

Contexte du Travail de Recherche

Les récents développements techniques des lasers permettent de produire des impulsions laser de très fortes puissances. Le dynamisme des recherches, l'évolution rapide des techniques optiques et de leurs maîtrises ainsi que la variété des applications ont ouvert la course à la production industrielle de chaînes lasers de plus en plus compactes, de plus en plus stables et délivrant des puissances de plus en plus élevées. Les ultra-hautes intensités ainsi obtenues ouvrent la voie à l'exploration de domaines de recherche ou de régimes d'interaction nouveaux comme le régime relativiste au sein duquel les électrons soumis au champ laser oscillent à des vitesses relativistes. Ils permettent aujourd'hui la production efficace de faisceaux de particules chargées et énergétiques. Mon travail de thèse s'inscrit dans le cadre de la production compacte de faisceaux d'ions, créés à partir de cible mince irradiée par le faisceau laser intense.

8.1 Les sources laser ultra-intenses

A chaque saut technologique correspond en général une avancée scientifique. Dans le domaine des lasers l'augmentation progressive de la puissance des lasers a suivi la même règle. Ceci a été rendu possible en augmentant l'énergie des lasers et/ou en diminuant la durée des impulsions laser. La technique dite de **CPA** ("*Chirped Pulse Amplification*", amplification à dérive de fréquence), développée à partir des années '80, consiste dans l'amplification optique des impulsions laser étirées (ref. équation 1.1-p.5 et figure Fig.1.2-p.5). L'utilisation de ces impulsions étirées permet de limiter la puissance crête pendant l'amplification, augmentant ainsi la quantité maximale d'énergie par impulsion sans endommagement des amplificateurs. La compression temporelle finale des impulsions amplifiées permet enfin d'achever des impulsions ultra-brèves ($\tau <$

1ps) ayant des puissances crêtes pouvant atteindre les dizaines/centaines de terawatts. De telles installations peuvent aujourd'hui fonctionner à des taux de répétition de l'ordre de la dizaine de Hz, avec des énergies par impulsion limitées à quelques Joules.

8.2 L'accélération d'ions par laser

Lors de l'interaction d'une impulsion laser avec une cible solide, la pré-impulsion ou le pied de l'impulsion laser ionise très rapidement la cible, libérant les électrons qui vont absorber la plus grande partie de l'énergie du laser (pour les seuils d'endommagement, voir figure Fig.3.2-p.19): un plasma est ainsi créé¹. Une impulsion laser (visible) ayant une intensité supérieure au seuil à $10^{18}W/cm^2$ est dite "relativiste", car les électrons soumis à son champ électrique y oscillent à des vitesses relativistes (équation 2.9-p.13). Étant donnée la brièveté de l'impulsion ($\tau < 1ps$), la composante du plasma la plus active au cours de l'interaction est celle électronique (les composantes ioniques ont des fréquences plasmas – éq. 3.1-p.15 – inférieures). Lors de l'interaction laser - plasma, différents mécanismes collectifs se produisent et permettent le couplage de l'énergie laser en énergie cinétique communiquée aux électrons (absorption collisionnelle, chauffage $j \times B$, absorption résonante, chauffage de Brunel): leurs importances relatives est liées aux paramètres du plasma présent sur la surface éclairée. Les électrons les plus chauds ainsi créés à la surface traverse la cible. Les courants associés sont si forts que les électrons peuvent se propager dans la cible non perturbée de façon très collimatée. Lors de leur émergence en face arrière, celle-ci devient rapidement ionisée et transformée en plasma qui va se détendre dans le vide: son expansion est responsable de l'accélération ionique et de la formation de faisceaux d'ions très collimatés dont les énergies augmentent du fait de la séparation de charge produite à l'interface plasma/vide du fait de la séparation de masse. Plus la température électronique est grande et plus la séparation de charge est importante, et, par là même la valeur du champ électrique accélérateur. Ce mécanisme, est connu sous le nom du "TNSA" (*Target Normal Sheath Acceleration*, accélération de gaine à la normale à la cible) et il est, avec les paramètres explorés dans ma thèse, le mécanisme le plus efficace d'accélération ionique.

