



HAL
open science

Étude du transport des électrons suprathermiques en milieu solide ou comprimé dans le cadre de l'allumeur rapide.

Frédéric Pérez

► **To cite this version:**

Frédéric Pérez. Étude du transport des électrons suprathermiques en milieu solide ou comprimé dans le cadre de l'allumeur rapide.. Physique des plasmas [physics.plasm-ph]. Ecole Polytechnique X, 2010. Français. NNT: . pastel-00556533

HAL Id: pastel-00556533

<https://pastel.hal.science/pastel-00556533>

Submitted on 17 Jan 2011

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

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



THÈSE DE DOCTORAT

présentée à l'École Polytechnique pour obtenir le grade de

DOCTEUR DE L'ÉCOLE POLYTECHNIQUE

Discipline : physique des plasmas

par

Frédéric PÉREZ

Étude du transport des électrons suprathermiques en milieu solide ou comprimé dans le cadre de l'allumeur rapide.

Soutenue le 18 novembre 2010 devant le jury composé de :

M ^{me} Sophie BATON	
M. Laurent GREMILLET	
M. Tom HALL	
M. Michael KEY	Rapporteur
M. Pascal MONOT	
M. Patrick MORA	
M. Vladimir TIKHONCHUK	Rapporteur

Un petit mot pour ceux à qui je voue mes lignes, espérant qu'ils les cultivent et qu'en vantant leur signification, leur esprit s'éveille après quelques boutades. Le premier et plus grand remerciement revient à Sophie Baton, qui dirigea cette thèse avec grande pédagogie et générosité. Ses qualités scientifiques et humaines en ont assuré la progression continue durant ces trois ans, sans accroc ni passage à vide. Diplomate sans égal, elle m'a confié plusieurs projets en partenariat avec des laboratoires étrangers, et ces expériences m'ont grandement apporté, autant personnellement qu'au niveau scientifique et professionnel. Je la remercie enfin pour son infinie disponibilité et gentillesse malgré mes sollicitations constantes. Je salue aussi les membres de sa famille dont j'ai apprécié l'amitié.

J'adresse ensuite un remerciement aux différents membres du jury pour avoir lu attentivement et corrigé le manuscrit avec intérêt et discernement. Leurs remarques et critiques ont grandement pourvu à son amélioration. Une éloge toute particulière est réservée à Laurent Gremillet, qui endossa parfois le rôle de second directeur de thèse, et sut captiver mon intérêt et répondre à mes interrogations sur nombre de sujets théoriques. Ma participation à ses projets de simulation numérique a avantageusement complété ma thèse expérimentale et ses connaissances n'ont cessé de m'impressionner, tant en physique qu'en gastronomie parisienne et musiques en tous genres.

Je tiens également à exprimer ma profonde reconnaissance envers tous les chercheurs du LULI : à son directeur François, notamment pour ses commentaires sur mes présentations orales ; à Michel, voyageur par tous temps avec haltes bucoliques ; à Patrick, notre excellent chef de groupe ; à Serena, qui m'a accompagné durant les quelques enseignements que je dispensais ; à Erik ; à Alessandra, qui remet ses après-ski aujourd'hui ; à l'autre Alessandra ; à Jean-Paul, parti, mais maintenant fier d'avoir ses valises à bord ; à Julien, qui devrait se mettre au boulot sans vergogne ; à Jean-Raph, le pire de tous les peinars ; à Sylvie, etc. Une foule de félicitations et remerciements revient aux membres des équipes laser, technique, et aux secrétaires, ayant tous assuré un fonctionnement efficace des différents projets. Ma pensée va en particulier à ceux que j'ai cotoyé le plus souvent : Marc, qui craint un peu, avec tant de vannes qu'il ouvrirait, Fabien, Laurence, Edouard, Julie, Loïc, et toute la clique.

Les membres d'autres laboratoires ont aussi toute ma gratitude : au CEA, Erik, Matthieu ; au CELIA, João, Benjamin, Fabien, Sébastien, Philippe, Claude ; en Angleterre, Kate, Peter, Robbie, John ; en Italie, Dimitri, Alessio, Luca, Andrea, Mateo ; en Californie, Farhat, Prav, Sugreev, Drew, Tammy, Brad, Sébastien, Sofia, Hal ; en Espagne, Javier, Arnaud et Rafael ; et j'en oublie certainement.

