5.1, doivent satisfaire aux relations de passages suivantes :

$$\begin{aligned} B_{y,c} &= B_{y,d} \\ E_{x,c} &= E_{x,d} \\ \epsilon_c E_{z,c} &= \epsilon_d E_{z,d} \end{aligned}$$

Dans l'hypothèse où les deux milieux sont diamagnétiques $\mu_0 = \mu_0\mu_c = \mu_0\mu_d$ et que l'interface ne présente pas de courant de surface, nous déduisons des deux premières équations que :

$$k_x = k_{x,d} = k_{x,c}$$

Ainsi que, avec l'équation de Maxwell-Ampère

$$-k_{z,d}B_{y,d} = \frac{\omega}{c^2}\epsilon_d E_{x,d}$$

$$k_{z,c}B_{y,c} = \frac{\omega}{c^2}\epsilon_c E_{x,c}$$

$$\Rightarrow -\frac{k_{z,d}}{k_{z,c}} = \frac{\epsilon_d}{\epsilon_c}$$

On remarque que, si l'on suppose que ϵ_d et ϵ_c sont réelles, un plasmon de surface ne peut exister qu'à l'interface entre un diélectrique et un milieu conducteur pour lequel $Re(\epsilon_c) < 0$.

Puisque

$$k_i^2 = k_{x,i}^2 + k_{z,i}^2 \quad i = c, d$$

on obtient les relations de dispersion d'un plasmon suivantes

$$k_{x,SP} = \frac{\omega}{c} \sqrt{\frac{\epsilon_d \epsilon_c}{\epsilon_d + \epsilon_c}}$$

$$k_{z,d} = \frac{\omega}{c} \sqrt{\frac{\epsilon_d^2}{\epsilon_d + \epsilon_c}}$$

$$k_{z,c} = \frac{\omega}{c} \sqrt{\frac{\epsilon_c^2}{\epsilon_d + \epsilon_c}}$$

Notons que si l'on peut considérer que dans un diélectrique sans absorption ϵ_d est réel et positif, ϵ_c possède, quant à lui, une partie imaginaire non négligeable. $k_{z,c}$ et $k_{z,d}$ possèdent donc une partie imaginaire responsable du terme d'atténuation en $\exp(-Im(k_{z,i}) \cdot z)$ de l'onde dans la direction normale à l'interface. La longueur de décroissance est de $1/Im(k_{z,i})$ comme illustré sur la figure 5.2 .

Puisque :

$$\frac{E_{z,d}}{E_x} = \frac{k_{x,SP}}{k_{z,d}} = \sqrt{\frac{\epsilon_c}{\epsilon_d}}$$

$$\frac{E_{z,c}}{E_x} = \frac{k_{x,SP}}{k_{z,c}} = \sqrt{\frac{\epsilon_d}{\epsilon_c}}$$

On en déduit que pour maximiser le champ électrique transversal dans le diélectrique nous devons utiliser un milieu conducteur dont la valeur de ϵ_c est grande. Si au contraire, on souhaite un champ électrique transversal important dans le milieu conducteur on

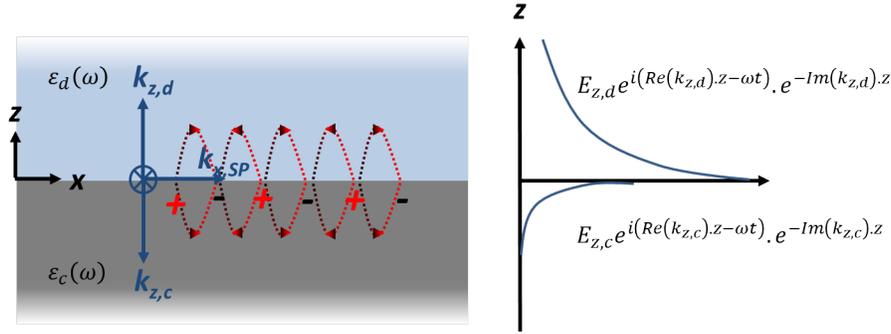


FIGURE 5.2 – Evanescence du champ plasmonique dans la direction normale à l'interface

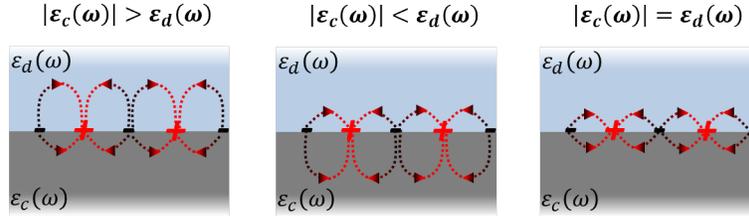


FIGURE 5.3 – Influence de la permittivité du conducteur sur le champ transversal du plasmon

choisira un milieu conducteur dont la valeur de ϵ_c est petite. On remarque également que les composantes transversale E_z et longitudinale E_x du champ électrique sont identiques lorsque $\epsilon_c = \epsilon_d$ comme on peut le voir illustré sur la figure 5.3 .

Dans le cadre du modèle de Drude (gaz d'électrons avec collisions) et pour un plasma au sein duquel les électrons ne subissent pas de forces de rappel par leur noyau respectif, la permittivité diélectrique d'un milieu s'écrit :

$$\epsilon = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2 - i\frac{\omega}{\tau}} = \epsilon' + i\epsilon''$$

$$\epsilon' = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2 + 1/\tau^2} \approx 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2} \text{ pour } \tau \gg \omega$$

$$\epsilon'' = \frac{\omega_p^2/\tau}{\omega(\omega^2 + 1/\tau^2)} \approx \frac{\omega_p^2}{\tau\omega^3} \text{ pour } \tau \gg \omega$$

avec ω_p la pulsation plasma et τ le temps entre deux collisions d'un électron. Puisque dans un plasma surdense ou dans un métal $\omega_p > \omega$, on en déduit que ϵ_c est négatif et que ϵ_c' est petit. Ce modèle va nous permettre d'explicitier et de tracer les relations de dispersion simplement. On s'aperçoit en visualisant le tracé 5.4 de la relation de dispersion d'un plasmon qu'elle est toujours inférieure à la relation de dispersion d'un

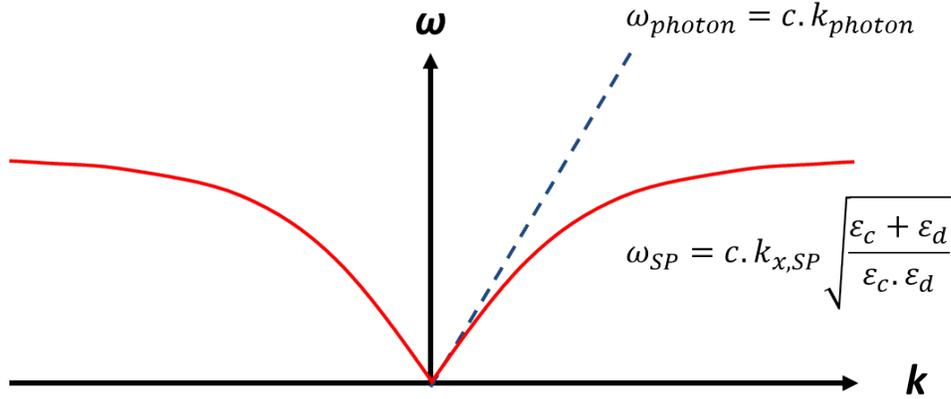


Figure 5.4 – Relation de dispersion d'un plasmon dans l'espace réciproque

photon dans le milieu diélectrique $\omega_{photon} = c \cdot k_{photon}$. Ce qui est logique car $Re(\epsilon_c) < 0$, ainsi

$$k_{SP} = \frac{\omega}{c} \sqrt{\frac{\epsilon_d \epsilon_c}{\epsilon_d + \epsilon_c}} > \frac{\omega}{c} \sqrt{\epsilon_d}$$

D'où l'on déduit qu'il n'est pas possible de coupler un plasmon avec un photon puisque le couplage avec un photon n'est réalisé que si

$$k_{SP} = k_{x,photon}$$

c'est-à-dire si les deux courbes de dispersion se croisent.

Afin de coupler un plasmon avec une onde électromagnétique deux méthodes sont couramment employées : l'abaissement de l'indice du milieu diélectrique ϵ_d (utilisation de prisme dans les configurations d'Otto ou de Kretschmann [61]) ou l'utilisation d'une interface périodique diffractante : le réseau de diffraction [56].

5.1.2 Couplage plasmon-réseau de diffraction

Les réseaux sont souvent utilisés comme éléments dispersifs dans les spectromètres et autres monochromateurs. Ces mêmes réseaux peuvent être utilisés afin de coupler un plasmon avec une onde laser. On peut facilement retrouver la formule des réseaux exprimant la direction des différentes ondes diffractées en fonction de l'ordre de diffraction et la longueur d'onde incidente.

$$\sin(i') + \sin(i) = m \frac{\lambda}{a}$$

avec m l'ordre de diffraction et a le pas du réseau

Dans l'espace fréquentiel, cette formule peut encore s'écrire :

$$\vec{k}_{diff} = \begin{pmatrix} k_x \\ 0 \\ k_z \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} m \frac{2\pi}{a} \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix}$$

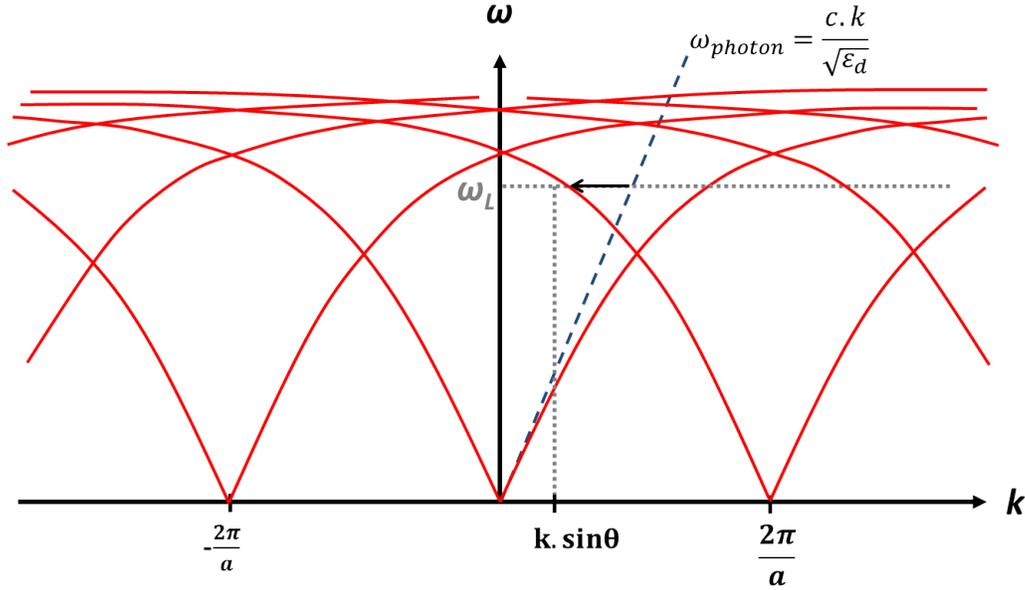


FIGURE 5.5 – Relation de dispersion d'un plasmon à la surface d'un réseau

Comme nous l'avons précisé plus haut, afin d'exciter le plasmon en résonance avec l'onde diffractée il faut que les projections sur l'axe x des vecteurs d'onde \vec{k}_{diff} et \vec{k}_{SP} soient égales [56]. On peut donc écrire que

$$k_x + m \frac{2\pi}{a} = \frac{\omega}{c} \sqrt{\frac{\epsilon_d \epsilon_c}{\epsilon_d + \epsilon_c}}$$

On s'aperçoit donc que, dans le cas d'un réseau, la relation de dispersion dans l'espace réciproque présente une périodicité due aux différents ordres de diffraction comme le montre la figure 5.5. En traçant la relation de dispersion d'un photon on s'aperçoit qu'un point commun aux deux relations de dispersion est désormais possible grâce aux différents ordres de diffraction. Pour une pulsation d'onde laser donnée l'accord entre le vecteur d'onde d'un photon et le vecteur d'onde du plasmon peut s'effectuer de deux manières : en ajustant le pas du réseau à angle d'incidence fixé ou en ajustant l'angle d'incidence pour un pas de réseau donné. Dans la pratique c'est l'ajustement par l'angle d'incidence qui est le plus courant.

La transposition de la théorie du couplage plasmon/réseau de diffraction dans les solides au cas des plasmas n'est cependant pas évidente. L'expérience relatée dans la section 5.1.4 au cours de laquelle nous avons utilisé des réseaux de diffraction en guise de cible s'appuie sur la base de simulations numériques dont nous exposerons les principaux résultats dans la section suivante.

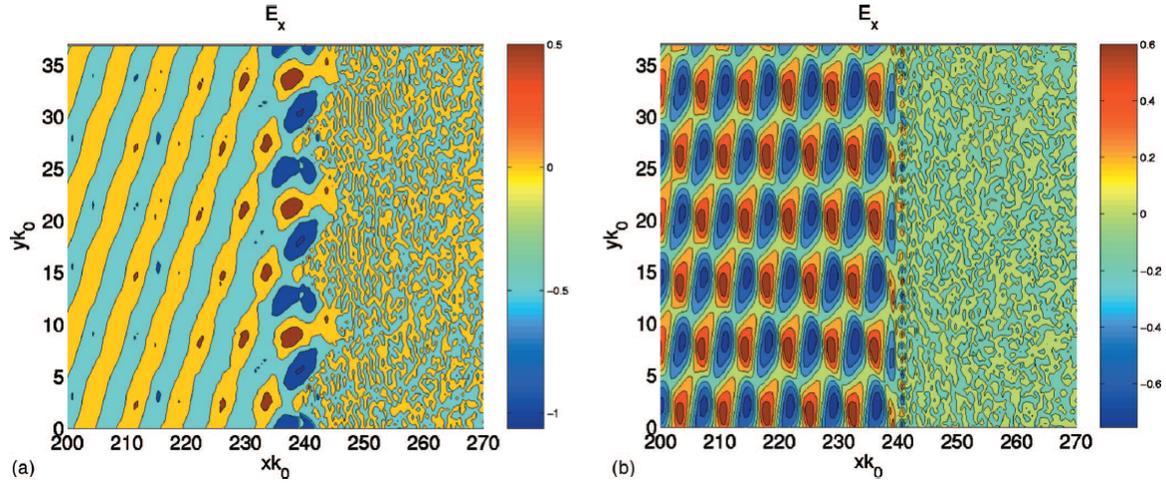


FIGURE 5.6 – Amplitude de la composante normale à la cible du champ électrique dans le cas de l’interaction d’une impulsion laser ($I_0 = 10^{18} \text{ W.cm}^{-2}$; $n_e/n_c = 25$; $\tau = 60 \text{ fs}$; $\theta = 30^\circ$); à gauche (a) dans le cas d’une cible réseau en configuration résonnante; à droite (b) dans le cas d’une cible simple [75]

5.1.3 Simulations numériques dans les plasmas

Afin d’étudier la dynamique des électrons et du champ électromagnétique lors du couplage d’une onde plasma de surface avec un réseau de diffraction, une série de simulations numériques PIC avec le code EMI2D [76] a été réalisée [59, 75]. Pour un angle d’incidence laser de 30° , les observations issues des simulations font état d’une augmentation de la composante normale aux cibles, du champ électrique laser lors de son interaction avec un plasma comme le montre la figure 5.6. La composante normale à la surface des cibles du champ électrique est dans ce cas [75] augmentée d’un facteur ~ 3 . Cette modification du champ électrique n’est pas sans conséquence sur la population électronique accélérée lors de l’interaction comme on peut le voir sur la figure 5.7. Pour une intensité de $10^{18} \text{ W.cm}^{-2}$ les électrons du plasma sont accélérés jusqu’à une énergie maximale de 2,3 MeV dans le cas où aucune onde plasma de surface n’est excitée. L’énergie maximale de ces derniers est augmentée d’un facteur ~ 3 ainsi que leur nombre dans le cas de l’excitation d’une onde plasma de surface. Ceci est à mettre en relation avec l’augmentation de l’absorption de l’énergie laser de 18 % dans le cas de cible simple à 68 % dans le cas de cibles réseaux. Comme nous l’avons vu dans la section 1.3.1 la température ainsi que la densité d’électrons chauds sont les paramètres clefs des modèles d’accélération ionique (variation de l’énergie maximale des ions avec $\sqrt{n_e T_e}$ à haut contraste). L’observation de l’énergie maximale des ions extraites des résultats des simulations numériques présentent une augmentation par rapport au cas où aucune onde plasma de surface n’est excitée. C’est pourquoi ce moyen d’augmenter l’énergie maximale des ions a été l’objet d’une expérience dont nous allons voir les résultats principaux dans la section suivante.