8.2.1 Dépendance du couplage avec les paramètres laser

Les paramètres laser jouent plusieurs rôles dans l'ensemble du processus d'accélération ionique, de façon dépendante ou pas des paramètres de la cible. Ce travail de recherche

¹Pour les différents mécanismes d'ionisation, voir équation 3.11-p.18

est spécialement dédié aux effets du contraste laser. Le piédestal d'une impulsion laser est l'énergie laser qui précède l'impulsion crête, en général elle s'étale sur une échelle entre la centaine de picosecondes et quelques nanosecondes. La forme de ce piédestal aussi bien que son intensité moyenne (le rapport, dit contraste, entre la valeur crête du pic d'intensité et le niveau du piédestal) sont propres à chaque chaîne laser. Étant données les intensités extrêmes en jeu ($I > 10^{18} \text{W/cm}^2$) les niveaux de contraste normalement obtenus ($10^6 - 10^8$) sont tels que le flux d'énergie du piédestal dépasse le seuil d'ionisation de la matière. C'est ainsi que la présence du piédestal intervient dans l'interaction laser-cible. Dépendamment de ses paramètres (durée, énergie) le piédestal va créer un plasma de surface dont la mesure des paramètres, tels que température, densité, longueur du gradient, est cruciale pour l'évolution des phénomènes produits lors du passage de l'impulsion courte. Le temps de débouché du choc provoqué par le piédestal dépend de l'épaisseur de la cible. L'arrivée de cette onde de choc sur la surface arrière produit sa détente dans le vide, réduisant l'efficacité du TNSA.

Les dernières techniques d'amélioration du contraste (miroirs plasma, absorbants saturables, XPW²) permettent d'augmenter significativement le contraste, jusque des valeurs de $10^{10} - 10^{12}$: ces niveaux de contraste sont suffisants pour éliminer la formation d'un plasma qui précéderait l'impulsion principale. L'absence de ce pré plasma peut réduire l'absorption de l'énergie du laser, améliorer la stabilité de l'interaction et donc du faisceau de protons, et permettre enfin l'accélération de protons plus énergétiques issus de cibles de plus en plus minces.

8.3 Structure du manuscrit de thèse et de son résumé

Ce manuscrit est organisé comme suit. Les chapitres Ch.2 et Ch.3 sont dédiés aux notions de physique de laser et de plasma, nécessaires à la définition du cadre de recherche. Les chapitres Ch.4 et Ch.5, résumés dans le chapitre Ch.9, sont dédiés aux expériences préparatoires sur le sujet de l'interaction laser-matière à intensité moyenne: deux campagnes expérimentales ont été menées dans l'installation laser de la *Salle Verte* au LOA pour la caractérisation des surfaces avant et arrière (éclairée et non éclairée) soumises à des impulsions femtosecondes. Les chapitres Ch.6 et Ch.7, résumés dans le chapitre Ch.10, sont enfin consacrés aux expériences d'accélération de protons avec le laser femtoseconde, multiterawatt de la *Salle Jaune*. Les conclusions des activités de recherche et ses perspectives sont enfin résumées dans le chapitre Ch.11.

²Génération d'onde à polarisation croisée

Chapter 9

Expériences préparatoires sur l'interaction laser - matière à moyenne intensité

Une partie importante de mes activités de recherche concerne la caractérisation de l'interaction entre une impulsion laser d'intensité moyenne ($I > 10^{11}W/cm^2$) et une cible solide. L'activité expérimentale présentée concerne l'évolution temporelle des surfaces *avant* (éclairée par le laser) et *arrière* de cibles minces, suite à son interaction avec l'impulsion. Pour ces expériences les paramètres du laser sont choisis afin de reproduire au mieux l'interaction du piédestal d'une impulsion à ultra haute intensité.

Deux expériences ont été réalisées sur l'installation expérimentale de la *Salle Verte*, au sein du *Laboratoire d'Optique Appliquée*; les deux sont du type *pompe/sonde*: une impulsion (dit *pompe*, ayant une intensité suffisante) est utilisée afin de créer le plasma sur la surface d'une cible. Une deuxième impulsion (dit *sonde*), se propageant à un délai connu par rapport à la première, est ensuite utilisée pour examiner la situation produite.

9.0.1 Source laser utilisée

La chaîne laser de la *Salle Verte* (voir Fig.4.3-p.39) est une chaîne CPA, capable de produire des impulsions ayant une durée de $\tau = 150fs$ à la longueur d'onde de $\lambda = 800nm$. Au début du système, un train d'impulsions est produit par un oscillateur Titane-Safran (Ti:Sa), pompé par un laser continu à l'argon. Les impulsions sont ensuite étirées jusqu'à $\tau = 400ps$ et amplifiées par deux systèmes amplificateurs (8

et 4 passages): l'énergie finale atteinte est de $100mJ$ pour chaque impulsion avant compression. Une lame biréfringente est utilisée pour générer deux faisceaux séparés selon la direction de polarisation, permettant ainsi à l'utilisateur la liberté de choisir les rapports d'énergie à envoyer vers deux compresseurs séparés. Pour les deux expériences qui suivent, la lame polarisée est réglée afin d'avoir $E_p \approx 30mJ$ d'énergie dans le faisceau de *pompe* et $E_s < 10mJ$ d'énergie dans le faisceau de *sonde*. L'impulsion de pompe est focalisée, en atteignant une intensité sur cible de $\approx 10^{15}W/cm^2$.