Une pensée émue est dédiée à tous les étudiants, thésards, post-docs et autres sous-fifres avec qui j'ai partagé les couloirs du LULI et ses fauteuils du coin café. Certains sont partis, comme Bérénice (on a cru qu'elle dût ramer pour finir sa thèse, mais c'était comme tous les jours : pas besoin de rame), Perceval, qui, malgré les écueils, a su rester fier debout, Benjamin, Emeric, qui soigne sa technique en préparant la paëlla, Makhlad, Ludovic, Ana, Livia, et Grégoire. D'autres ont toujours été là, comme Sébastien, dans les choux pour son manuscrit mais encore pire une raquette à la main, et Tommaso. Il y a enfin le nouveaux arrivants, comme Floriane, toujours prête à courir juste pour aligner quelques mirettes, Motoaki, Hans-Peter (mais l'Allemagne abuse un peu de champignons !), Anna, Bruno, qui ne connaît pas de limites (est-il en fait un vrai cœur ?), Maxence, Vincent, Anne-claire, Alexandra, etc. Et à tous ceux qui voudraient bien avoir leur nom ici, un grand merci !

Finalement, la plus grande contribution à cette thèse est peut-être le soutien constant de toute ma famille, sans lequel j'aurais probablement perdu la raison pendant l'écriture du mémoire ! Je leur exprime toute ma reconnaissance pour leur présence essentielle. Un grand merci est réservé à Laura, qui a transformé ces douloureux mois de rédaction en période captivante.

Table des matières

Table des matières	3
1 Introduction	7
1.1 Fusion inertielle et allumage rapide	8
1.2 Lasers intenses	11
1.3 État des connaissances	11
1.4 Objectifs et plan de la thèse	15
2 Modélisation de l'interaction laser ps-plasma	17
2.1 Lasers intenses	17
2.1.1 Impulsions ultra-courtes	17
2.1.2 Focalisation	18
2.1.3 Contraste	19
2.1.4 Etat de la cible avant l'impulsion courte	20
2.2 Accélération des électrons	21
2.2.1 Mécanismes collisionnels ou à faible éclaircissement	21
2.2.2 Mécanismes collectifs linéaires	22
2.2.3 Mécanismes collectifs non-linéaires	23
2.2.4 Bilan des mécanismes d'accélération d'électrons	24
2.3 Transport collisionnel des électrons dans la matière	25
2.3.1 Diffusion angulaire	25
2.3.2 Pouvoir d'arrêt collisionnel	27
2.3.3 Pouvoir d'arrêt radiatif	31
2.3.4 Bilan des effets collisionnels	32
2.4 Transport collectif des électrons dans la matière	33
2.4.1 Courant de retour	33
2.4.2 Champs induits	34
2.4.3 Pouvoir d'arrêt et chauffage collectifs	35
2.4.4 Recirculation	36
2.4.5 Instabilités	37
2.4.6 Bilan des effets collectifs	38

3	Simulation de l'interaction laser ps-plasma	39
3.1	Simulations sans électrons	39
3.1.1	Hydrodynamique	39
3.1.2	Équations d'état	40
3.1.3	Couplage avec le laser	40
3.1.4	Fonctionnement, résultats et limites.	41
3.2	Simulations avec électrons explicitement définis	42
3.2.1	Méthode Monte-Carlo	42
3.2.2	Méthode hybride	44
3.2.3	Limites	46
3.3	Simulations avec électrons implicitement obtenus	46
3.3.1	Calcul des champs et des particules	46
3.3.2	Ordre d'interpolation	47
3.3.3	Collisions	48
3.3.4	Limites	53
3.4	Bilan des simulations laser-plasma	53
4	Diagnostics X pour la détection des électrons rapides	55
4.1	Rayonnements mesurables	56
4.1.1	Émission K_α	56
4.1.2	Émission K_β	60
4.1.3	Bremsstrahlung	60
4.1.4	Bilan des rayonnements mesurables	61
4.2	Cristaux de Bragg	61
4.3	Spectroscopie K_α	62
4.3.1	Spectromètre plan	62
4.3.2	Spectromètre cylindrique	64
4.3.3	Spectromètre tronconique	66
4.3.4	Spectromètre sphérique	68
4.3.5	Imperfections du cristal	71
4.3.6	Conclusion sur la spectroscopie K_α	71
4.4	Imagerie K_α	72
4.4.1	Géométrie	72
4.4.2	Précautions de mise en place	73
4.4.3	Zone utile et précision d'alignement	74
4.4.4	Résolution spatiale	74
4.4.5	Résolution spectrale et effet de la température du plasma	75
4.4.6	Conclusion sur l'imagerie K_α	76
4.5	Spectroscopie de rayons X durs	76
4.5.1	Spectromètre par transmission	77
4.5.2	Cannons	80
5	Chauffage isochore de cibles de taille réduite	83
5.1	Description de l'expérience	83
5.1.1	Installation laser	84