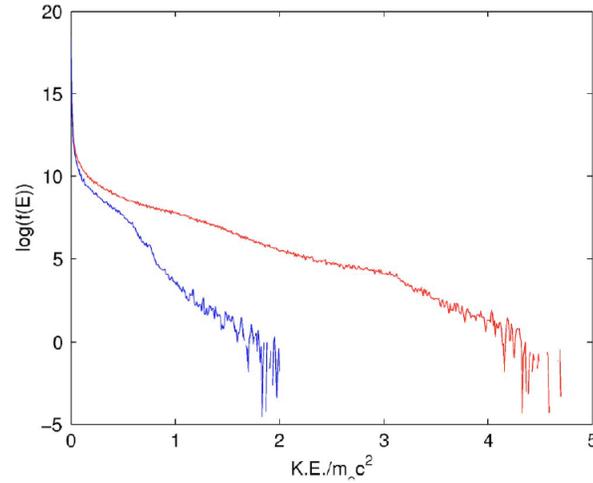


FIGURE 5.7 – Distribution des énergies électroniques dans le cas de l’interaction d’une impulsion laser ($I_0 = 10^{18} \text{ W.cm}^{-2}$; $n_e/n_c = 25$; $\tau = 60 \text{ fs}$; $\theta = 30^\circ$) avec une cible simple (courbe bleue) et avec une cible réseau (courbe rouge) [75]

5.1.4 Résultats expérimentaux

Jusqu’à aujourd’hui, l’interaction laser/plasma en utilisant des cibles réseaux n’a été étudiée expérimentalement que pour des intensités de l’ordre $10^{16} \text{ W.cm}^{-2}$ [30]. Pour ce niveau d’intensité, l’interaction laser/plasma et les mécanismes de chauffage des électrons sont différents par rapport au régime relativiste qui nous intéresse ici puisque nous avons utilisé des intensités laser sur cible de 2 à 5 $10^{19} \text{ W.cm}^{-2}$.

La fabrication des cibles utilisées lors de cette expérience a été confiée au département de Physique électronique de l’Université de Prague. Pour la réalisation de ces cibles une empreinte en nickel est d’abord réalisé par lithographie interférométrique [54]. Le profil de cette empreinte est ensuite reporté par pression sur des substrats de Mylar comme le montre la figure 5.8 .

Dans le cadre de notre travail, nous avons étudié l’influence de l’épaisseur de la cible (épaisseurs 900 nm, 20 μm et 40 μm disponibles), de l’angle d’incidence, du contraste et de la polarisation du faisceau laser sur l’énergie maximale des protons accélérés. Le pas du réseau, qui doit être de l’ordre de grandeur de la longueur d’onde laser λ afin de pouvoir observer un effet résonnant lors du couplage entre le champ laser et l’onde plasma de surface, a été fixé à 2λ . En effet, lorsque le pas du réseau est trop petit, le réseau n’est perçu par l’onde que comme une simple rugosité de surface. Si, au contraire, il est très supérieur à λ , la structure n’agit que comme une modification locale et périodique de l’angle d’incidence du laser comme le montre la figure 5.9 .

Pour cette valeur de pas de 2λ l’angle d’incidence permettant le couplage de l’onde laser avec l’onde plasma de surface au premier ordre est de 30° . Si on applique la relation de dispersion d’un plasmon excité $k_x + m\frac{2\pi}{a} = \frac{\omega}{c} \sqrt{\frac{\epsilon_d \epsilon_c}{\epsilon_d + \epsilon_c}}$ par le premier ordre de diffraction exposé dans la section 5.1.2 à notre cas ($m = \pm 1$, $a = 2\lambda$), on observe

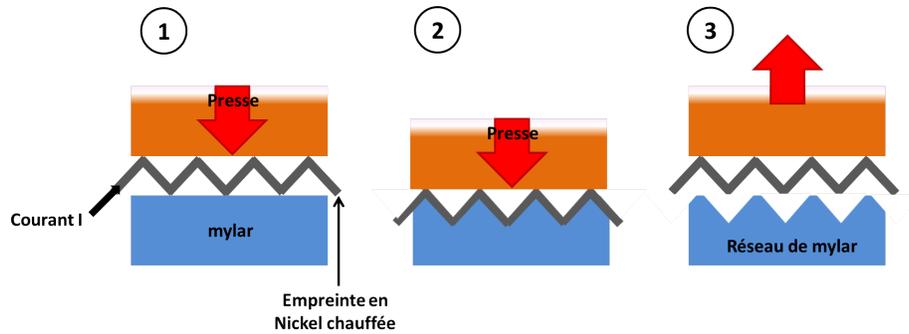


FIGURE 5.8 – Processus de fabrication d’une cible « réseau ». Une matrice en Nickel, portée à une température élevée par le passage d’un courant électrique (1), est utilisée pour imprimer de façon permanente le motif du réseau via l’application d’une forte pression (2), sur un support de Mylar (3)

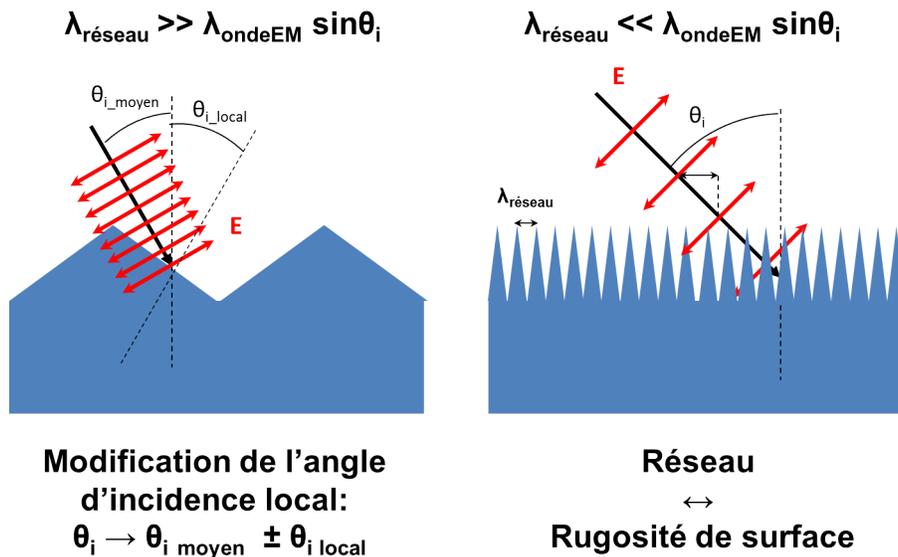


FIGURE 5.9 – Influence du pas du réseau sur le couplage laser/onde plasma de surface

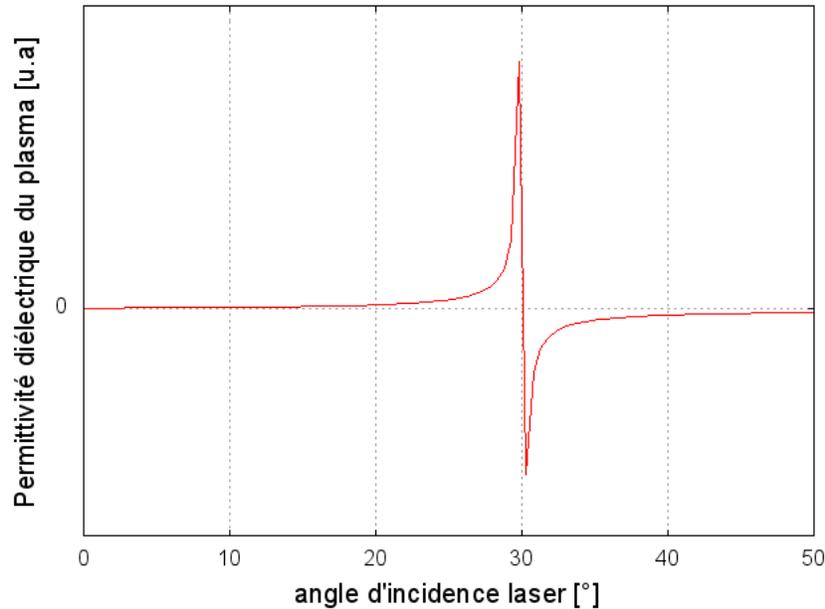


FIGURE 5.10 – Permittivité diélectrique relative du plasma de Mylar formé par l’interaction d’une impulsion laser sur un réseau de pas $a = 2.\lambda$ en fonction de l’angle d’incidence

sur la figure 5.10 qu’il existe une singularité pour la permittivité diélectrique relative du plasma à un angle de 30° . Pour cet angle d’incidence, les simulations numériques réalisées dans le cadre de la thèse d’A. Bigongiari [59] prédisent un accroissement d’un facteur 2 sur l’énergie maximale des protons accélérés en utilisant une cible en réseau dans une configuration résonnante, i.e à 30° dans notre cas. Cette augmentation de l’énergie maximale des protons est due à l’augmentation du champ électrique à la surface de la cible qui lui est augmenté d’un facteur ~ 3 . En effet, c’est ce champ électrique en face avant des cibles qui va permettre d’accélérer les électrons responsable du TNSA.

Pour cette expérience nous avons eu recours à trois diagnostics principaux : la parabole de Thomson mobile, des écrans de verre dépoli pour collecter la lumière laser réfléchiée par la cible et des piles de films radiochromiques disposées de manière à mesurer sur quasiment 360° le rayonnement et les particules produites lors de l’interaction (figure 5.12).

Observation de l’intensité et des directions d’émission des différentes particules ionisantes

Afin de connaître la nature des différentes particules accélérées et leur direction en fonction de leur intensité nous avons utilisé un diagnostic de type “pile de films radiochromique” [26] dont le fonctionnement est expliqué en annexe. Pour ce faire nous utilisons une pile de trois films radiochromiques disposés en couronne autour du lieu

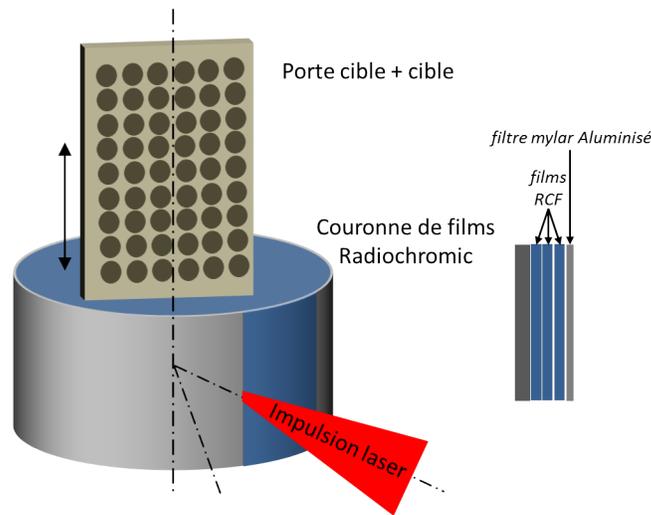


FIGURE 5.11 – Schéma du diagnostic Radiochromique permettant la mesure de la direction d'émission des électrons accélérés à 340°

d'interaction comme le montre la figure 5.11 . La figure 5.12 représente la dose absorbée par ces trois films radiochromique lors d'une série de trois tirs laser sur des cibles réseaux de $20\ \mu\text{m}$ d'épaisseur (pas 2λ , profondeur $500\ \text{nm}$, angle d'incidence 30°).

La première remarque concerne la présence aux angles 30° et 0° des réflexions de l'onde laser respectivement à l'ordre 0 et 1 comme le montre la figure 5.13 . Ces réflexions nous permettent d'affirmer que la structure des réseaux est conservée lors de l'interaction du laser avec le plasma. Le contraste de 10^{12} de l'installation laser UHI100 est donc suffisant pour entreprendre le reste de notre étude sur le couplage d'une onde plasma de surface avec un réseau.

Sur le premier film RCF on constate dans un premier temps que la direction d'accélération des protons est bien normale à la cible que ce soit en face avant ou arrière. L'absence ou la faiblesse du signal protons sur le deuxième film RCF nous indique que très peu de protons sont accélérés à des énergies supérieures à $3,5\ \text{MeV}$.

Le premier film radiochromique présente également un fort noircissement aux angles supérieurs à 80° . Cette intense noircissement est dû à l'irradiation de la première couche sensible par le rayonnement X issu du plasma. Ce rayonnement X dont la distribution énergétique se présente sous la forme d'une maxwellienne de quelques keV (+ raies caractéristiques) est atténué en quasi totalité lors de la traversée du premier film RCF. Il ne reste sur le deuxième et le troisième film que le signal dû aux électrons. Partant de ce fait nous pouvons alors déterminer les directions d'émission principales des électrons. On aperçoit à 150° dans la direction du laser les électrons accélérés par la force pondéromotrice. On constate également qu'un maximum d'intensité se situe autour de l'angle 90° , soit dans la direction tangentielle à la surface de la cible. L'ombre du porte cible ne nous permettant pas de distinguer la position exact de ce maximum d'émission nous avons réalisé d'autres mesures avec un porte cible modifié. Ces mesures ont révélé

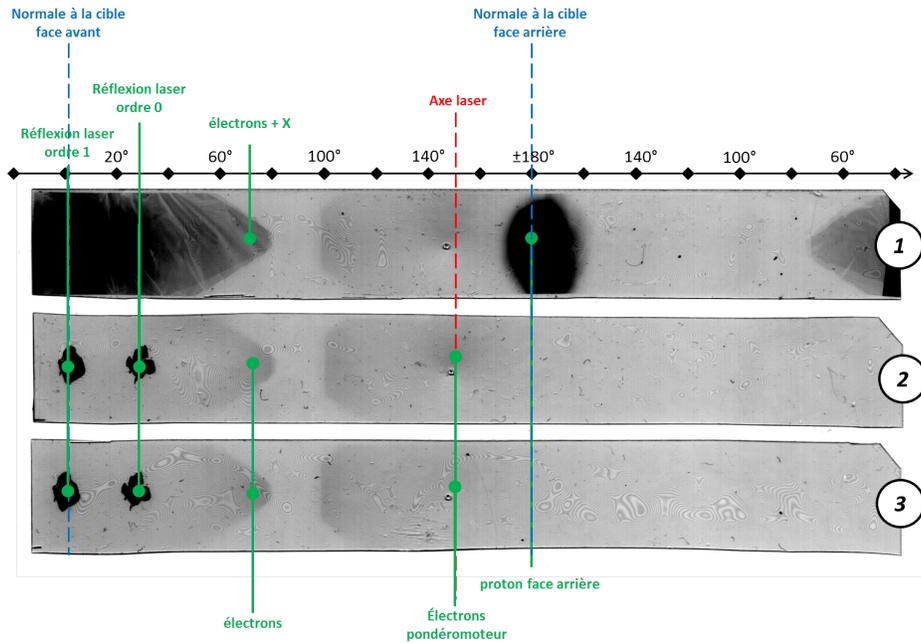


FIGURE 5.12: Exemple de signal obtenu sur une pile de trois films radiochromiques protégés par un filtre de $2 \mu\text{m}$ de Mylar aluminisé, disposés en couronne à 3 cm de l'interaction du laser incident à 30° sur une cible réseau de $20 \mu\text{m}$ d'épaisseur (réseau de 500 nm de profondeur et de pas 2λ). Les chiffres à droite de chaque film représentent l'ordre de rangement du film dans la pile par rapport à la source de rayonnement.

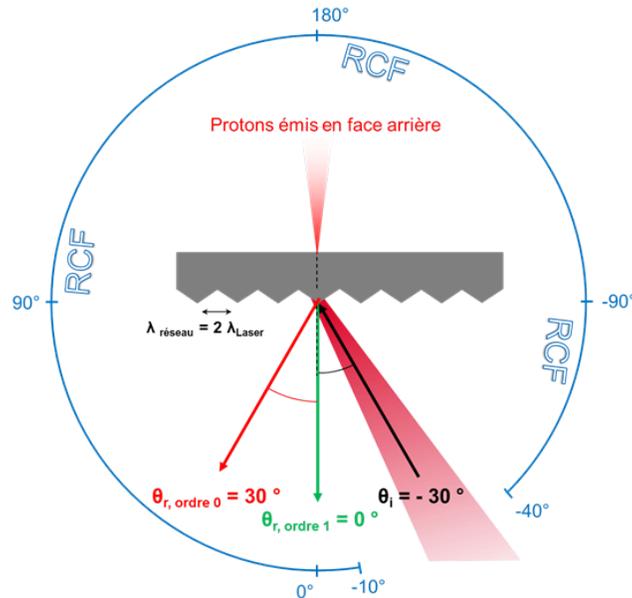


FIGURE 5.13 – Réflexions aux ordres 0 et 1 visibles sur les films radiochromiques pour un angle d'incidence de 30°

l'existence d'un maximum entre les angles de 90° et 100° . Ces résultats sont en parfait accord avec les résultats des expériences menées par Hu [55].