9.1 Étude interférométrique des premiers instants d'expansion d'un plasma créé par laser

L'interaction entre une impulsion laser dépassant une intensité de seuil (Fig.3.2-p.19) et une cible à densité sur-critique provoque le passage à l'état plasma d'une partie du solide. On y observe (i) la formation et la détente d'une couronne plasma, (ii) la création d'une zone de transition se propageant vers la partie non perturbée du solide (Fig.4.1-p.38). L'intérêt de cette première expérience est d'étudier l'évolution temporelle de la plume plasma créée, dans les premiers instants de son expansion.

Le plasma est créé par l'impulsion *pompe* sur la surface d'un fil d'aluminium de $200\mu m$ de diamètre (Fig.4.2-p.39). Un système de Mach-Zender (Fig.4.6-p.42) est mis en place, un des deux bras traversant le plasma en direction normale par rapport à sa détente (Fig.4.7-p.43). Un des miroirs du Mach-Zender dévie un des faisceaux par rapport aux autres, ce qui fait apparaître une fréquence spatiale (dit "hétérodyne") sur l'interférogramme; l'information expérimentale est enregistrée sous forme de déviation des franges.

Le faisceau *sonde* est doublé en harmonique ($\lambda_{sonde} = 400nm$) par un cristal doubleur BBO. Cette procédure est introduite afin de (i) pouvoir pénétrer des densités plasmas plus élevées et (ii) de différencier les deux longueurs d'onde, celle du *pompe* et celle du *sonde* sur la caméra CCD qui enregistre les interférogrammes. Le délai entre les impulsions sonde et pompe est réglé par une ligne de retard à précision micrométrique.

9.1.1 Reconstruction de la carte 3D des densités

La géométrie du problème est schématisée dans la figure Fig.4.2-p.39. La carte en trois dimensions de la densité électronique $n_e(\underline{x}) = n_e(r, d, \theta)$ du plasma est obtenue en partant d'une mesure du déphasage intégré long de l'axe y . La dépendance entre l'indice de

réfraction local $n(\underline{x})$ du plasma et sa densité électronique est calculée à partir du modèle de plasma froid (le calcul détaillé est présenté en annexe B; la formule finale est celle de l'équation 4.2-p.50-*bas*). Pour ce qui concerne l'analyse des images expérimentales, les cartes de phase sont calculées numériquement; grâce aux développements des outils de nettoyage numérique, spécifiquement conçus, on a pu obtenir une information expérimentale même dans les cas des images avec un faible rapport signal/bruit. Dans l'hypothèse d'une plume plasma de symétrie cylindrique, la carte 3D est obtenue à partir de l'inversion d'Abel appliquée à la tomographie mono dimensionnelle mesurée 4.2-p.50-*haut*.

9.1.2 Procédure expérimentale

La ligne à retard est réglée pour que les deux faisceaux soient synchronisés. Le retard entre le Sonde et le Pompe est changé après chaque tir. Pour chaque délai, l'ensemble des images permettant la caractérisation du plasma (voir Fig.4.10-p.48) est enregistré. Cet ensemble comprend un interférogramme de référence avant le tir du pompe, l'interférogramme pendant l'expansion du plasma, à un retard donné et une image d'ombroscopie après le tir, afin de visualiser la position du trou créé. Les interférogrammes sont ensuite nettoyés numériquement et analysés selon la procédure décrite auparavant (pour la procédure complète, voir annexe B). Les cartes de phase et de densité électronique sont ainsi produites. La mesure du profil de densité est répétée à des intervalles réguliers séparés de $3ps$, produisant ainsi une carte complète de l'évolution lors des premières $100ps$ d'expansion (Fig.4.12-p.50).

9.1.3 Comparaison avec les simulations

L'interaction entre l'impulsion femtoseconde et la cible solide, ainsi que l'expansion du plasma, sont simulées avec l'aide d'un code hydrodynamique lagrangien $1D^{1/2}$, CHIVAS, qui simule l'interaction en régime femtoseconde avec un plasma surdense.

La comparaison entre la vitesse d'expansion du front plasma mesurée et simulée par le code hydrodynamique (Fig.4.15-p.55) permet de valider la modélisation utilisée dans le code pour le cas expérimental présenté. La validation des simulations autorise l'utilisation des profils de densité simulés afin de prédire la propagation dans le temps du pic de surdensité (onde de choc) traversant les parties non perturbées de la cible (Fig.4.14-p.55). Les résultats finaux de l'expérience sont résumés dans la figure Fig.4.16-p.56; à gauche est montrée l'évolution des longueurs de gradient plasma et des positions

de la surface à la densité critique; à droite est montrée l'évolution du choc dans la cible.

9.2 Étude du débouché de l'onde de choc par variation de réflectivité

Les résultats précédemment obtenus relatifs à l'expansion de la plume plasma créée par le laser permettent de connaître l'évolution des longueurs de gradient créés en face avant de la cible. Afin de valider expérimentalement la loi de propagation de l'onde du choc, une expérience de contrôle de la surface non illuminée d'une cible mince a été réalisée.

Les simulations montrent que l'onde du choc qui se propage à travers la partie non perturbée de la cible est le mécanisme dominant le plus rapide parmi ceux qui sont produits suite au dépôt de l'énergie laser. Pour cette raison la surpression qui représente le précurseur de cette onde va être utilisée comme temps limite à partir duquel la surface non illuminée sera considérée perturbée. Le principe de l'expérience repose sur le fait que la présence d'un plasma à la surface d'une cible change sa réflectivité. En mesurant ainsi le changement de valeur de l'intensité d'un faisceau laser sonde qui se réfléchit sur la surface arrière il est possible, non seulement de connaître le temps de débouché de choc mais aussi la température électronique de face arrière.

9.2.1 Mesure optique de température électronique

D'après les simulations hydrodynamiques le précurseur de la perturbation (Fig.5.1-p.60) produit des températures électroniques de l'ordre de l'électron-volt.

En appliquant le modèle de Drude, la constante diélectrique d'un métal, donc sa réflectivité, dépend directement de sa fréquence de collision électron-ion (eq:5.3-p.61). Celle-ci est modélisée par l'interpolation d'Eidmann-Hüller (eq:5.8-p.62) pour des températures intermédiaires entre celles d'applicabilité de la formule de Spitzer¹ et la fréquence de collision électron-phonon². En couplant les deux relations on peut reconstruire la température électronique du matériel à partir d'une seule mesure de réflectivité. La géométrie utilisée pour la mesure est schématisée dans Fig.5.2-p.60.

¹La formule de Spitzer (eq:5.4-p.61) est une modélisation de la fréquence des collisions électron-ion dans le cas de plasma chaud.

²Les collisions entre électrons et phonons représentent le phénomène le plus important à faible températures électroniques.

9.2.2 Réalisation expérimentale

Le plasma est créé sur la surface des cibles minces en aluminium par une impulsion laser de $\tau = 150\text{fs}$ à une intensité sur cible de 10^{15}W/cm^2 . Les épaisseurs utilisées sont $3\mu\text{m}$, $2\mu\text{m}$ et $800\mu\text{m}$. L'impulsion *sonde* est produite par la même chaîne, et a par conséquent les mêmes paramètres que l'impulsion utilisée pour l'expérience d'interférométrie ($E_L < 10\text{mJ}$, $\tau \approx 400\text{fs}$, $\lambda = 400\text{nm}$). Ce faisceau *sonde* est incident à 45 degrés de la surface arrière de la cible, et donc de l'axe de propagation de l'onde de choc (voir géométrie Fig.5.4-p.64 et Fig.5.6-p.66). Le faisceau *sonde* est préalablement synchronisé au faisceau *pompe*, permettant de mesurer la réflectivité du matériel à différents instants après le début de l'interaction.

9.2.3 Résultats Expérimentaux

Les cibles utilisées n'ont pas de qualité optique, ce qui produit un champ de speckles sur les images. Deux stratégies sont utilisées pour analyser les images. Premièrement on enregistre une image de référence et une image avec impact laser, ensuite nous calculons pour chaque pixel le rapport d'intensité. L'image de référence est celle de la cible juste avant avoir été irradiée par le faisceau *pompe* (Fig.5.8-p.68). Les images ainsi obtenues montrent les cartes $R(x, y)$ de réflectivité autour de l'axe de propagation du choc. En augmentant le retard entre les deux faisceaux, trois types de cartes sont observés (Fig.5.9-p.70):

- a. Aucune perturbation n'est visible le long de l'axe du faisceau *pompe*;
- b. Une déformation est visible, mais la courbe montre qu'aucune absorption d'énergie n'est mesurée (i.e. l'intégral de la courbe n'est pas perturbé);
- c. Une partie absorbante ($R < 1$) apparaît.