Influence de l'angle d'incidence sur l'énergie maximale des protons accélérés

Cette mesure a été réalisée à l'aide de la parabole de Thomson dont le principe de fonctionnement est présenté dans la section 3.1. Comme nous l'avons précisé en introduction de cette section c'est par l'intermédiaire des électrons générés lors de l'interaction (en fonction de leur température et de leur densité) que sont accélérés les protons à la surface des cibles. Les paramètres de densité et de température des électrons dépendent quant à eux de l'intensité du champ laser, qui comme nous l'avons précisé peut être amplifiée grâce à la présence sur la surface de la cible d'une structure réseau par couplage de l'onde laser avec une onde plasma de surface. L'excitation de ce dernier, pour un angle d'incidence bien précis, doit par conséquent se manifester aussi via une augmentation correspondante de l'énergie des protons.

Nous avons donc fait varier l'angle d'incidence sur la cible entre 15° et 45° , tout en disposant à chaque fois la parabole Thomson dans la direction normale à la cible (puisque comme nous l'avons montré dans la section 5.1.4, la direction d'émission des protons dans nos conditions d'interaction ne varie pas en fonction de l'angle d'incidence). Les résultats de ces mesures, effectuées en parallèle sur une cible réseau de $20\ \mu\text{m}$ d'épaisseur (profondeur du réseau égal à $500\ \text{nm}$) et sur une simple feuille de mylar de $23\ \mu\text{m}$ d'épaisseur sont reportés sur la figure 5.14. Il nous semble important de souligner que toutes les données présentées ont été obtenues pendant la même séance de tirs laser et en utilisant un seul set de cibles, ceci pour éviter que les mesures ne soient affectées par des différences, même minimales, dans les paramètres de l'interaction.

Dans le cas de la cible simple on observe une augmentation de l'énergie maximale des protons avec l'angle d'incidence qu'il est possible de décrire, en première instance et pour cet intervalle d'angles, via une fonction de type $\alpha \sin^2\theta / \cos\theta$ où le numérateur représente la variation du champ électrique du laser en polarisation P en fonction de l'angle (l'effet Brunel étant le mécanisme principal du transfert de l'énergie laser dans nos conditions [57]) tandis que le dénominateur tient compte de la variation de la taille de la tache focale avec l'angle.

Les points correspondant à l'utilisation de la cible réseau affichent dans l'ensemble des valeurs plus élevées, témoignant d'une efficacité accrue dans le couplage de l'énergie laser. L'augmentation de l'énergie des protons accélérés est particulièrement marquée pour un angle d'incidence d'environ 30° , où l'énergie maximale passe de $2,2\ \text{MeV}$ pour des cibles simples à $5,1\ \text{MeV}$ pour des cibles réseaux (facteur 2.25). Cet angle correspond bien à l'angle de résonance attendu pour ce type de réseau et le facteur d'augmentation est en parfait accord avec celui prévu par les simulations numériques réalisées par A. Bigongiari [59]. La largeur de la plage angulaire intéressée par cette augmentation est de l'ordre d'une dizaine de degrés, ce qui peut être relié à l'ouverture angulaire de la parabole de focalisation utilisée (environ 12°) et donc à un élargissement intrinsèque de l'angle d'incidence. On peut donc voir dans les résultats de ces mesures une première

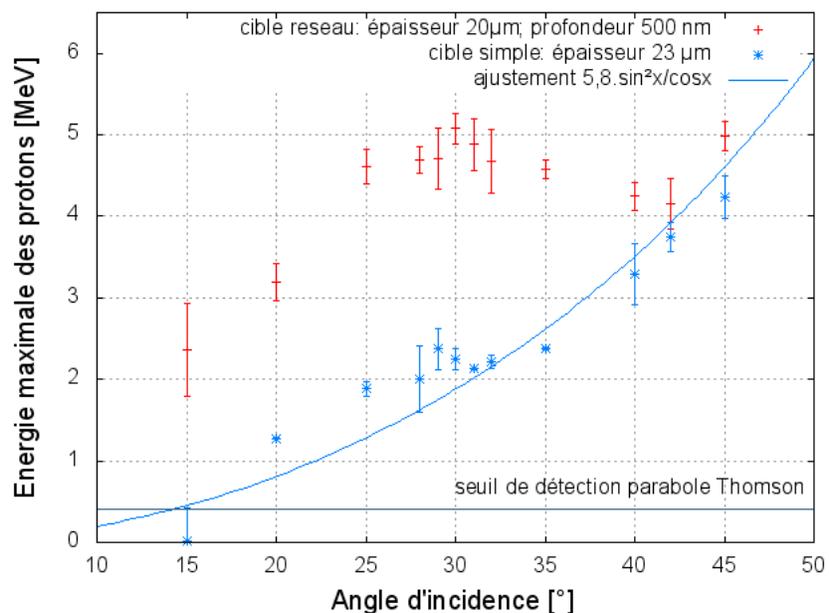


FIGURE 5.14 – Energie maximale des protons accélérés lors de l’interaction avec une cible réseaux et une cible « simple » de, respectivement, 20 et 23 μ m d’épaisseur en fonction de l’angle d’incidence. Les mesures ont été effectuées à haut contraste et en polarisation P. Le seuil de détection de la parabole thomson à 400 keV est marqué par la ligne grise.

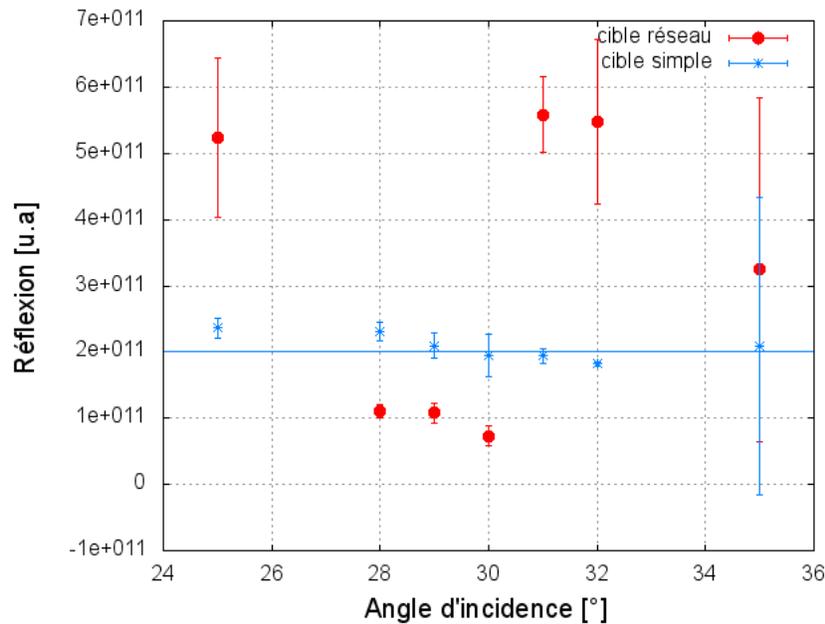


FIGURE 5.15 – Réflexion de l'énergie laser en fonction de l'angle d'incidence lors de l'interaction avec une cible réseau de $20 \mu\text{m}$ d'épaisseur et une cible simple de $20 \mu\text{m}$ d'épaisseur. Les tracés sont un guide pour les yeux.

signature du couplage laser-onde plasma de surface.

En dehors de la résonance autour de 30° d'angle d'incidence, on retrouve une tendance similaire à celle observée pour les cibles simples. Pour des angles proches de 45° , l'énergie maximale des protons est quasiment identique pour les cibles réseaux (5 MeV) et pour les cibles simples (4,3 MeV). Pour des angles proches de 10° , l'énergie maximale des protons accélérés avec les cibles réseaux est bien plus élevée (2,35 MeV) que celle obtenue avec des cibles planes (< 400 keV). Ce comportement suggère que l'on puisse assimiler la présence de la structure réseau à une sorte de "rugosité" de la surface. En effet, aux petits angles d'incidence laser, l'effet Brunel devient négligeable ce qui nous permet de mettre en évidence ce phénomène mineur d'augmentation de l'absorption grâce à la présence d'aspérités de surface [58]. On remarquera qu'une pareille augmentation du couplage grâce à une structure de surface a été obtenue en utilisant des cibles « mousse » (section 4.3) ou des cibles avec dépôt de microsphère (section 5.2).

La présence d'une résonance doit se manifester aussi par une augmentation de l'absorption de l'énergie laser. Nous avons estimé cette dernière quantité en collectant par un système optique couplé à une CCD, la lumière diffusée par une lame de verre dépoli, opportunément placée sur le parcours du faisceau laser réfléchi par la cible. Le signal ainsi récolté peut être considéré comme inversement proportionnel à l'absorption du faisceau laser. Les mesures que nous avons effectuées sur des cibles simples et réseaux de $20 \mu\text{m}$ d'épaisseur, sont reportées sur la figure 5.15. Notons que nous n'avons col-

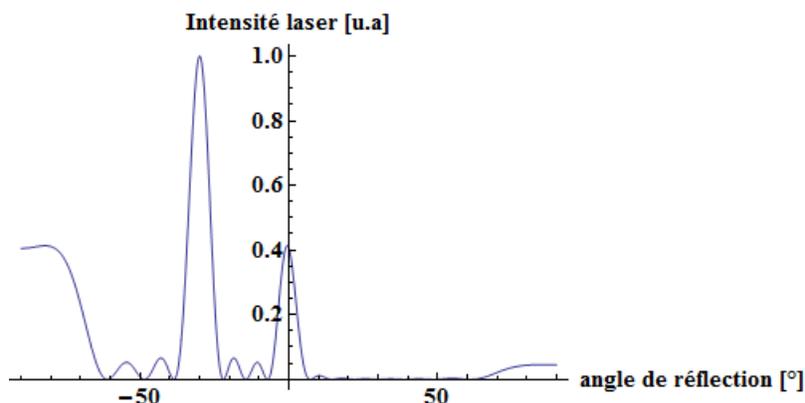


FIGURE 5.16 – Intensité laser réfléchie aux différents ordres de diffraction pour une impulsion laser incidente à 30° sur un réseau de diffraction ($pas = 2\lambda_L$); normale au réseau : 0° ; ordre de diffraction 0 : -30° ; ordre de diffraction 1 : 0° ; ordre de diffraction -1 : -90°

lecté pour cette mesure que le signal laser réfléchi à l'ordre 0. Sans entrer dans le détail du calcul, l'intensité réfléchie par un réseau de diffraction (motifs "crénaux") pour un éclairage de 4 motifs de réseau (correspondant à une tache focale d'environ $6,5 \mu\text{m}$ pour un pas de réseau de $1,6 \mu\text{m}$) et pour un angle d'incidence de 30° est représentée sur la figure 5.16. On voit sur cette figure que l'intensité réfléchie aux ordres 1 et -1 (respectivement à 0° et -90° dans la convention de la figure 5.16) ne correspond qu'à 40 % de l'intensité réfléchie à l'ordre 0. Nos mesures d'absorption ne fournissent pas de valeurs absolues mais relatives en comparant l'intensité réfléchie à l'ordre 0 pour chaque angle d'incidence.

On s'aperçoit, conformément à nos attentes, que la quantité de lumière laser réfléchie est minimale pour un angle d'incidence de 30° alors qu'elle est constante pour une cible simple. Ce résultat coïncide avec l'augmentation de l'énergie maximale des protons autour de cet angle de résonance et nous permet donc de confirmer le couplage de l'onde plasma de surface avec l'onde laser grâce à la structure de réseau. Lors des mesures avec les cibles réseaux nous avons également pu observer, en plus de la réflexion spéculaire, la présence d'ordres de diffractions supérieurs, déjà détectés sur les films radiochromique (section 5.1.4). Ceci nous indique que le contraste de l'impulsion laser du UHI-100 est suffisamment élevé pour que la structure de la cible reste intacte lors de l'interaction avec l'impulsion courte proprement dite. Notons enfin que nos mesures ne concernent que les ordres de diffraction 0 et 1 (hormis pour l'angle d'incidence de 15° où nous avons pris en compte les ordres 0 et -1). En effet l'ordre 2 (et 3 quand il existe) est bien souvent trop proche de l'angle d'incidence laser pour être détecté tandis que l'ordre -1 (pour l'angle de 30°) est tangentiel à la surface de la cible et ne peut être mesuré correctement.

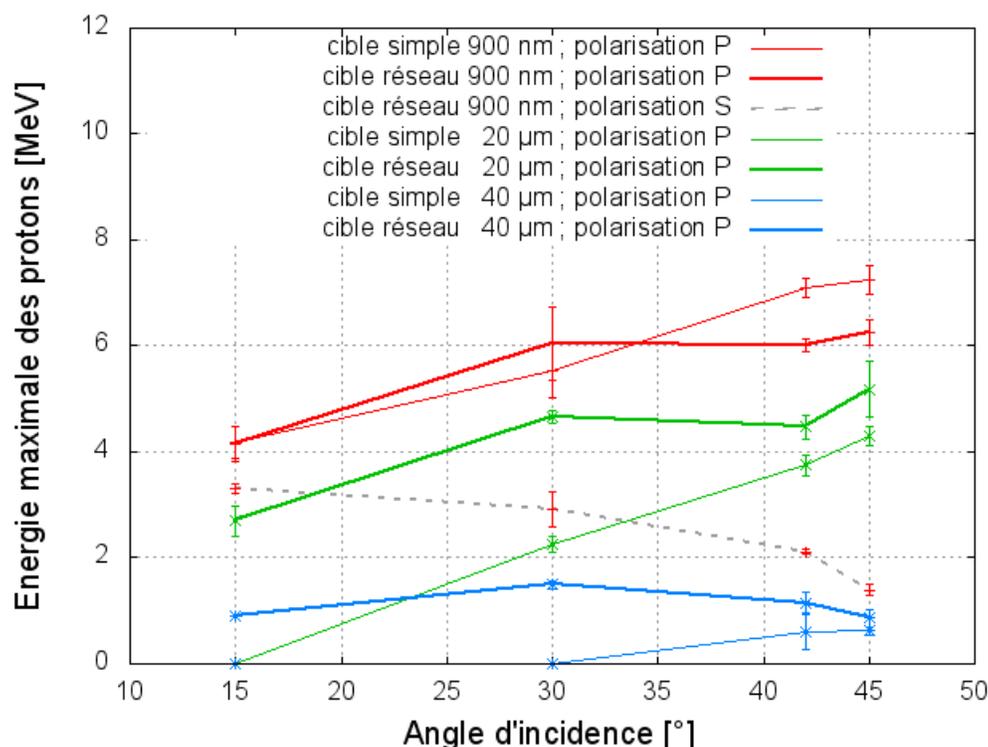


FIGURE 5.17 – Energie maximale des protons accélérés lors de l’interaction avec des cibles réseaux en fonction de l’angle d’incidence, en polarisation S et P et pour des cibles de 900 nm, 20µm et 40µm d’épaisseur. Pour ces deux dernières épaisseurs, les énergies des protons en polarisation S n’ont jamais dépassé le seuil de détection.

Influence de l’épaisseur de la cible, profondeur de la structure et polarisation du laser sur l’énergie maximale des protons accélérés

Suite à l’observation du phénomène de résonance pour des cibles de substrat de 20 µm d’épaisseur, nous avons répété le balayage angulaire pour quelques angles choisis (15°, 30°, 42° et 45°) en examinant d’autres types de cibles (900 nm, 20 et 40 µm d’épaisseur). Les mesures réalisées sont présentées sur la figure 5.17 . On constate la même dépendance en fonction de l’angle pour les cibles réseau de 900 nm et 20 µm d’épaisseur et, dans une moindre mesure, pour celle de 40 µm d’épaisseur. Cependant, le gain en énergie des protons par rapport à un cible plane de même épaisseur est moins flagrant pour des cibles de 900 nm. Ce dernier étant proche de l’épaisseur optimale pour des cibles planes (autour de 1.5 µm), on peut imaginer que la contribution de la résonance à l’augmentation de l’énergie des protons soit en effet moins visible. Nous avons aussi effectué les mêmes mesures en polarisation S. Cependant nous n’avons pu détecter de protons d’une énergie supérieure au seuil de détection de la parabole thomson que pour des cibles réseau de 900 nm. L’absence de résonance en polarisation S à 30° d’incidence constitue également une preuve supplémentaire de l’influence de

	Bas contraste	Haut contraste
$FWHM_{t\grave{a}che\ focal e}$	9,7 μm	6,6 μm
$FWHM_{dur\acute{e}e\ impuls ion}$	28 fs	28 fs
Energie sur cible	1,5 J	0,75 J
Intensité pré-impulsion estimée	1,9 à 4,8.10 ¹¹ $W.cm^{-2}$	2 à 5,1.10 ⁷ $W.cm^{-2}$
Intensité impulsion estimée	1,9 à 4,8.10 ¹⁹ $W.cm^{-2}$	2 à 5,1.10 ¹⁹ $W.cm^{-2}$
cible simple 20 μm : $E_{max\ proton}$	3,1 MeV	2,2 MeV
cible réseau 20 μm : $E_{max\ proton}$	3,4 MeV	5,1 MeV
$E_{max\ r\acute{e}seau}/E_{max\ simple}$	~ 1	~ 2

TABLE 5.1 – Paramètre des impulsions et préimpulsions laser lors des tirs sur cibles réseaux à Haut et Bas contraste pour un angle d’incidence de 30°

l’excitation de l’onde plasma de surface sur l’accélération de protons. La cible réseau en polarisation S montre alors le même comportement qu’une cible plane : les variations en fonction de l’angle, de l’énergie des protons pour une cible plane en polarisation P et pour une cible réseau en polarisation S rappellent d’ailleurs de très près les courbes d’absorption de l’énergie laser obtenues dans des conditions similaires par Cerchez et al. [58].

Excitation d’une onde plasma de surface en régime bas contraste ?

Nous avons vu que jusqu’alors les expériences d’interaction laser-matière utilisant ce genre de cibles n’avaient été réalisées que pour des intensités ne dépassant pas le 10¹⁶ $W.cm^{-2}$ [30]. La raison principale en est l’impossibilité, jusqu’au développement de technique comme le miroir plasma ou la polarisation d’onde croisé “XPW”, d’obtenir un contraste suffisant pour que la pré-impulsion laser n’ait pas d’effet sur la structure de la cible. Nous avons vu lors de cette expérience utilisant un double miroir plasma, que le contraste (10¹²) de nos impulsions laser était suffisant pour préserver la structure des cibles jusqu’à l’arrivée de l’impulsion laser. Il convient de se demander jusqu’à quel niveau de contraste ce genre d’expérience est possible. Nous avons effectué pour ce faire, des mesures sans miroir plasma. Le facteur d’augmentation de l’énergie maximale des protons observée grâce à l’utilisation des mêmes cibles réseaux utilisées que pour les mesures reportées sur la figure 5.14, passe alors de ~ 2 avec miroir plasma (contraste 10¹²) à ~ 1 sans miroir plasma (contraste 10⁸). L’énergie maximale des protons mesurées dans ces deux configurations ainsi que les paramètres (intensité impulsion, intensité piédestal, contraste...) sont résumés dans le tableau 5.1 .

On peut imaginer que, en condition de bas contraste, la structure périodique de la cible à l’origine de l’augmentation de l’énergie des protons soit balayée par le piédestal avant l’arrivée de l’impulsion courte. Dans ce cas, on doit donc s’attendre à ne plus voir paraître sur les films RCF les marques produites par les ordres de diffraction du réseau (voir figure 5.12). On voit sur la figure 5.18 qu’effectivement aucune réflexion laser n’est présente alors que nous avons bien un signal protons intense en face avant et

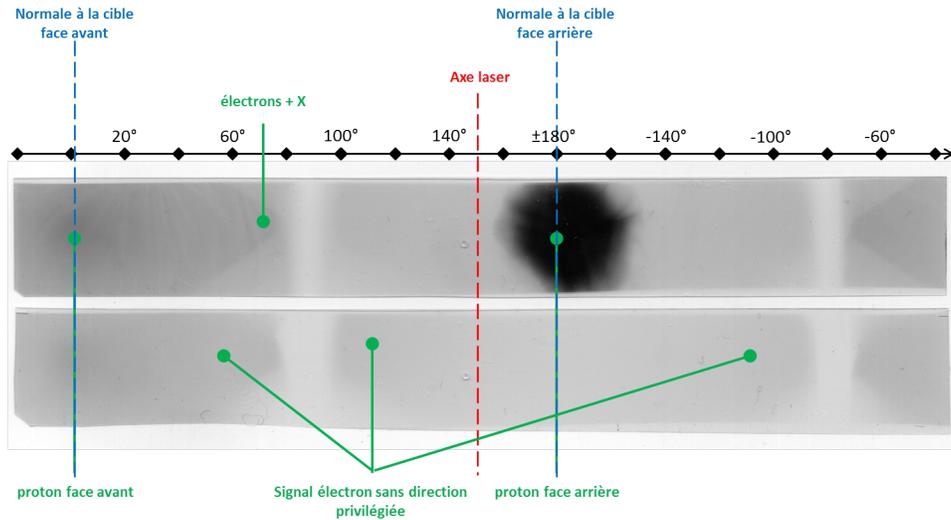


FIGURE 5.18 – Signal obtenu en régime Bas Contraste sur une pile de deux films radiochromiques protégés par un filtre de $2\ \mu\text{m}$ de Mylar aluminisé, disposées en couronne à $3\ \text{cm}$ de l’interaction du laser incident à 30° sur une cible réseau de $20\ \mu\text{m}$ d’épaisseur (réseau de $500\ \text{nm}$ de profondeur et de pas 2λ)

quasiment nulle en face arrière conformément à nos attentes en régime bas contraste [13]. L’obtention d’un haut contraste laser est donc primordiale pour utiliser efficacement des cibles réseaux à la résonance.

5.2 Cibles minces avec couches de microsphères

Cette expérience a été l’objet d’une collaboration avec l’Université de Prague. Comme pour le cas des cibles réseau, la structuration de la cible dont nous nous sommes occupés et dont l’étude est rapportée dans ce paragraphe est censée conduire à une augmentation du couplage de l’énergie laser. Les simulations numériques conduites dans ce sens [32] montrent en effet qu’il est possible de presque doubler l’efficacité de couplage en utilisant une couche de sphères dont la taille est de l’ordre de la longueur d’onde du laser. Les mêmes simulations montrent d’ailleurs qu’une parfaite homogénéité de la taille des sphères n’est pas requise pour mettre en évidence un tel effet et que, à la différence de cibles réseau, l’angle d’incidence n’a qu’une influence limitée sur le couplage. Cette constatation est similaire à celle faite dans les simulations PIC de Sgattoni [49] utilisant des cibles avec un dépôt de couche de mousse sur la face irradiée par le laser. Notons qu’afin de mettre en évidence l’influence de ce type de cible structurée, il faut d’abord s’assurer de la parfaite planéité des feuilles que l’on utilise comme substrat. En effet, l’observation au microscope des feuilles standard couramment utilisées comme cibles lors nos expériences a révélé un état de surface présentant des aspérités de l’ordre du micromètre, ordre de grandeur des structures que l’on cherche précisément à tester.



FIGURE 5.19 – Réalisation des cibles avec dépôt de microsphères ; méthode de récupération des microsphères sur un substrat à gauche ; irisation due au substrat de microsphères régulièrement réparti sur un échantillon au centre ; image acquise au microscope électronique à balayage d'une couche de microsphères à droite

Tout comme pour les cibles réseaux, la fabrication des cibles utilisées lors de cette expérience a été prise en charge par le département de Physique électronique de l'Université de Prague. Le processus de dépôt de ces sphères, schématisé sur la figure 5.19, est le suivant : des microsphères de polyéthylène sont mélangées à une solution d'éthanol et étalées à la surface d'une bassine d'eau. Les microsphères s'organisent alors naturellement à la surface de l'eau formant un réseau hexagonal afin de minimiser l'énergie de l'ensemble. Une cible jouant le rôle de substrat d'épaisseur choisie est alors plongée dans ce bac et remontée précautionneusement vers la surface. Lorsque la cible est sortie, le réseau hexagonal de microsphères se dépose alors à la surface du substrat. Pour cette expérience nous avons décidé d'étudier comme paramètres de cible la taille des microsphères (470 nm et 940 nm) et l'épaisseur du substrat (900 nm, 20 μm et 40 μm).

5.2.1 Influence de la taille des microsphères

Nous nous sommes intéressés tout d'abord à l'influence de la taille des microsphères. Nos mesures, reportées sur la figure 5.20, montrent que l'énergie maximale des protons accélérés augmente avec la taille des microsphères seulement pour les deux épaisseurs les plus importantes. Pour une épaisseur de substrat de 900 nm on constate, compte tenu de l'incertitude expérimentale, que le dépôt de sphère n'a pas d'influence sur l'accélération de protons. Comme pour les cibles réseau de même épaisseur, on peut alors considérer que la contribution des structures à l'efficacité de couplage reste un phénomène secondaire par rapport à l'augmentation de l'énergie maximale de protons via l'optimisation de l'épaisseur de la cible. Notons enfin que la polarisation de l'impulsion laser a logiquement très peu d'influence à cet angle d'incidence (10°).

5.2.2 Influence de l'angle d'incidence laser

La figure 5.21 présente la variation de l'énergie maximale des protons en fonction de l'angle d'incidence du laser, pour les polarisations P et S. En polarisation P, le rapport entre les énergies obtenues avec les cibles structurées et les cibles simples de même épaisseur est particulièrement important pour des petits angles (> 5 à 10°), diminuant

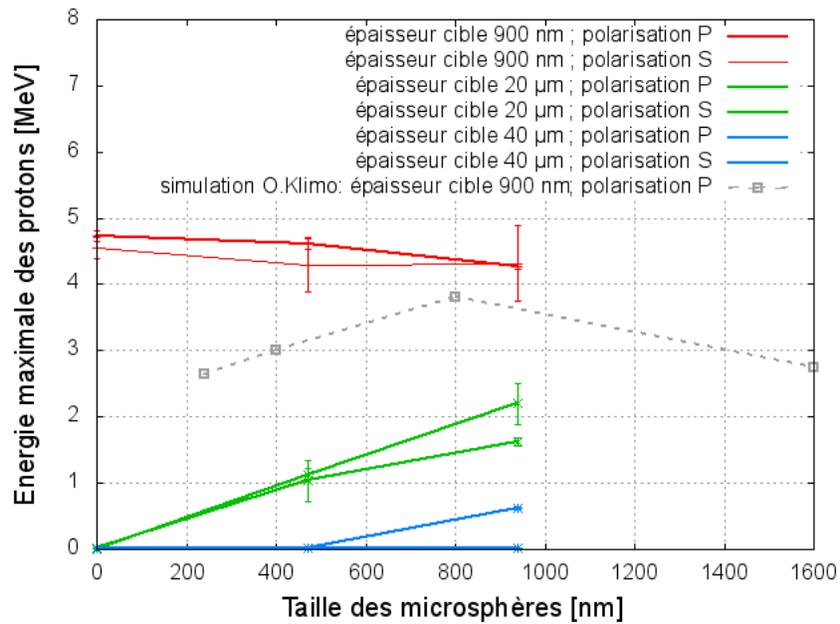


FIGURE 5.20 – Influence de la taille des microsphères pour l'accélération de protons en face arrière pour un angle d'incidence laser de 10° . Les cibles simples sans microsphère correspondent aux points à 0 nm

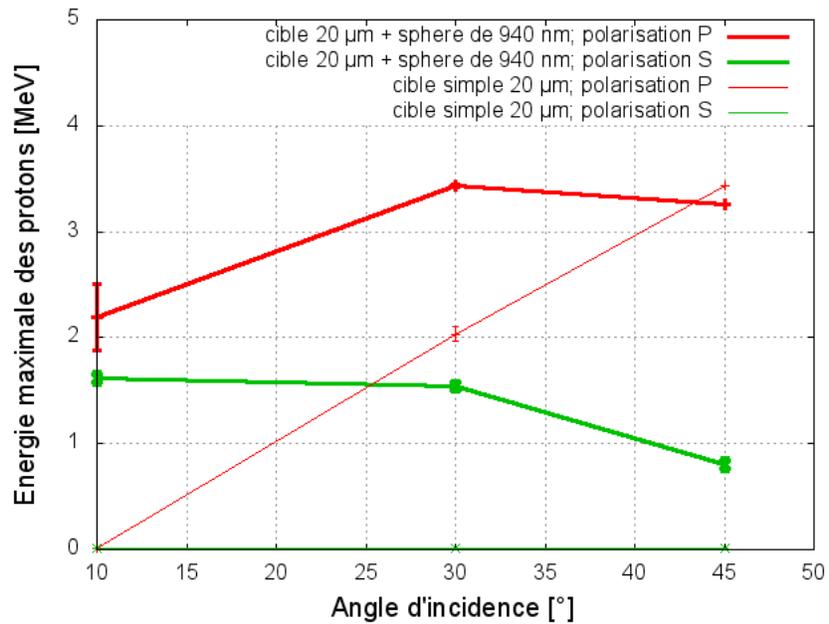


FIGURE 5.21 – Influence de l'angle d'incidence sur des cibles avec dépôt de microsphères pour l'accélération de protons en face arrière

ensuite jusqu'à atteindre l'unité pour une incidence à 45° . Néanmoins, l'influence de l'angle d'incidence sur les valeurs absolues de l'énergie des protons est très faible aux angles le plus importants, les mesures à 30° et 45° étant sensiblement identiques. En polarisation S, les structures déposées permettent de transférer suffisamment d'énergie laser pour accélérer des protons là où aucune détection n'est possible avec des cibles simples. La légère diminution des énergies mesurées en fonction de l'angle est imputable, dans ce cas, à l'augmentation de la taille de la tache focale et en conséquence à la diminution de l'intensité laser.

Chapitre 6

Etude des hauts débits de fluence sur le dépôt d'énergie

Les objectifs de l'expérience présentée ci-dessous sont les suivants :

1. Vérifier la compatibilité des caractéristiques des protons accélérés par laser (principalement énergie et flux) pour induire un signal de fluorescence.
2. Vérifier la possibilité d'utiliser la fluorescence d'un matériau notamment pour le développement d'un futur diagnostic "single-shot" de mesure de spectre de protons accélérés par laser.
3. Etudier l'influence des hauts débits de flux sur le dépôt d'énergie dans la matière.

Nous nous intéresserons dans une première partie au dispositif expérimental utilisé pour atteindre ces objectifs. Nous verrons ensuite comment, à l'aide d'un code Monte-Carlo, nous avons essayé de décomposer le signal de fluorescence résultant du dépôt de dose dans un cristal de $CdWO_4$ par les particules émises par le plasma. Nous concluerons finalement par la nécessité, afin de réaliser une mesure quantitative, d'utiliser un cristal scintillateur mince, compatible avec la profondeur de champ de l'instrument optique utilisé pour l'acquisition.

6.1 Méthode et dispositif expérimental

Un échantillon de 4 mm d'épaisseur d'un cristal scintillateur de $CdWO_4$ dont les caractéristiques sont résumées dans le tableau 6.1 , est placé sur le chemin des protons

$CdWO_4$	
longueur d'onde d'émission	475 nm
temps de décroissance	15 μ s
taux de conversion	12 à 14 <i>photons/keV_{déposé}</i>

TABLE 6.1 – Principales caractéristiques du $CdWO_4$

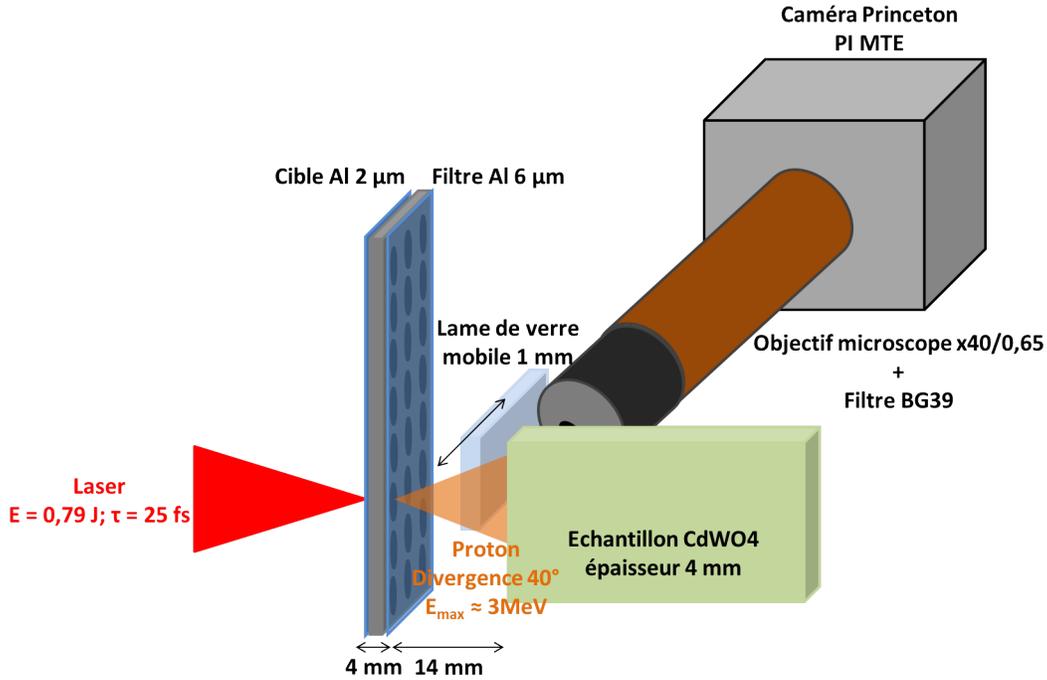


FIGURE 6.1 – Schéma du dispositif expérimental d'observation de dépôt de dose à haut débit de fluence

accélérés par lasers à 14 mm de la source de protons. La face extérieure de cet échantillon normale à celle irradiée par les protons est imagée à l'aide d'une caméra Princeton PI-MTE munie d'un objectif de microscope x40, d'ouverture numérique 0,65, et d'un filtre BG39 pour éliminer la contribution de la lumière laser (voir figure 6.1).