Un deuxième type d'analyse (quantitative) a été réalisé en intégrant l'énergie sur la même zone des images référence et tir. Pour chaque retard, la réflectivité moyenne est obtenue par le rapport entre ces deux quantités. (Fig.5.12-p.73-*haut*). La correspondance entre la réflectivité R ainsi mesurée et la température électronique $T_e(t)$ (Fig.5.12-p.73-*bas*) est finalement obtenue en inversant numériquement la courbe du modèle d'Eidmann - Hüller³.

³La courbe montrée est calculée dans l'hypothèse d'équilibre thermique entre les populations électronique et ionique, $T_e = T_i$.

L'échelle temporelle de la propagation du choc traversant la cible se déduit des temps de débouché en fonction de son épaisseur. La comparaison entre les résultats expérimentaux⁴ et la simulation hydrodynamique de la propagation du choc est résumée dans Fig.5.13-p.74. Deux typologies de débouché sont ici considérées:

Points jaunes: ils définissent le moment à partir duquel une discontinuité est observée sur la carte de réflectivité: cet événement est associé à une déformation de la surface réfléchissante.

Points rouges: ils définissent le moment où la courbe de la réflectivité intégrée (Fig.5.12-p.73-bas) numériquement tombe en dessous du seuil de $R = 0.8$.

La comparaison montre une confirmation partielle des simulations; la dynamique observée expérimentalement souligne la nécessité d'expériences complémentaires. Néanmoins les données obtenues donnent une mesure précise du temps de propagation de l'onde du choc.

9.3 Conclusion

Ces deux expériences ont permis une meilleure compréhension des phénomènes se déroulant lors de l'interaction entre une impulsion laser ultra-brève à intensité moyenne et une cible surdense. Ces résultats peuvent maintenant être appliqués au cas expérimental du piédestal d'une impulsion laser ou d'une pré-impulsion chauffant la cible avant l'arrivée de l'impulsion principale à ultra-haute intensité. En particulier l'étude de l'évolution de la longueur du gradient plasma permet de reconstruire à tout moment l'état de surface de la cible. La mesure du temps de propagation de l'onde de choc créée par une impulsion courte et sa confrontation avec les temps issus de codes hydrodynamiques permettent de mieux définir les paramètres de cibles autorisées pour des expériences d'accélération ionique. Cette étude permet ainsi de définir deux grandeurs cruciales pour l'accélération ionique. D'une part la longueur de gradient des plasmas de face avant, sièges des mécanismes d'absorption de l'énergie du laser et de sa conversion en électrons supra-thermiques, et d'autre part les épaisseurs de cible, pour un retard pompe-sonde donné, autorisées, i.e. pour lesquelles aucune détente en face arrière ne survient pendant le processus d'accélération ionique (détentes dont les conséquences nuisent à l'obtention de champs électriques ultra intenses).

⁴L'analyse donne des résultats consistants pour des épaisseurs de $3\mu m$ et $2\mu m$.

Chapter 10

Expériences de génération de faisceaux énergétiques de protons par laser

Les expériences d'accélération d'ions et de protons par laser ont été menées sur l'installation laser de la "Salle Jaune" du *Laboratoire d'Optique Appliquée*. Cette chaîne utilise la technique CPA (amplification à dérive de fréquence) pour atteindre des puissances de plusieurs dizaines de terawatts. Le système laser (Fig.6.1-p.78) est composé par (i) un oscillateur Titane:Saphir, (ii) un étireur, (iii) trois étages d'amplification et (iv) un compresseur à réseaux. Le système complet fournit des impulsions de durée $\tau = 30fs$ et d'énergie $E_L \approx 800mJ$, avec un taux de répétition égal à $10Hz$.

Au cours des deux dernières années le système XPW (génération d'onde à polarisation croisée, voir section 6.1.1-p.79) a permis d'améliorer le contraste et d'atteindre des valeurs proches de 10^{10} sur une échelle de quelques *nanosecondes* avant l'impulsion principale (i.e. fs) (Fig.6.3-p.82). Ce résultat est obtenu grâce à un effet dégénéré non linéaire du troisième ordre, qui produit une onde à polarisation différente selon l'intensité d'entrée de l'onde laser.

10.1 Réalisation des expériences

La structure de base de l'installation expérimentale (Fig.6.6-p.86) comprend (i) les optiques de transport et de focalisation du faisceau laser à ultra haute puissance, (ii) les

systèmes de positionnement et de contrôle des cibles minces et (iii) l'ensemble des diagnostics pour la détection et la caractérisation des espèces ioniques accélérées.