Le signal de luminescence mesuré est présenté sur la figure 6.2 où l'échantillon de $CdWO_4$ occupe la partie gauche de chaque image alors que le flux de protons vient de la droite. Sur la figure 6.2(a) le signal brut (sans filtre) montre une décroissance exponentielle du signal dans le scintillateur et une tendance quadratique dans l'espace occupé par le vide. Sur la figure 6.2(b), on observe un signal diffusé (lumière laser traversant la lame de verre de 1 mm ; $T_{800\text{ nm}, 1\text{ mm verre}} = 90\%$) provenant de la face d'entrée de l'échantillon de $CdWO_4$ mais aucun signal provenant du demi-espace occupé par ce dernier. Sur la figure 6.2(c), la contribution de la lumière laser est finalement supprimée grâce à l'utilisation d'un filtre d'aluminium. Le signal provenant du demi-espace occupé par l'échantillon de $CdWO_4$ est environ deux fois moins intense que celui mesuré sans filtre et pratiquement aucun signal ne provient du demi-espace vide. En considérant les résultats des figures 6.2(b) et 6.2(c) à la lumière des coefficients de transmission d'une lame de 1 mm de verre et d'un filtre de 6 μm d'aluminium (voir figure 6.3) nous pouvons exclure la contribution au signal de luminescence du rayonnement X de plus de 20 keV. Notons de plus que le tungstate de cadmium présente une faible efficacité

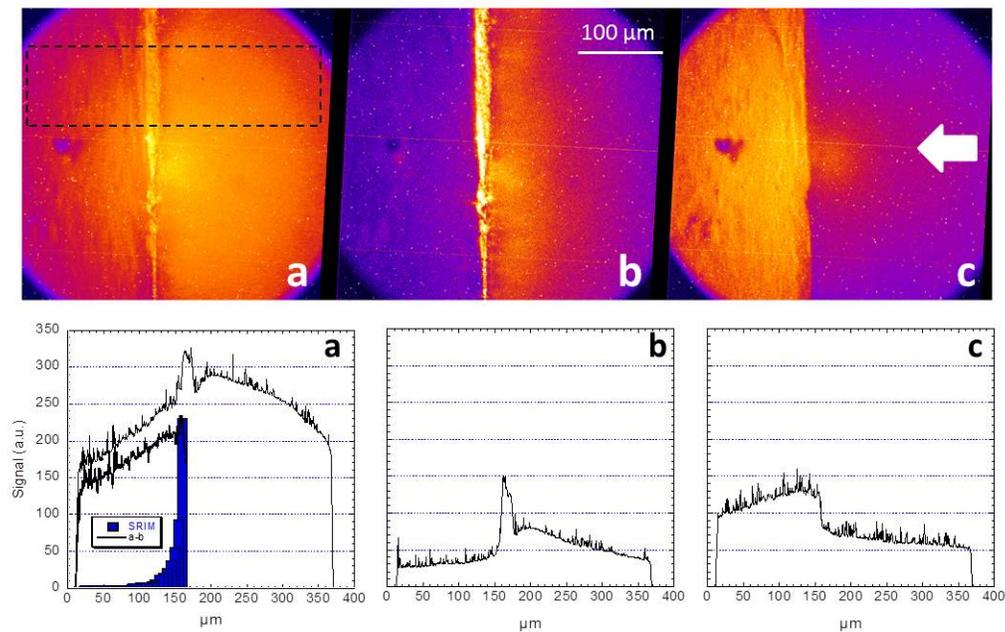


FIGURE 6.2 – Images et profils (moyennés selon la direction verticale de la surface en pointillé noir) de l'échantillon de $CdWO_4$ (partie gauche), réalisé sans filtre (a) ; avec un filtre de 1 mm de verre (b) : irradiation par le rayonnement plasma, le rayonnement laser et les électrons de plus de 550 keV ; avec un filtre de 6 μm d'Aluminium (c) : irradiation par les protons de plus de 520 keV, le rayonnement plasma et les électrons de plus de 25 keV. La flèche blanche indique le sens et la direction du flux de particules. La courbe bleue du profil (a) représente le dépôt de dose dans du $CdWO_4$, simulé à l'aide du code Monte-Carlo SRIM, pour une distribution de protons identique à celle utilisée expérimentalement.

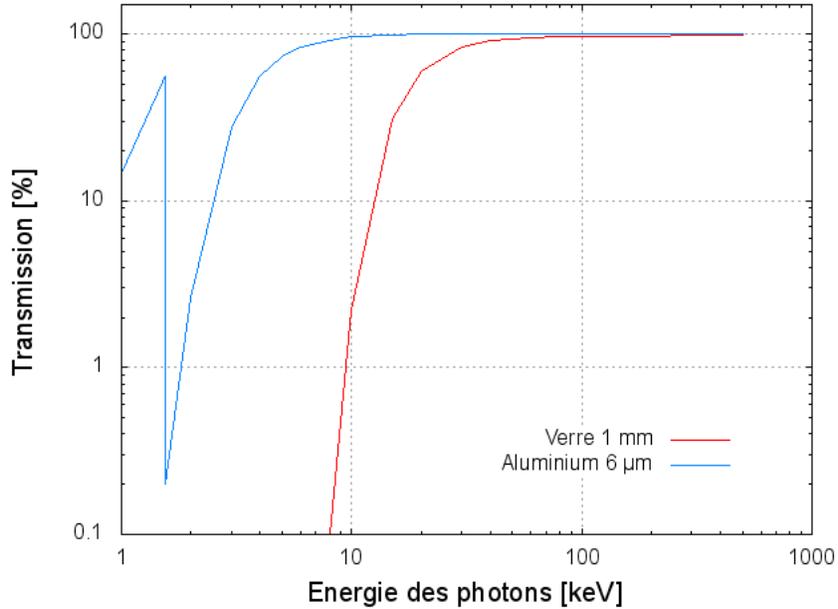


FIGURE 6.3 – Transmission des photons en fonction de leur énergie à travers une lame de verre de 1 mm et une feuille d'aluminium de 6 µm

quantique dans cette gamme d'énergie [72]. Pour des raisons similaires, les figures 6.2(a) et 6.2(c) nous permettent d'exclure une contribution éventuelle des électrons au signal mesuré puisque la présence d'un filtre de 6 µm d'aluminium n'a pratiquement aucune influence sur un flux d'électrons de 150 keV d'énergie moyenne [13]. De ces différents cas de configurations nous pouvons donc déduire que le signal observé sur la partie gauche de la figure 6.2(a) est dû aux flux de protons déposant leur énergie dans le $CdWO_4$ alors que le signal mesuré au niveau du demi-espace de droite semble provenir de la lumière laser diffusée à l'interface avec l'échantillon. Le signal de luminescence est cependant observé jusqu'à une profondeur bien plus grande ($\sim 100\text{ mm}$) que le parcours des protons de 5 MeV dans le $CdWO_4$ ($\sim 100\text{ }\mu\text{m}$). Nous avons simulé à l'aide du code SRIM [25] le dépôt d'énergie des protons dans le $CdWO_4$ en prenant en considération la divergence et la distribution spectrale réelle de notre faisceau. L'insert sur le profil de la figure 6.2(a) nous permet de comparer le signal de fluorescence, après soustraction du signal provenant de la lumière laser, avec les résultats fournis par le code SRIM [25]. Différentes hypothèses concernant l'origine des différences observées peuvent être avancées (diffusion des photons de fluorescence, signal parasite des plans hors foyer...). Nous discuterons de l'origine de ces différences dans la section 6.3.

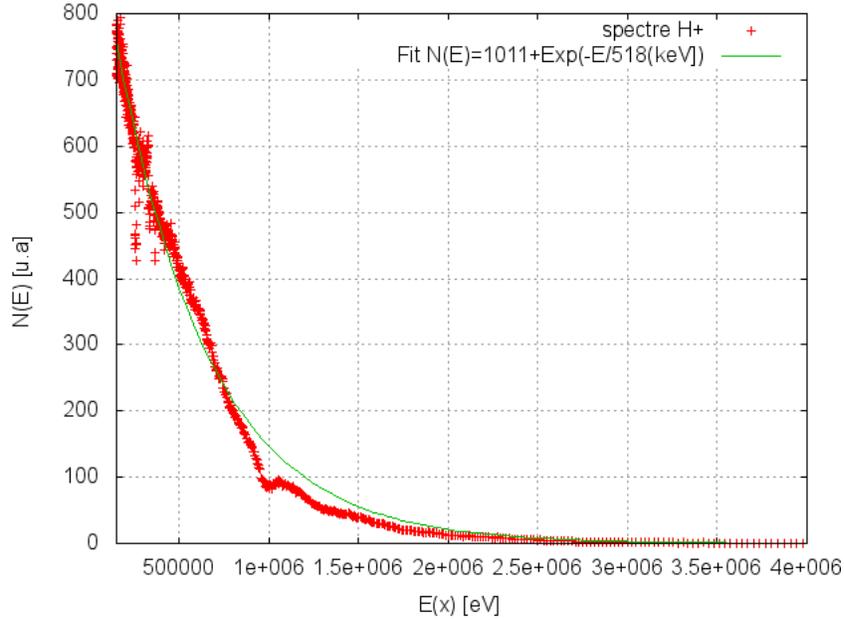


FIGURE 6.4 – Spectre proton Backward moyen

6.2 Simulation de l'expérience

Nous avons utilisé le code Monte-carlo GEANT4 pour essayer de reproduire le profil du signal de luminescence produit par le $CdWO_4$. Pour ce faire, les trois possibles contributions identifiées dans le paragraphe précédent ont été simulées.

En ce qui concerne les protons nous avons pu utiliser un spectre expérimental issu des mesures des paraboles Thomson (voir figure (6.4)). Le diagnostic étant évidemment inaccessible lors des tirs sur le $CdWO_4$ qui ont généré les images à l'étude, nous avons utilisé les distributions spectrales enregistrées lors de la procédure d'optimisation du signal des protons, préalable à l'expérience elle-même, en prenant soin de vérifier (et de constater une fois de plus) l'excellente reproductibilité tir-à-tir des paquets de protons ainsi produits. Le résultat des simulations est présenté sur la figure 6.5. Comme on pouvait s'y attendre, vue l'énergie maximale de la distribution, si le signal de luminescence était uniquement dû aux protons, on ne devrait voir qu'un signal de luminescence sur une bande d'une dizaine de micromètres ce qui n'est visiblement pas notre cas.

La distribution spectrale de la population électronique utilisée dans notre modèle GEANT4 est une maxwellienne de température 150 keV. Cette valeur est une approximation extraite des simulations réalisées par Anna Levy [13] et Erik Lefebvre avec le code PIC CALDER dans des conditions similaires. D'autre part une approximation de la température électronique nous indique que l'ordre de grandeur est correct

$$T_{e-} \simeq \frac{E_{abs}}{n_{Al} \cdot S_{tache\ focal} \cdot epaisseur_{cible}}$$

avec

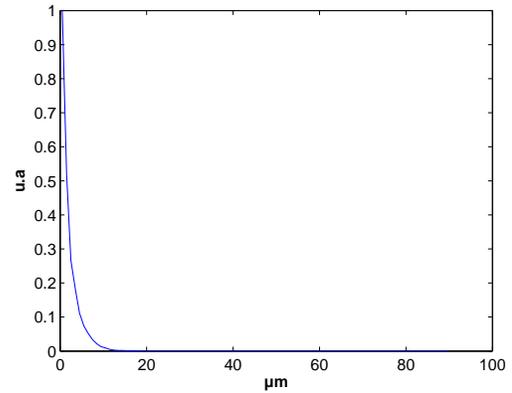
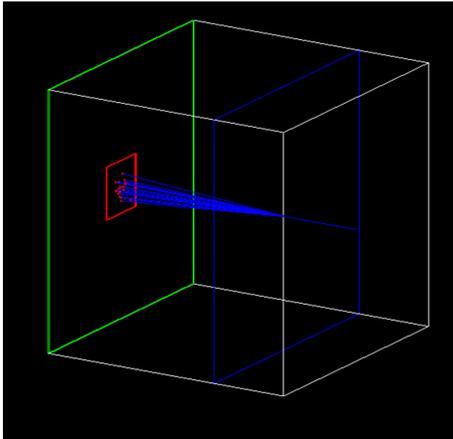


FIGURE 6.5 – Contribution au dépôt d'énergie des protons

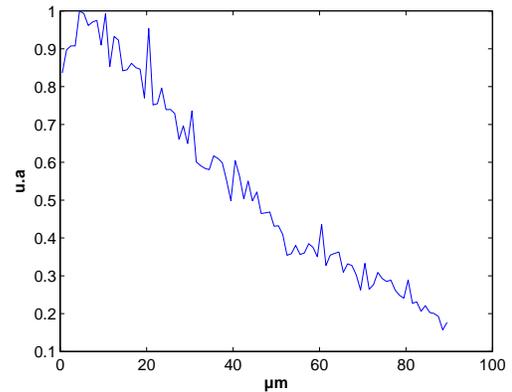
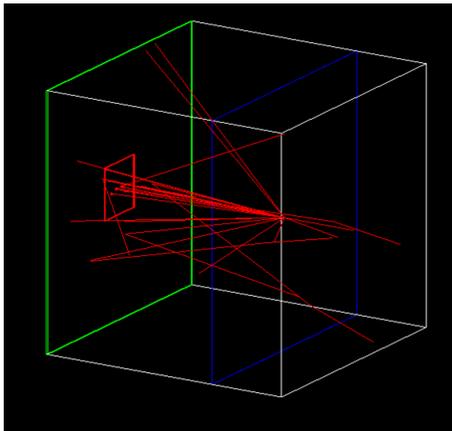


FIGURE 6.6 – Contribution au dépôt d'énergie des électrons

E_{abs} : énergie laser absorbée soit environ 30 % des 0,66 J disponibles sur cible

n_{Al} : densité électronique de l'aluminium soit $7,82 \cdot 10^{23} \text{ cm}^{-3}$

$S_{tache\ focale}$: aire de la tache focale pour un diamètre de $3 \mu\text{m}$

épaisseur_{cible} : épaisseur de la cible d'aluminium soit $2 \mu\text{m}$

On obtient ainsi une estimation de la température électronique :

$$T_{e^-} \simeq 110 \text{ keV}$$

Notons que nous entreprenons ici une description qualitative du dépôt de dose. Seule la forme de la distribution spectrale nous intéresse et non le nombre absolu d'électrons. Le dépôt de dose est normalisé par rapport à son maximum. Le résultat des simulations est présenté sur la figure 6.6.

Finalement, la composante de rayonnement X a été associée au rayonnement de freinage dont le spectre suit une distribution maxwellienne fonction de la température électronique du plasma. Nous avons donc utilisé un spectre X maxwellien dont la température électronique est de 150 keV conformément à notre distribution électronique.

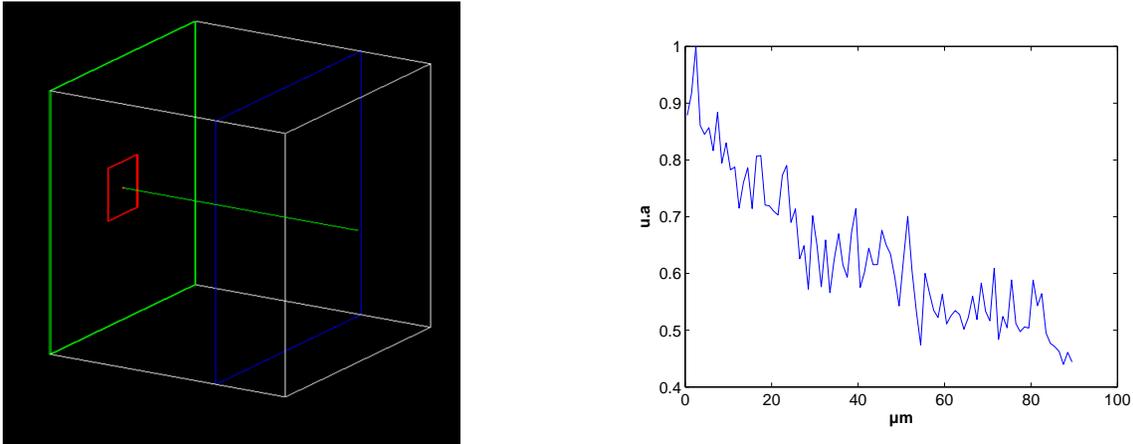


FIGURE 6.7 – Contribution au dépôt d'énergie du rayonnement X provenant du plasma

Le résultat des simulations est présenté sur la figure 6.7 .