L'impulsion femtoseconde est focalisée par une parabole hors axe à $f/3$ d'ouverture. La tache focale ainsi obtenue (Fig.6.7-p.88) présente un *waist* de l'ordre de $2 - 3\mu m$; en prenant en considération les pertes introduites par le transport du faisceau pompe, l'impulsion laser incidente sur cible contient un total de $E_L \approx 300mJ$, ce qui correspond à une intensité crête de $I_0 \approx 4 \times 10^{19}W/cm^2$.

10.1.1 Détection des faisceaux ioniques

La détection des faisceaux ioniques produits par interaction laser matière est rendu difficile par la faiblesse des énergies et la variété des espèces présentes. Au cours des expériences précédentes, la détection était entièrement basée sur les intégrateurs de dose CR39, utilisés dans la plus grande partie des laboratoires et bien connus par la communauté des scientifiques qui travaillent sur le sujet. Étant données ses limitations et le temps nécessaire à son utilisation¹ des nouveaux diagnostics ont été mis à point.

Dans le montage expérimental réalisé, les mesures spectrales ainsi que la distinction entre les différentes espèces ioniques sont obtenues par une *galette à micro-canaux* (MCP) couplée à une *parabole Thomson* (TP, Fig.6.13-p.98).

Une parabole Thomson est l'ensemble de deux électrodes et deux aimants permanents, ajustés de façon à produire des champs électrique et magnétique parallèles. De la sorte les particules chargées qui se propagent à travers la région où les champs sont actifs (voir équations (6.4) et figure Fig.6.12-p.97) sont séparées selon leur énergie, et leur rapport charge/masse.

Une *galette à micro-canaux* (Fig.6.10-p.94) consiste en une matrice de capillaires micrométriques dans une galette en verre. Les capillaires ont leur axe orienté de quelque degré par rapport à la normale à la surface de la galette elle même. Pendant son utilisation un champ électrique de quelque kV est appliqué entre les deux surfaces: le dépôt de dose sur la première surface produit des électrons qui sont ensuite accélérés vers la paroi d'un capillaire: chacun des impacts est capable d'extraire des électrons

¹Le CR39 est sensible à la dose ionique déposée et il ne peut pas facilement distinguer ni les énergies ni les espèces; chaque détecteur qui se présente sous forme de feuille, doit être enlevé après l'exposition au rayonnement et développé ensuite, afin d'en sortir l'information expérimentale.

secondaires, accélérés à leur tour. L'effet d'ensemble est celui d'amplifier la distribution spatiale de dose incidente sur la surface irradiée en produisant un effet d'avalanche vers l'autre surface. La vague d'électrons ainsi produite est transportée et révélée par son impact sur un milieu scintillateur; dont l'image est enregistrée sur une caméra CCD procurant ainsi la distribution spatiale des ions à la sortie de la parabole de Thomson (Fig.6.15-p.100).

L'ensemble des deux systèmes constitue un dispositif qui ne nécessite pas de manipulation pendant son fonctionnement et qui délivre le spectre complet de toutes les espèces ioniques présentes en temps réel. Après sa validation par comparaison avec un ensemble de mesures obtenues avec du CR39, l'utilisation du système TP+MCP dans l'expérience d'accélération des ions par laser a représenté une véritable amélioration de notre protocole expérimental.

10.2 Résultats expérimentaux

10.2.1 Validation des paramètres et des diagnostics

Les paramètres laser sont validés expérimentalement pendant la première partie de l'expérience. Cela est surtout vrai pour le niveau de contraste, tant qu'une mesure de grande dynamique du piédestal sur une échelle temporelle inférieure au 500ps n'était pas fiable. La bonne qualité du contraste est confirmée en réduisant l'épaisseur des cibles et en regardant la corrélation entre la position de focalisation (c'est à dire la taille de la tache, donc l'intensité crête) et l'énergie maximale des protons (voir Fig.7.4-p.112 et Fig.7.5-p.112).

10.2.2 Accélération des protons dans un régime de haut contraste

L'amélioration du contraste, qui permet l'interaction à haute intensité avec une cible mince dont la face arrière est peu ou prou perturbée, ouvre accès à des configurations expérimentales qui devraient produire des faisceaux de protons encore plus énergétiques. Ce résultat est schématisé dans la Fig.7.12-p.123, où les symboles rouges représentent les énergies obtenues à haut contraste et les verts sont ceux obtenues à bas (10^6) contraste.

La corrélation entre intensité crête et énergie proton est étudiée selon deux parcours: (i) variation de la durée et (ii) variation de l'énergie de l'impulsion.

Dans le premier cas, l'étirement de l'impulsion provoque une baisse de son intensité crête (selon l'équation 2.4-p.12). Les résultats expérimentaux (Fig.7.10-p.120-*bas*) pour deux épaisseurs de test de $15\mu m$ et $1.5\mu m$ montrent un comportement qualitativement différent. En utilisant des cibles plus minces, l'énergie maximale des protons n'est sensible qu'à l'intensité crête; alors que dans le cas des cibles plus épaisses une durée optimale est trouvée. L'effet observé ne semble point être explicable par le mécanisme physique dit de «*récirculation électronique*», il indique plutôt une dépendance entre le couplage laser-plasma en énergie et la durée des mécanismes de chauffage. Ce type d'effet ne peut être observé qu'en utilisant des impulsions à hauts contrastes, pour lesquelles la faible intensité du piédestal rend négligeable la présence du pré-plasma sur la surface de la cible avant l'interaction principale. Une étude plus approfondie serait néanmoins nécessaire afin de comprendre la corrélation entre la durée idéale de l'impulsion laser et l'épaisseur de cible.

Dans le deuxième cas, l'énergie laser est changée grâce à des filtres neutres qui sont insérés sur le trajet du faisceau avant compression. Les résultats présentés (Fig.7.10-p.120-*haut*) montrent l'énergie maximale des protons pour quatre énergies différentes et sur quatre épaisseurs ($15\mu m$, $8\mu m$, $1.5\mu m$ et $400nm$). Les traces noires (superposées aux points expérimentaux dans la même figure) montrent l'interpolation des données avec deux courbes analytiquement différentes. De la même façon que dans le cas précédent, les cibles les plus épaisses ont un comportement différent par rapport aux plus fines. Pour les cibles de $15\mu m$ et de $8\mu m$ le comportement est mieux représenté par une fonction du type $E_p \propto \log(I_0)$; alors que pour les épaisseurs de $1.5\mu m$ et de $400nm$ le comportement correspond plutôt à celui de $E_p \propto \sqrt{I_0}$.

Les figures Fig.7.11-p.122 *haut* et *bas* montrent l'énergie maximale des protons pour différentes énergie et durée de l'impulsion, en fonction de l'intensité crête. Les deux figures illustrent clairement un comportement différent.

10.3 Conclusions

Les résultats présentés dans ce chapitre montrent la première application du nettoyage de contraste par XPW à l'accélération de proton par laser. Les courbes expérimentales confirment les comportements prévus dans la littérature et montrent la corrélation en-

tre les paramètre de cible et de faisceau. Cette amélioration du contraste, qui permet d'une part d'obtenir des spectres ioniques très reproductibles, permet aussi d'avoir des conditions d'interaction beaucoup mieux contrôlées. Elle rend enfin possible une étude extrêmement plus pointue sur le rôle que jouent les différents paramètres pour l'accélération ionique. La figure Fig.7.13-p.124 montre l'énergie maximale des protons obtenue lors de huit tirs dans les mêmes conditions laser. Elle illustre parfaitement l'amélioration de la stabilité des faisceaux de protons qui résulte du contrôle temporel de l'énergie laser.

Chapter 11

Conclusions

Ce manuscrit de thèse rapporte les résultats de près de trois années d'activités expérimentales dans le domaine de l'interaction laser matière dans le régime classique et relativiste, et dont la finalité est le développement de la technique d'accélération compacte en milieu plasma d'ions énergétiques. La qualité, la reproductibilité et la fiabilité des faisceaux de particules produits par laser n'ont pas cessé de s'améliorer, au fur et à mesure des développements des technologies laser. Néanmoins certains mécanismes physiques qui rentrent en jeu dans ce processus d'accélération ne sont toujours pas complètement expliqués. En bref:

- L'énergie totale et la distribution temporelle de l'intensité de l'impulsion laser agissent sur l'état de la cible (soit en surface, soit en profondeur). Ces conditions initiales, imposées par le piédestal gouvernent les mécanismes de couplage de l'énergie du laser en énergie cinétique. Différents comportements collectifs sont responsables du transfert d'énergie de l'onde à la composante électronique du plasma; les simulations indiquent que la présence d'un gradient plasma est bénéfique à l'absorption. Néanmoins il n'existe pas de modèle complet qui puisse prédire soit l'évolution de l'interaction soit le spectre électronique à la fin de l'impulsion laser.
- Si le laser se propage avec un angle par rapport à la normale à la cible, il existe une corrélation entre les paramètres du pré-plasma et (i) la direction et (ii) la divergence de la population d'électrons chauds qui est responsable de la création du champ accélérateur sur la surface arrière.
- La propagation d'une onde de choc traversant la cible peut entraîner de changement sur la surface arrière; notamment la présence d'un gradient de densité sur

cette surface responsable de la diminution du champ accélérateur TNSA.