Confrontation expériences/simulations

Nous avons donc essayé de trouver une combinaison linéaire de ces trois contributions nous permettant de remonter à l'allure du dépôt d'énergie observé expérimentalement. L'inversion du système d'équations obtenu fait ressortir des poids négatifs pour la contribution de certains dépôts d'énergie. Aucune combinaison réaliste de ces trois dépôts d'énergie ne nous permet donc de retrouver le dépôt d'énergie observé expérimentalement. Comme déjà rappelé plus haut, plusieurs facteurs (dont nous nous sommes aperçus a posteriori) rendaient de toute façon difficile la réalisation d'une telle tâche en considérant la nature semi-cristalline du scintillateur lui-même. Néanmoins nous avons mis en évidence des contraintes expérimentales concernant la reprise d'images, dont il faudra tenir compte lors des prochaines expériences de ce type.

6.3 Imagerie d'un échantillon épais

L'inconvénient de notre système d'imagerie et surtout de notre échantillon est son épaisseur. En effet l'objectif de microscope utilisé est un x40 possédant une ouverture numérique de 0,65. On en déduit que la profondeur de champ de notre système d'imagerie est de :

$$Profondeur\ de\ champ = \frac{\lambda}{4.n\sqrt{1 - \frac{NA^2}{n^2}}} = 0,81\ \mu m$$

Les différents plans de l'échantillon irradié vont donc contribuer au signal collecté par l'objectif en superposant à l'image de la face de l'échantillon observée tous les plans irradiés en deçà. Les images des plans objets hors foyer se forment donc avant le capteur CCD de notre caméra comme le montre l'illustration de la figure 6.8 . A l'image du

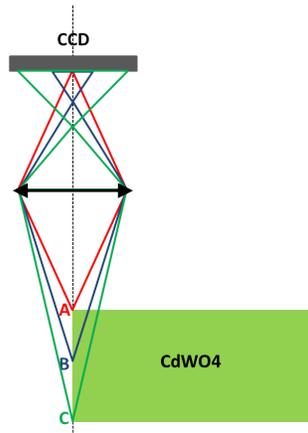


FIGURE 6.8 – Intensité et extension de l'image d'un plan de $CdWO_4$ hors foyer en fonction de sa profondeur

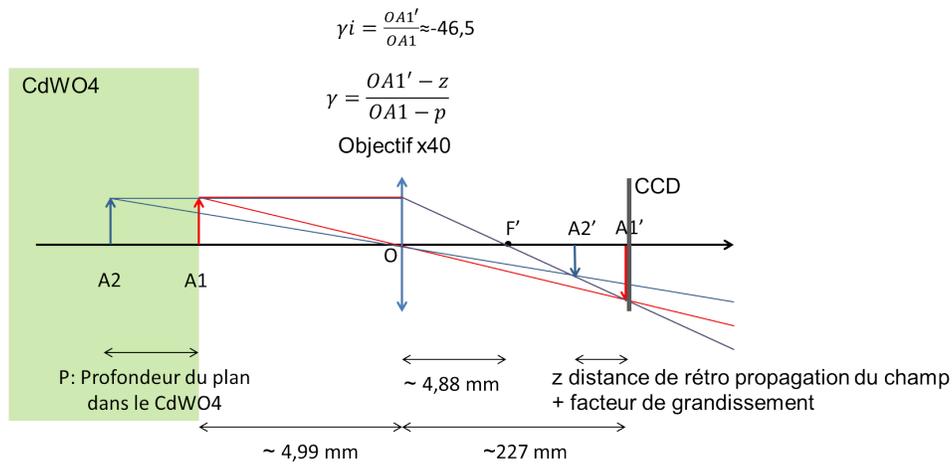


FIGURE 6.9 – Schéma du dispositif et des notations utilisées

plan objet d'intérêt se superpose donc, sur le capteur CCD, une série d'images floues responsable de la surintensité centrale que l'on remarque sur les images (voir figure 6.2).

Pour vérifier si un tel phénomène peut expliquer nos observations, nous avons essayé de superposer les images obtenues sur le capteur CCD, d'objets situés dans différents plans autour du plan objet comme représenté sur la figure 6.9. Nous avons choisi comme objet de notre système une fonction porte à une dimension de $0,43 \mu\text{m}$ de largeur (car l'échelle de notre image est de $0,43 \mu\text{m}/\text{pixel}$ nous permettant d'obtenir un grandissement de 46,5 en prenant en compte les pixels de $20 \mu\text{m}$ de la caméra). Au foyer d'une lentille cette fonction porte du champ électrique se calcule par sa transformée de

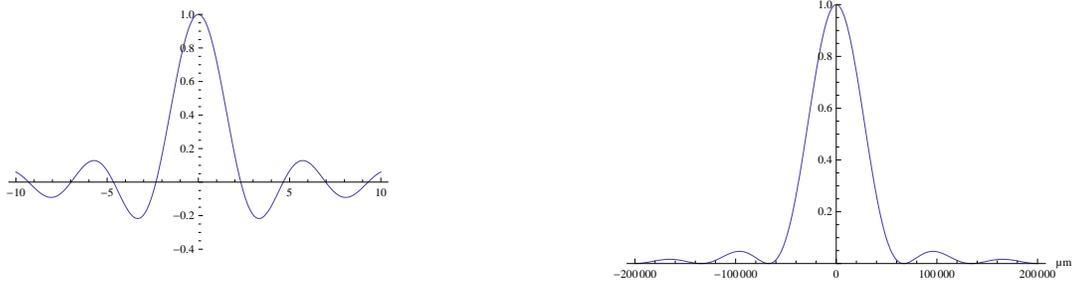


FIGURE 6.10 – Champ électrique (à gauche) et Intensité de l'image d'une fonction porte de $0,43\mu\text{m}$ (à droite) au foyer de l'objectif x40

Fourier nous donnant ainsi un sinus cardinal

$$\int_{-\infty}^{+\infty} \begin{cases} 1/0,43 & -0,215 < x < 0,215 \\ 0 & \text{sinon} \end{cases} \cdot e^{-2i\pi k_x \cdot x} dx = \text{sinc}(0,43 \cdot \pi \cdot k_x)$$

En tenant compte de la focale de l'objectif, la conversion entre l'espace de Fourier en k_x et le plan image x de l'objectif nous donne $k_x = \frac{2\pi}{\lambda} \cdot \frac{x}{OA_2}$. L'image du champ électrique représenté par une fonction porte de $0,43 \mu\text{m}$ de largeur, située à la surface de l'échantillon de $CdWO_4$ sera donc celle représentée sur la figure 6.10. Pour l'image de la surface de l'échantillon $\overline{OA_2} = \overline{OA_1} \approx 227 \text{ mm}$. Si maintenant on regarde l'image de ce même objet mais placé à la profondeur p dans l'échantillon, l'image de cet objet sera plus petite et se formera en avant du capteur CCD. Afin de connaître le champ électrique au niveau du capteur CCD il convient donc de le propager jusque là. Pour ce faire nous nous placerons dans le cadre de l'approximation paraxiale $k_x \ll k$. Si on considère l'axe z comme axe de propagation du champ électrique on peut alors écrire

$$k_z = \sqrt{k^2 - k_x^2} \approx k \left(1 - \frac{k_x^2}{2 \cdot k^2} \right)$$

Le premier terme est uniquement un terme de translation du champ électrique : déphasage linéaire $k \cdot z = \frac{2\pi}{\lambda} \cdot z$. Le second terme représente la modification du champ électrique dans la direction transversale lorsque l'onde se propage hors du plan image. Cette modification est représentée par un déphasage dépendant de k_x et ayant pour valeur au second ordre $k_z \cdot z \approx -\frac{k_x^2}{2 \cdot k} \cdot z$. Le champ électrique à la position z dans l'axe de propagation de l'onde est donc obtenu en ajoutant au champ dans le plan image un terme de phase, soit en multipliant le champ électrique par $e^{-2i\pi \left(-\frac{k_x^2}{2 \cdot k} \cdot z \right)}$. On propage ainsi le champ électrique comme illustré sur la figure 6.11.

$$E_{sur\ CCD} = E_{plan\ image}(x) \times e^{-2i\pi k_z z}$$

$$E_{sur\ CCD} = TF^{-1} \left[TF(\text{sinc}(0,43 \cdot \pi \cdot x)) \times e^{-2i\pi \left(-\frac{k_x^2}{2 \cdot k} \cdot z \right)} \right]$$

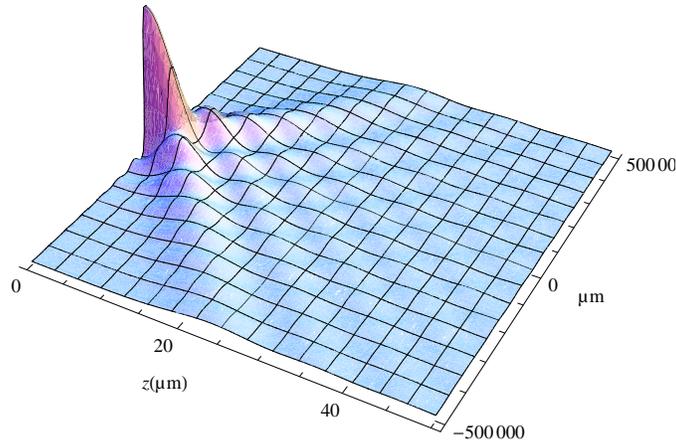


FIGURE 6.11 – Propagation de l'intensité du champ électrique en dehors du plan image de la lentille ($z=0$)

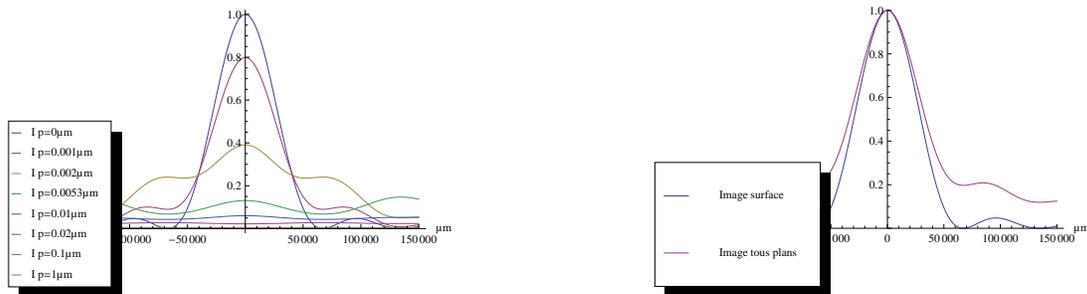


FIGURE 6.12 – Image sur la CCD de la surface du $CdWO_4$ et de plans à différentes profondeurs dans le $CdWO_4$

On obtient ainsi le champ, issu du plan à la profondeur p du $CdWO_4$, propagé jusqu'au CCD et donc l'intensité de ce champ comme on peut le voir sur la figure 6.12. En sommant ces différentes contributions à l'intensité perçue par le capteur CCD, on obtient une distribution d'intensité élargie par rapport à l'image de la surface du $CdWO_4$ seule. La formule du champ électrique calculée à l'aide du logiciel Mathematica est difficilement intégrable mais on peut voir sur la figure 6.12 que la superposition des images propagées jusqu'au capteur CCD des différents plans du $CdWO_4$, nous donne bien une surintensité du signal. Cette surintensité est particulièrement marquée lorsque l'on s'éloigne de l'image de l'objet à la surface du $CdWO_4$, dans le plan image. Ceci explique l'existence de signal perçue sur l'image expérimentale là où on ne devrait en voir aucun (partie sans $CdWO_4$). Dès lors, il paraît délicat de pouvoir remonter à l'information contenue dans l'image de la surface du $CdWO_4$. Il faudrait remonter à $E_0(x, y)$ connaissant $I_{tot}(x, y)$ à partir de la formule ci-dessous mais il n'y a pas unicité de la

solution à cette équation.

$$\int_{z=0 \mu m}^{z=216000 \mu m} \left[\int \left(e^{-i\pi \frac{k_x^2}{k} z} e^{-i\pi \frac{k_y^2}{k} z} TF_{2D}(E_{z \text{ plan image}}) \right) e^{2i\pi k_x x} e^{2i\pi k_y y} dk_x dk_y \right]^2 dz = I_{tot}(x, y)$$

$$\text{avec } TF_{2D}(E_{z \text{ plan image}}) = \int E_{z \text{ plan image}}(x, y) e^{-2i\pi k_x x} e^{-2i\pi k_y y} dx dy$$

Malgré la difficulté d'exploitation des résultats, cette pré-expérience nous a permis de fournir une première preuve de principe de la faisabilité d'une telle mesure. Afin de reconduire cette expérience dans de meilleure condition, il faudrait être capable de faire croître un cristal de $CdWO_4$ d'une épaisseur de l'ordre du micromètre, ordre de grandeur de la profondeur de champ de notre objectif.

Conclusion

Les travaux présentés dans ce manuscrit font état de différentes études expérimentales du mécanisme d'accélération d'ions par interaction laser/cible solide. Ces expériences font suite à de nombreux travaux de contrôle de l'impulsion laser sur la chaîne laser UHI-100 (contraste, front d'onde) sans lesquels bon nombre d'incertitudes planeraient encore concernant les conditions d'interaction.

C'est grâce notamment au bon contraste obtenu à l'aide du double miroir plasma que nous avons pu étudier le TNSA dans le régime de transparence. L'existence d'un deuxième optimum pour l'accélération de protons (en plus de l'optimum dans le régime opaque) a ainsi été mis en évidence pour des cibles très minces (< 100 nm).

Nous avons également pu étendre les études paramétriques concernant l'énergie de l'impulsion laser et sa durée aux intensités accessibles sur l'installation UHI-100. Nous avons pu constater que l'énergie des protons dépend toujours de manière linéaire de l'énergie de l'impulsion laser dans cette nouvelle plage de valeurs accessibles sur l'installation UHI-100 ($I \sim 5 - 10 \cdot 10^{19} \text{ W.cm}^{-2}$; $E = 0,79 \text{ J}$). L'influence de la durée de l'impulsion laser est, quant à elle, moindre malgré l'observation d'un léger optimum pour des durées de $\sim 60 - 80 \text{ fs}$ en accord avec les prédictions numériques [18, 15].

Les études liées à l'influence d'un gradient de densité généré par une pré-impulsion ont révélé l'inutilité de cette technique sur l'accélération de protons dans le cas de longueur de gradient inférieur au micromètre.

Différentes configurations de cibles visant à augmenter l'énergie des protons accélérés ont également été testées. Les cibles présentant une couche superficielle de matière poreuse sur la face irradiée ne nous ont pas permis d'obtenir de résultats à la hauteur des prédictions numériques (facteur d'augmentation $\sim 3,8$). La cause la plus probable de cette différence est la moindre intensité atteinte expérimentalement en comparaison de celle utilisée dans les simulations numériques. En effet, de nombreuses simulations et observations expérimentales nous ont poussés à penser que des couplages spatio-temporelles au foyer de focalisation réduisent l'intensité sur cible en augmentant la durée de l'impulsion et la taille de la tache focale.

Les cibles présentant une couche de microsphères sur la face irradiée nous ont permis de mettre en évidence l'existence d'une taille d'aspérités optimale de l'ordre de la longueur d'onde laser pour l'accélération de proton.

Les cibles présentant un réseau de diffraction sur leur face irradiée nous ont permis, quant à elle, d'observer l'existence d'un angle optimum pour l'accélération de protons

(facteur d'augmentation $\sim 2,3$ dans notre configuration). Cette expérience a pu être réalisée pour la première fois à de telles intensités ($10^{19} - 10^{20} \text{ W.cm}^{-2}$) grâce au travail sur le contraste laser ($\sim 10^{12}$) réalisé sur l'installation UHI-100. Cet angle optimal correspond au couplage de l'onde laser avec une onde plasma de surface générée lors de l'interaction avec la cible réseau.

Une dernier volet de notre étude orienté sur l'utilisation d'un échantillon luminescent de CdWO_4 pour la détection d'ions accélérés par impulsion laser nous a permis de confirmer la faisabilité technique d'un détecteur utilisant ce phénomène. De nombreuses améliorations sont cependant à apporter offrant d'intéressantes perspectives pour les futures expériences sur UHI-100.

Annexe

Étalonnage des galettes de microcanaux

Remonter à une information quantitative concernant la distribution des ions accélérés n'est pas une chose évidente. Elle nécessite l'étalonnage de l'ensemble MCP/écran phosphore/caméra d'acquisition des images. Un calcul théorique de l'efficacité de détection des MCPs avait été réalisé par Fraser [23] mais uniquement dans le domaine des faibles énergies (quelques keV). En effet à faible énergie les protons impactant les MCPs sont arrêtés dans le premier canal qu'ils rencontrent, créant une cascade électronique après avoir cédé leur énergie majoritairement par collisions nucléaires. Lorsque l'énergie des protons augmente, ceux-ci peuvent alors céder leur énergie dans différents canaux de la MCP avant d'être arrêté ou, pour les plus énergétiques, avant de traverser de l'autre côté de la MCP. C'est dans cette gamme d'énergie qu'un calcul théorique de l'efficacité de détection devient plus délicat et requiert un étalonnage expérimental. En 2007 Tiberio Ceccotti et Anna Levy avaient effectué un étalonnage sur l'accélérateur linéaire Tandem d'Orsay. On peut voir leurs résultats sur la figure 6.13 . La gamme d'énergie couverte par cet accélérateur ne permettait cependant pas d'étalonner nos MCPs en deçà de 5 MeV. Or la gamme d'énergie entre 100 keV et 5 MeV est typiquement la gamme d'énergie composant le spectre des protons que nous accélérons sur UHI-100. Nous avons donc poursuivi cette étude par un programme d'étalonnage des MCPs sur l'accélérateur Van de Graff du Laboratoire Pierre Süe. Cet accélérateur nous a permis de disposer d'un faisceau de protons monoénergétiques dans la gamme de 1,4 MeV à 3 MeV. On peut voir sur la figure 6.14 le résultat principal de cette campagne d'étalonnage. Conformément aux résultats obtenus par A. Levy et T. Ceccotti, on remarque que qualitativement la sensibilité des MCPs continue d'augmenter à mesure que l'énergie des protons diminue. Nous n'avons donc pas encore atteint à 1,4 MeV, l'énergie maximale qu'un proton peut avoir pour déposer toute son énergie dans le premier canal de MCP rencontré.