Les paramètres du piédestal d'une impulsion laser ultra courte sont les plus difficiles à contrôler. L'intérêt d'utiliser des sources laser à ultra-haut contraste réside dans la possibilité de réduire voir d'éliminer certaines incertitudes dans le processus d'interaction. Les activités expérimentales ici présentées ont eu pour but l'étude de l'accélération des particules avec un laser où le contraste est amélioré avec la technique XPW. Cette technique et son intégration sur une chaîne CPA à plusieurs terawatts ont permis d'obtenir des conditions d'interaction meilleures et plus contrôlables. À partir de résultats expérimentaux (voir Fig.7.9-p.116), on peut estimer la durée du piédestal devant l'impulsion laser de la Salle Jaune $100ps < \tau_{ASE} < 400ps$. Celle-ci nous fournit des paramètres de travail différents du cas à ultra-haut contraste (par exemple voir Fig.7.12-p.123) et qui ouvrent des conditions expérimentales inexplorées.

La première partie des activités expérimentales a été concentrée sur l'étude de l'interaction entre des impulsions à intensité moyenne (et une énergie comparable à celle d'un piédestal) et des cibles d'aluminium. Les mesures interférométriques ont permis la reconstruction des premiers instants d'expansion du plasma, alors que celle de réflectométrie en ont mesurées les effets sur la surface arrière. En particulier la loi temporelle de propagation du choc, qui est déduite des simulations, n'est pas complètement confirmée par les observations expérimentales sur les cibles les plus minces. Cela peut indiquer qu'une meilleure connaissance de la structure réelle des cibles minces est envisageable. Dans la deuxième partie de la thèse, une impulsion laser XPW est utilisée pour l'accélération des ions sur des cibles minces. Les paramètres du laser et des cibles sont variés afin de mettre en évidence la dépendance entre l'énergie maximale des protons et la condition expérimentale. En conclusion:

- Une épaisseur optimale est déterminée pour l'accélération des ions dans nos conditions expérimentales.
- Suite à la variation, à énergie constante, de la durée d'impulsion, des comportements différents sont observés avec des cibles épaisses ($15\mu m$) et minces ($1.5\mu m$, $3\mu m$). En particulier, la variation de l'énergie maximale des protons en fonction de la durée de l'impulsion laser présente un optimum pour des cibles épaisses, et décroît de façon monotone pour des cibles minces.

Les résultats expérimentaux mettent en évidence certains points qui ne sont pas complètement compris.

-
- On a observé une différence entre l'échelle temporelle des perturbations induits par choc entre [49] et l'expérience de réflectométrie.
 - L'épaisseur optimale déterminée expérimentalement est située autour de $d = 2\mu m$. La dépendance observée entre l'énergie maximale et l'épaisseur, pour $d < 2\mu m$ est plus faible qu'attendue. Dans l'hypothèse que la diminution d'énergie des protons est due à la perturbation de la surface arrière des cibles plus minces que l'idéal, la faible dépendance observée suggère que d'autres paramètres du piédestal entrent en jeu.
 - La présence d'une durée optimale de l'impulsion pendant l'accélération avec une cible épaisse est controversée. L'hypothèse la plus probable est qu'une impulsion plus longue puisse chauffer de façon plus lente et efficace la surface d'une cible.

Ces résultats suggèrent des effets encore plus fins, qui font, en ce moment, l'objet des campagnes expérimentales à venir.

Les études préparatoires sur la formation du pre-plasma et sur l'échelle temporelle de la propagation du choc motivent l'utilisation d'une impulsion à haut contraste pour l'accélération des protons à deux faisceaux. Dans ce contexte, une impulsion laser, à intensité moyenne, est utilisée pour préparer la surface de la cible à l'interaction avec l'impulsion laser d'ultra-haute intensité. À cause de contraintes techniques, je n'ai pu que réaliser cette expérience dans une configuration préliminaire. Elle a mis en évidence certaines difficultés techniques et n'a pas pu produire un ensemble complet de données expérimentales. Néanmoins l'expérience (voir annexe A) a confirmée l'existence d'une longueur de plasma optimale pour le couplage laser-matière dans le cadre de l'accélération des protons par laser.