Il convient de s'interroger sur la validité de ces mesures réalisées sur un accélérateur dont le débit de flux est très inférieur à celui obtenu lors d'un tir laser UHI-100. Une rapide estimation donne les ordres de grandeurs suivant :

Pour le cas de cette campagne d'étalonnage, L'accélérateur type Van de Graff du Laboratoire Pierre Süe au CEA Saclay accélère des protons monoénergétiques à des énergies allant de 1 à 3 MeV. Estimons le débit de flux de protons vu par un canal de

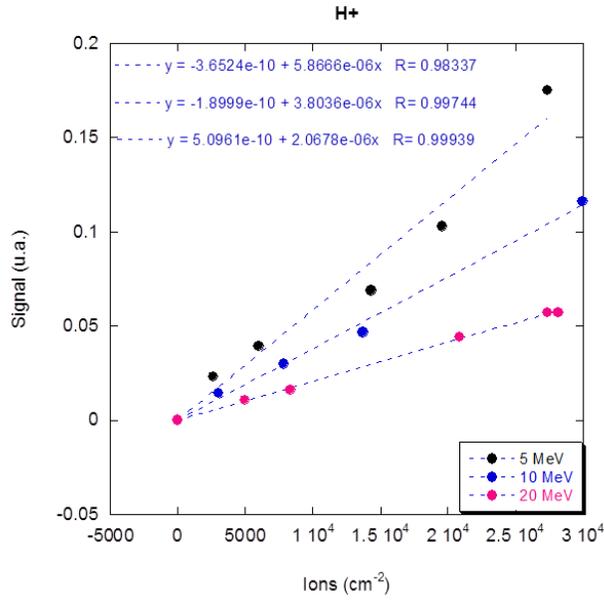


FIGURE 6.13 – Etalonnage des MCPs réalisé par T. Ceccotti et A. Levy sur l'accélérateur linéaire tandem d'Orsay

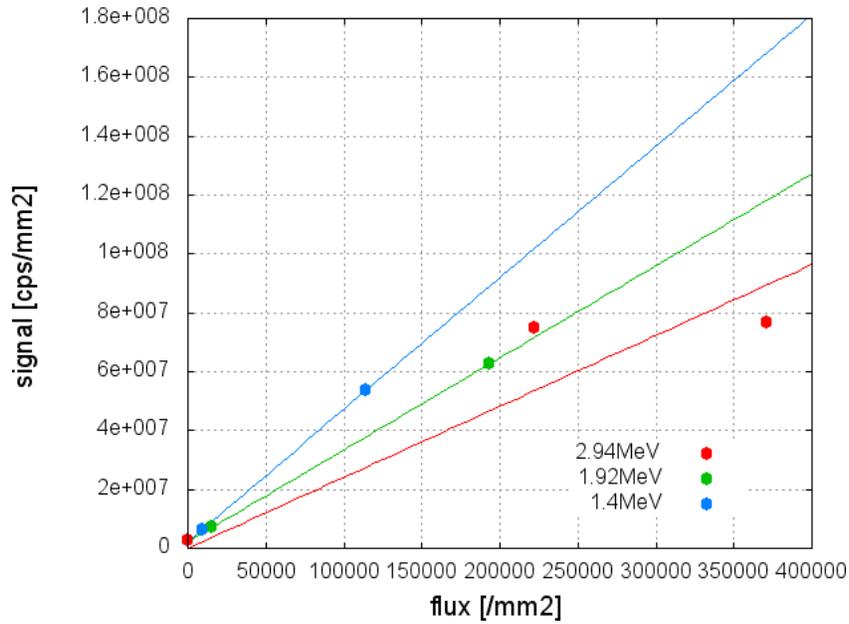


FIGURE 6.14 – Courbes d'étalonnage des MCP à différentes énergies

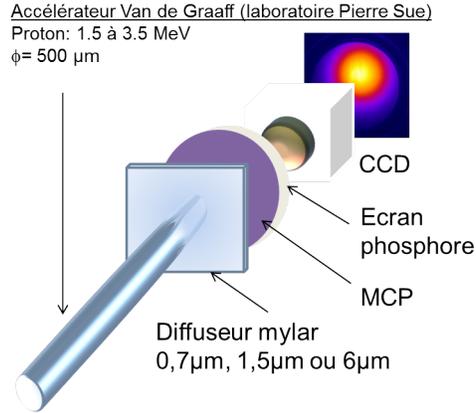


FIGURE 6.15 – Schéma de l'installation pour la campagne d'étalonnage des MCP

notre MCP de diamètre $\phi = 12 \mu m$. Le courant mesuré en sortie d'accélérateur était de l'ordre de 1 nA. Le faisceau de protons de diamètre 500 μm est envoyé sur un diffuseur de 0,7, 1,5 ou 6 μm de mylar comme le montre la figure 6.15, ce qui éclate le faisceau spatialement. Il impacte alors la MCP avec un diamètre d'environ $\phi_{faisceau} = 2 cm$. On en déduit que le débit de flux de proton vu par un canal de MCP est de

$$\dot{\phi} = \frac{I \cdot \phi_{canal}^2}{q \cdot \phi_{faisceau}^2} \simeq 2250 \text{ protons} \cdot s^{-1}$$

Comparons maintenant cette valeur de débit de flux à celle que nous observons sur nos parabole de Thomson lors d'un tir laser UHI-100. On peut calculer, via les fomules de déflexion des ions dans un champ électromagnétique vu au chapitre 3.2, qu'une déviation de protons de 12 μm (correspondant au diamètre d'un microcanal) correspond à une variation d'énergie de 2,09074 MeV à 2,09325 MeV ($\Delta E_{\sim 2MeV} \sim 3keV$ au sein d'un même canal) et à une variation d'énergie de 522,686 keV à 522,969 keV ($\Delta E_{\sim 500keV} \sim 0,3keV$ au sein d'un même canal). En partant de l'hypothèse que nous accélérons des paquets de 10^8 protons d'une durée temporelle de 1 ps à chaque tir laser et en utilisant l'ajustement sur la distribution classique de protons de la figure 6.4, on peut en déduire le débit de flux de protons dans un microcanal pour ces deux plages d'énergie. Nous admettrons également dans ce calcul que les protons sont émis uniformément avec un angle de demi-ouverture de 20° alors que seuls ceux passant par la pinhole de 200 μm située à 60 cm du centre d'interaction participe au signal.

$$\frac{1}{\Delta t_{paquet}} \frac{10^8}{\int_0^\infty 1011 \cdot e^{-E/518000} dE} \cdot \frac{\frac{\pi \phi_{pinhole}^2/4}{0.6^2}}{4 \cdot \pi \cdot \frac{20}{180}} \int_{E_{min}}^{E_{max}} 1011 \cdot e^{-E/518000} dE = \dot{\phi}_{canal} [\text{protons} \cdot s^{-1}]$$

Ce qui nous donne

$$\begin{aligned} \dot{\phi}_{canal 2MeV} &= 5,34 \cdot 10^8 \text{ protons} \cdot s^{-1} \\ \dot{\phi}_{canal 522keV} &= 1,24 \cdot 10^9 \text{ protons} \cdot s^{-1} \end{aligned}$$

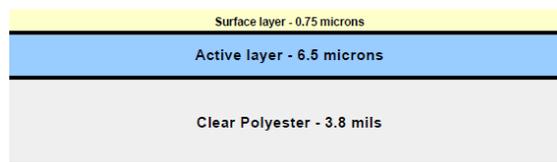


FIGURE 6.16 – Schéma d'un film radiochromique HD-810

Energie [MeV]	dE/dx_{elec}	dE/dx_{nucl}	$R_{projeté} M [\mu m]$
0,5	3,535e-1	3,154e-4	7,01
1	2,306e-1	1,733e-4	19,92
2	1,502	9,442e-5	58,97
3	1,111e-1	6,597e-5	114,93
5	7,486e-2	4,187e-5	274,99
10	4,311e-2	2,248e-5	930,64
15	3,105e-2	1,559e-5	1920

TABLE 6.2 – Données SRIM des pouvoirs d'arrêt en $[MeV.mg^{-1}cm^2]$ dans le Mylar $\rho = 1,397 g.cm^{-3}$

Ces flux paraissent gigantesques mais rappelons nous que l'ordre de grandeur sur lequel s'étale le paquet de proton est la picoseconde. Un canal de la MCP situé dans la zone de dispersion au delà de 522 keV n'est donc "statistiquement" impacté lors d'un tir laser que par 10^{-3} proton. Dans ce cas de figure (nombre de proton impactant la MCP inférieur à 1), le temps mort de la MCP de $10^{-7} s$ ne joue aucun rôle dans la mesure. Les conditions de réalisation de l'étalonnage sur l'accélérateur du laboratoire Pierre Süe où tous les protons participent au signal peuvent être considérée comme similaires aux conditions de mesures lors des tirs laser sur UHI-100.

Utilisation de piles de films radiochromiques

Les protons accélérés avec UHI-100 se présentent généralement sous la forme d'une distribution maxwellienne avec une énergie de coupure vers 5 MeV, dans le cas classique d'une cible de 2 μm d'aluminium. Ces protons sont accompagnés d'ions carbone dont l'énergie atteint les quelques 45 MeV et d'électrons. Il est donc nécessaire d'utiliser des piles de films radiochromiques HD-810 [24] (les films MD-55 ne conviennent que pour des photons de haute énergie car ils ont deux couches sensibles prises "en sandwich" entre trois couches de substrat de 3 mm).

Les pouvoirs d'arrêt des protons de 0,5 MeV à 15 MeV sont obtenus selon les données SRIM [25] et résumés dans le tableau 6.2. On constate que les protons même de 15 MeV ne peuvent traverser plus de 19 films radiochromiques empilés (épaisseur de 101,875 μm par RCF) et des protons de 5 MeV en traversent deux et s'arrêtent dans le troisième.

Les faisceaux étant composés de différentes espèces ioniques il convient de s'inter-

roger sur le pouvoir de pénétration des ions carbonés accélérés avec les protons. Si on observe les résultats expérimentaux obtenus jusqu'à présent, on s'aperçoit que l'énergie maximale des ions carbonés accélérés est seulement deux à trois fois plus élevée (et non m_C/m_p fois plus élevée). Ceci est dû à l'écrantage du champ électrique accélérateur par la couche de proton. Or des ions carbonés de 45 MeV sont arrêtés par 47,9 μm d'Aluminium. Si donc on place un atténuateur de 47,9 μm d'aluminium on ne pourra observer que le signal des protons d'énergie supérieure à 2,25 MeV. Une estimation de l'énergie maximale des ions carbone filtrés sera nécessaire. Cette estimation s'effectuera à l'aide des paraboles Thomson et permettra de connaître l'épaisseur minimale d'aluminium à interposer pour s'affranchir de ce signal indésirable.

Malgré une similitude de l'information extraite de ce diagnostic avec celle extraite des paraboles de Thomson, ce diagnostic comporte de nombreux avantages :

- Il permet de s'affranchir d'un défaut d'alignement des différents éléments constitutifs d'une parabole de Thomson (pinhole)
- Il ne nécessite aucune alimentation
- Il permet de remonter à l'information de dose déposée et permet d'obtenir un spectre absolu moyennant l'utilisation d'une courbe d'étalonnage
- Il donne accès à une information spatiale concernant le faisceau d'ions accélérés (divergence...)

Son utilisation implique cependant des inconvénients majeurs

- Il nécessite de remettre l'enceinte expérimentale à la pression atmosphérique après chaque tir afin de récupérer le film RCF
- La connaissance de l'information finale (énergie maximale des protons ou dose déposée) est retardée par le nécessaire traitement de l'information brute (lecture au scanner de l'opacification)
- Il ne permet pas de distinguer la contribution des différentes espèces, aux dépôts de dose (ions, électrons, X...)
- Il nécessite un grand soin dans la mise en oeuvre et la conservation des films

La somme de ces avantages et inconvénients en font un diagnostic de choix lors d'une première phase dite de "debuggage" ou pour l'obtention d'un spectre absolu ou une information spatiale sur le faisceau d'ion.

Pour reconstruire les spectres de protons à partir des différents RCF nous avons repris la méthode développée par Breschi et al. [26]. Pour cela on exprime la densité surfacique d'énergie déposée dans le k ème film de la façon suivante.

$$S_k \sim \int_0^{\infty} R(E, z_k) f(E) dE$$

Avec S_k la densité surfacique d'énergie déposée sur le k ème film radiochromique, $R(E, z_k)$ le pouvoir d'arrêt en $z = z_k$ pris au milieu de chaque couche active de radiochromique et $f(E)$ la fonction de distribution des protons.

Le pouvoir d'arrêt est interpolé à partir des données du logiciel SRIM [25]. Ces données permettent d'obtenir une meilleure précision sur le pouvoir d'arrêt calculé

selon la formule de Bethe et Bloch sans correction à basse énergie où les réactions avec les noyaux ne sont plus négligeables.

La fonction de distribution $f(E)$ est ensuite modélisée via la superposition de fonction triangle chacune pondérée par un coefficient N_{pi} . Ce sont ces coefficient que l'on devra ensuite déterminer en résolvant un système d'équation discret, nous permettant ainsi de remonter au spectre du faisceau.

$$f(E) = \sum_{i=0}^N N_{pi} g_i(E)$$

avec

$$g_i(E) = \begin{cases} \frac{E-E_{i-1}}{E_i-E_{i-1}} & \text{si } E_{i-1} < E \leq E_i \\ \frac{E_{i+1}-E}{E_{i+1}-E_i} & \text{si } E_i < E \leq E_{i+1} \end{cases}$$

Une fois discrétisé nous n'avons plus qu'à résoudre le système matriciel suivant :

$$S_k = M_{ki} N_{pi}$$

avec

$$M_{ki} = \sum_{i=0}^N R(E, z_k) dE \begin{cases} \frac{E-E_{i-1}}{E_i-E_{i-1}} \\ \frac{E_{i+1}-E}{E_{i+1}-E_i} \end{cases}$$

Les valeurs S_k sont obtenues par lecture du film à l'aide d'un scanner étalonné au préalable. On remonte ainsi à l'énergie déposée dans un film radiochromique à partir de la densité optique de ce film.

Bibliographie

- [1] A. Lévy, T. Ceccotti, et al., Optics letters Vol 32 No.3, (2007), Double plasma mirror for ultrahigh temporal contrast ultraintense laser pulses
- [2] Kruer W.L, (1988), The physics of laser plasma interactions, Addison-Wesley, New-York
- [3] P. Gibbon, (2005), Short Pulse Laser Interactions with Matter. Imperial College Press
- [4] S.C. Wilks, et al. Phys. Plasmas 8, 542, (2001), Energetic proton generation in ultra-intense laser-solid interactions
- [5] P. Mora, R. Pellat, Phys. Fluids 22, 2300, (1979), Self Similar expansion of a plasma into a vacuum
- [6] P. Mora, Phys. Rev. Lett. 90, 185002, (2003), Plasma expansion into vacuum
- [7] J. Fuchs, et al., Nature Phys. 2, 48, (2006), Laser-driven proton scaling laws and new paths towards energy increase
- [8] Y. Sentoku, T.E. Cowan, A. Kemp, and H. Ruhl, Physics of Plasmas, 10 :2009, (2003), High energy proton acceleration in interaction of short laser pulse with dense plasma target
- [9] T. Esirkepov, M. Borghesi, S. V. Bulanov, G. Mourou, T. Tajima, Phys. Rev. Lett. 92, 175003 (2004), Highly efficient relativistic ion generation in the laser-piston regime
- [10] Andrea Macchi, Carlo Benedetti, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A 620, 41-45 (2010), Ion acceleration by radiation pressure in thin and thick targets
- [11] S.S. Bulanov et al., Phys. Rev. Lett. 78, 026412, (2008), Accelerating monoenergetic protons from ultrathin foils by flat-top laser pulses in the directed-Coulomb-Explosion regime
- [12] A. Henig et al., Phys. Rev. Lett. 103, 245003, (2009), Radiation-pressure acceleration of ions beams driven by circularly polarized laser pulses
- [13] A. Lévy, Thèse de Doctorat de l'Université Paris XI, (2008), Accélération d'ions par interaction laser-matière en régime de ultra-haut contraste laser

BIBLIOGRAPHIE

- [14] S. C. Wilks, W. L. Kruer, M. Tabak and A. B. Langdon, *Phys. Rev. Lett.* 103, vol. 69, (1992), Absorption of Ultra-Intense Laser Pulses
- [15] M. Carrié, Thèse de Doctorat de l'Université Paris XI, (2011), Accélération de protons par laser à ultra-haute intensité : étude et application au chauffage isochores
- [16] E. Lefebvre, G. Bonnaud, *Phys. Rev. E*, vol. 55, 1011, (1997), Nonlinear electron heating in ultrahigh-intensity-laser-plasma interaction
- [17] T. Grismayer and P. Mora, *Physics of Plasmas* 13, 032103, (2006), Influence of a finite initial ion density gradient on plasma expansion into a vacuum
- [18] M. Carrié, E. Lefebvre, A. Flacco and V. Malka, *Physics of Plasmas* 16, 053105, (2009), Influence of subpicosecond laser pulse duration on proton acceleration
- [19] A. Flacco, F. Sylla, M. Veltcheva, M. Carrié, R. Nuter, E. Lefebvre, D. Batani and V. Malka, *Phys. Rev. E* 036405, (2010), Dependence on pulse duration and foil thickness in high-contrast-laser proton acceleration
- [20] G. Mainfray and C. Manus, *Rep. hag. Phys.* 54 1333-1372, (1991), Multiphoton ionization of atoms
- [21] Joseph Ladislav Wiza, *Microchannel Plate Detectors, Nuclear Instruments and Methods*, Vol. 162, 1979, pages 587 to 601
- [22] <http://sales.hamamatsu.com>
- [23] G.W. Fraser, *International Journal of Mass Spectrometry* 215 13–30, (2002), The ion detection efficiency of microchannel plates (MCPs)
- [24] <http://www.meditest.fr>
- [25] <http://www.srim.org>
- [26] E. Breschi, M. Borghesi, M. Galimberti, D. Giulietti, L.A. Gizzi, L. Romagnani, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A* 522 190–195, (2004), A new algorithm for spectral and spatial reconstruction of proton beams from dosimetric measurements
- [27] O. Coulaud, M. Dussère, P. Hénon, E. Lefebvre, et J. Roman., *Parallel Computing* 29(9) :1175–1190, (2003), Optimization of a kinetic laser-plasma interaction code for large parallel systems
- [28] G. Bonnaud et G. Reisse, *Nuclear Fusion* 5(26) :633–646, (1986), Particle code study of the influence of nonmonochromaticity of laser-light on stimulated raman-scattering in laser-irradiated plasmas
- [29] Zongqing Zhao, Lihua Cao, Leifeng Cao, Jian Wang, Wenzhong Huang et al., *Physics of Plasmas* 17, 123108, (2010), Acceleration and guiding of fast electrons by a nanobrush target

BIBLIOGRAPHIE

- [30] Subhendu Kahaly, S. K. Yadav, W. M. Wang, S. Sengupta, Z. M. Sheng, A. Das, P. K. Kaw, and G. Ravindra Kumar, *Phys. Rev. Lett.* 101, 145001, (2008), Near-Complete Absorption of Intense, Ultrashort Laser Light by Sub- λ Gratings
- [31] W.-M. Wang, Z.-M. Sheng, and J. Zhang, *Physics of Plasmas* 15, 030702, (2008), A model for the efficient coupling between intense lasers and sub-wavelength grating targets
- [32] O Klimo, J Psikal, J Limpouch, J Proska, F Novotny, T Ceccotti, V Floquet and S Kawata, *New Journal of Physics* 13 053028, (2011), Short pulse laser interaction with micro-structured targets : simulations of laser absorption and ion acceleration
- [33] Y. Nodera, S. Kawata, N. Onuma, J. Limpouch, O. Klimo, and T. Kikuchi, *Phys. Rev. E* 78, 046401, (2008), Improvement of energy-conversion efficiency from laser to proton beam in a laser-foil interaction
- [34] F. Dollar, T. Matsuoka, G. M. Petrov, A. G. R. Thomas, S. S. Bulanov, V. Chvykov, J. Davis, G. Kalinchenko, C. McGuffey, L. Willingale, V. Yanovsky, A. Maksimchuk, and K. Krushelnick, *Phys. Rev. Lett.* 107, 065003, (2011), Control of Energy Spread and Dark Current in Proton and Ion Beams Generated in High-Contrast Laser Solid Interactions
- [35] Mitsuo Takeda, Hideki Ina and Seiji Kobayashi, *Journal of the Optical Society of America*, Vol. 72 No. 1, (1982), Fourier-transform method of fringe-pattern analysis for computer-based topography and interferometry
- [36] Tatsufumi Nakamura, Motonobu Tambo, Rryosuke Kodama, Sergei V. Bulanov, and Masaki Kando, *Phys. Plasmas* 17, 113107, (2010), Interaction of high contrast laser pulse with foam-attached target
- [37] Y. T. Li, Z. M. Sheng, Y. Y. Ma, Z. Jin, and J. Zhang, Z. L. Chen, R. Kodama, T. Matsuoka, M. Tambo, K. A. Tanaka, T. Tsutsumi, and T. Yabuuchi, K. Du, H. Q. Zhang, L. Zhang, and Y. J. Tang, *Phys. Rev. E*, vol.72, 066404, (2005), Demonstration of bulk acceleration of ions in ultraintense laser interactions with low-density foams
- [38] Hannes Alfven, *Phys.Rev.* 55, 5, (1939), On the motion of Cosmic Rays in Interstellar Space
- [39] M. Passoni and M. Lontano, *Phys. Rev. Lett.* 101, 115001, (2008), Theory of Light-Ion Acceleration Driven by a Strong Charge Separation
- [40] Aurélie Jullien, Olivier Albert, Frédéric Burgy, Guy Hamoniaux, Jean-Philippe Rousseau, Jean-Paul Chambaret, Frédérique Angé-Rochereau, Gilles Chériaux, Jean Etchepare, Nikolay Minkovski and Solomon M.Saltiel, *Optics letters* Vol 30, No.8, 920, (2005), 10^{-10} temporal contrast from femtosecond ultraintense lasers by cross-polarized wave generation

BIBLIOGRAPHIE

- [41] V. Chvykov, P. Rousseau, S. Reed, G. Kalinchenko, and V. Yanovsky, Optics letters Vol 31 No.10, (2006), Generation of 10^{11} contrast 50 TW laser pulses
- [42] F. Brunel, Phys. Rev. Lett. 59, 1, (1987), Not-So-Resonant, Resonant Absorption
- [43] C. Thauray, Thèse de Doctorat de l'Université Paris XI, (2008), Génération d'harmoniques d'ordre élevés sur miroir plasma
- [44] H. M. Milchberg and R.R Freeman, Journal of the Optical Society of America B, Vol. 6 No. 7, (1989), Light absorption in ultrashort scale length plasmas
- [45] G. Doumy, Thèse de Doctorat de l'Ecole Polytechnique, (2006), Interaction laser matière à haut flux et fort contraste temporel
- [46] H. Georges, Thèse de Doctorat de l'Université Paris XI, (2010), Génération d'harmoniques d'ordre élevé sur miroir plasma
- [47] Pascal Monot, Gilles Doumy, Sandrine Dobosz, Michel Perdrix, Pascal D'Oliveira, Fabien Quéré, Fabrice Réau, and Philippe Martin and Patrick Audebert, Jean-Claude Gauthier, and Jean-Paul Geindre, Optics letters Vol 29 No.8, (2004), High-order harmonic generation by nonlinear reflection of an intense high-contrast laser pulse on a plasma
- [48] F. Quéré, Thèse de Doctorat de l'Université Paris VI, (2000), Etude des mécanismes d'excitation électronique associés au claquage des diélectriques induit par un champ laser intense
- [49] A. Sgattoni, P. Londrillo, A. Macchi, and M. Passoni, Phys. Rev. E, vol.85, 036405, (2012), Laser ion acceleration using a solid target coupled with a low-density layer
- [50] E. D'Humières, E. Lefebvre, L. Gremillet and V.Malka, Physics of Plasmas 12, 062704, (2005), Proton acceleration mechanisms in high-intensity laser interaction with thin foils
- [51] E. D'Humières, Habilitation à Diriger des Recherches, Université Bordeaux 1, (2012), Laser ion acceleration and applications
- [52] J. Fuchs, C. A. Cecchetti, M. Borghesi, T. Grismayer, E. d'Humières, P. Antici, S. Atzeni, P. Mora, A. Pipahl, L. Romagnani, A. Schiavi, Y. Sentoku, T. Toncian, P. Audebert, and O. Willi, Phys. rev. Lett. 99, 015002, (2007), Laser-Foil Acceleration of High-Energy Protons in Small-Scale Plasma Gradients
- [53] Alessandro Zani, Andrea Sgattoni, Matteo Passoni, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A 653 94–97, (2011), Parametric investigations of target normal sheath acceleration experiments

- [54] Christian W.J. Berendsen, Marek Škřeň, David Najdek, František Černý, *Applied Surface Science*, Volume 255, Issue 23, p.9305–9310, (2009), Superhydrophobic surface structures in thermoplastic polymers by interference lithography and thermal imprinting
- [55] Guang-yue Hu, An-le Lei, Jing-wei Wang, Lin-gen Huang, Wen-tao Wang et al, *Physics of Plasma*, 17, 083102, (2010), Enhanced surface acceleration of fast electrons by using subwavelength grating targets
- [56] A.H. Nicol, Thèse de doctorat de l'université Johannes Gutenberg - Mainz, (2005), Grating coupled surface plasmon enhanced fluorescence spectroscopy
- [57] T. Ceccotti, A. Lévy, H. Popescu, F. Réau, P. D'Oliveira, P. Monot, J. P. Geindre, E. Lefebvre, and Ph. Martin, *Phys. Rev. Lett.* 99, 185002, (2007), Proton Acceleration with High-Intensity Ultrahigh-Contrast Laser Pulses
- [58] M. Cerchez, R. Jung, J. Osterholz, T. Toncian, and O. Willi, *Phys. Rev. Lett.* 100, 245001, (2008), Absorption of Ultrashort Laser Pulses in Strongly Overdense Targets
- [59] A. Bigongiari, Thèse de doctorat de l'Ecole Polytechnique, (2012), High Intensity Laser-Plasma Grating Interaction : surface wave excitation and particle acceleration
- [60] Matteo Passoni, Luca Bertagna and Alessandro Zani, *New Journal of Physics* 12, 045012, (2010), Target normal sheath acceleration : theory, comparison with experiments and future perspectives
- [61] Heinz Raether, (1988), Surface plasmons on smooth and rough surfaces and on gratings, Institut für Angewandte Physik, Universität Hamburg
- [62] A. Gurevich, D. Anderson, and H. Wilhelmsson, *Phys. Rev. Lett.* 42, 769, (1979), Ion Acceleration in an Expanding Rarefied Plasma with Non-Maxwellian Electrons
- [63] M. A. True, J. R. Albritton, and E. A. Williams, *Phys. Fluids* 24, 1885, (1981), Fast ion production by suprathermal electrons in laser fusion plasmas
- [64] E. L. Clark et al., *Phys. Rev. Lett.* 84, 670, (2000), Measurements of Energetic Proton Transport through Magnetized Plasma from Intense Laser Interactions with Solids
- [65] R. A. Snavely et al., *Phys. Rev. Lett.* 85, 2945, (2000), Intense High-Energy Proton Beams from Petawatt-Laser Irradiation of Solids
- [66] 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, *Phys. Rev. Lett.* 92, 055003, (2004), Multi-MeV Proton Source Investigations in Ultraintense Laser-Foil Interactions

- [67] T. E. Cowan et al., Phys. Rev. Lett. 92, 204801, (2004), Ultralow Emittance, Multi-MeV Proton Beams from a Laser Virtual-Cathode Plasma Accelerator
- [68] <http://www.techexpo.com/WWW/acf-metals/>
- [69] S. Steinke, A. Henig, M. Schnürer, T. Sokollik, P.V. Nickles, D. Jung, D. Kiefer, J. Schreiber, T. Tajima, X.Q. Yan, J. Meyer-ter-Vehn, M. Hegelich, W. Sandner and D. Habs, arXiv :0909.2334v1, Efficient ion acceleration by collective laser-driven electron dynamics with ultra-thin foil targets
- [70] R.A. Loch, A. Levy, T. Cecotti, F. Quere, C. Thaury, H. George, F. Bijkerk, K.-J. Boller, Ph. Martin, Eur. Phys. Journ. ST, 175, 133-138, (2009), Enhanced ion acceleration with extremely thin foils
- [71] Erik Lefebvre and Guy Bonnaud, Phys. Rev. Lett. 74, 2002–2005, (1995), Transparency/Opacity of a Solid Target Illuminated by an Ultrahigh-Intensity Laser Pulse
- [72] J. H. Kinney et D. L. Haupt, <https://e-reportsext.llnl.gov/pdf/240307.pdf>, (2002), Efficiency of Scintillator Materials in the Energy Range 8.0-32.0 keV
- [73] P. McKenna, D.C. Carroll, O. Lundh, F. Nürnberg, K. Markey, S. Bandyopadhyay, D. Batani, R.G. Evans, R. Jafer, S. Kar, D. Neely, D. Pepler, M.N. Quinn, R. Redaelli, M. Roth, C.G. Wahlström, X.H. Yuan and M. Zepf, Laser and Particle Beams, Volume 26, Issue 04 pp 591-596, (2008), Effects of front surface plasma expansion on proton acceleration in ultraintense laser irradiation of foil targets
- [74] R. Nuter, L. Gremillet, P. Combis, M. Drouin, E. Lefebvre, A. Flacco, and V. Malka, Journal of Applied Physics 104, 103307, (2008), Influence of a preplasma on electron heating and proton acceleration in ultraintense laser-foil interaction
- [75] M. Raynaud, J. Kupersztych, C. Riconda, J. C. Adam and A. Héron, Physics of Plasmas 14, 092702, (2007), Strongly enhanced laser absorption and electron acceleration via resonant excitation of surface plasma waves
- [76] A. Héron, J. C. Adam, développé au CPhT, Ecole Polytechnique
- [77] K.W.D Ledingham, W. Galster, R. Sauerbrey, The British Journal of Radiology, 80, 855–858, (2007), Laser-driven proton oncology — a unique new cancer therapy ?
- [78] L. Romagnani, J. Fuchs, M. Borghesi, P. Antici, P. Audebert, F. Ceccherini, T. Cowan, T. Grismayer, S. Kar, A. Macchi, P. Mora, G. Pretzler, A. Schiavi, T. Toncian, and O. Willi, Phys. Rev. Lett. 95, 195001, (2005), Dynamics of Electric Fields Driving the Laser Acceleration of Multi-MeV Protons

BIBLIOGRAPHIE

- [79] P. K. Patel, A. J. Mackinnon, M. H. Key, T. E. Cowan, M. E. Foord, M. Allen, D. F. Price, H. Ruhl, P.T. Springer, and R. Stephens, *Phys. Rev. Lett.* 91, 125004, (2003), Isochoric Heating of Solid-Density Matter with an Ultrafast Proton Beam
- [80] S. Fritzler, V. Malka, G. Grillon, J. P. Rousseau, F. Burgy, E. Lefebvre, E. d'Humières, P. McKenna, and K. W. D. Ledingham, *Appl. Phys. Lett.* 83, 3039, (2003), Proton beams generated with high-intensity lasers : Applications to medical isotope production
- [81] H.C. Kapteyn, M. Murnane, A. Skoze, and R.W. Falcone, *Optics Letters* Vol. 16, No. 7 p.490, (1991), Prepulse energy suppression for high-energy ultrashort pulses using self-induced plasma shuttering
- [82] D.M. Gold, *Optics Letters* Vol. 19, No. 23 p.2006, (1994), Direct measurement of prepulse suppression by use of a plasma shutter
- [83] J. Y. Wang and D. E. Silva, *Applied Optics* Vol. 19, No. 9 p.1510, (1980), Wave-front interpretation with Zernike polynomials
- [84] M Borghesi, A Bigongiari, S Kar, A Macchi, L Romagnani, P Audebert, J Fuchs, T Toncian, O Willi, S V Bulanov, A J Mackinnon and J. C. Gauthier, *Plasma Phys. Control. Fusion* 50, 124040, (2008), Laser-driven proton acceleration : source optimization and radiographic applications
- [85] C. Thaury, F. Quéré, J.-P. Geindre, A. Levy, T. Ceccotti, P. Monot, M. Bougeard, F. Réau, P. D'Oliveira, P. Audebert, R. Marjoribanks and Ph. Martin, *Nature Phys.* 3, 424, (2007), Plasma mirrors for ultrahigh-intensity optics