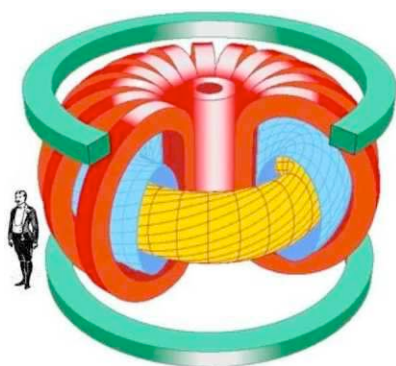
5.1.2	Cibles	85
5.1.3	Diagnostics	85
5.2	Spectroscopie X et mesure de température	86
5.2.1	Raies de l'aluminium	86
5.2.2	Raies du cuivre	89
5.2.3	Interprétation	93
5.3	Imagerie X	94
5.3.1	Images de la face arrière	94
5.3.2	Images de profil	95
5.4	Comparaison aux simulations PIC	96
5.4.1	Description des simulations	96
5.4.2	Température simulée	97
5.4.3	Électrons rapides simulés	98
5.5	Conclusion sur le chauffage isochores	99
6	Mesure de la divergence du faisceau d'électrons	103
6.1	Description de l'expérience	103
6.1.1	Installation laser	103
6.1.2	Cibles	104
6.1.3	Diagnostics	105
6.2	Résultats et analyse	105
6.2.1	Présentation des résultats	105
6.2.2	Risques de la méthode habituelle	107
6.2.3	Méthode alternative pour l'analyse des données	109
6.2.4	Bilan des mesures	111
6.3	Comparaison aux simulations	111
6.3.1	Spectre des électrons	112
6.3.2	Le code Calder-MC	112
6.3.3	Rôle de la température	113
6.3.4	Rôle de la densité électronique	115
6.3.5	Rôle du préplasma	116
6.3.6	Effet de la recirculation	117
6.3.7	Contribution des électrons les moins rapides	117
6.3.8	Rôle de la divergence initiale	118
6.4	Bilan	119
6.5	Note sur la divergence à 2ω	120
7	Transport dans la matière comprimée	123
7.1	Description de l'expérience	124
7.1.1	Installation laser	124
7.1.2	Première phase : compression	125
7.1.3	Deuxième phase : transport électronique	126
7.2	Première phase : compression	127
7.2.1	Simulations hydrodynamiques	127
7.2.2	Radiographie par protons	130

7.2.3	Radiographie X	132
7.2.4	Spectroscopie d'absorption	134
7.2.5	Bilan de la première phase	136
7.3	Deuxième phase : transport électronique	136
7.3.1	Spectrométrie K_α	137
7.3.2	Imagerie K_α	138
7.3.3	Température des électrons chauds	140
7.4	Comparaison aux simulations	141
7.4.1	Le code PIC	141
7.4.2	Le code hybride	143
7.4.3	Importance du champ magnétique	144
7.4.4	Collimation du faisceau	145
7.4.5	Baisse du signal Cu- K_α	148
7.5	Bilan	150
8	Conclusions et perspectives	153
	Annexes	157
A	Théorie de Nanbu - version relativiste	157
B	Théorie de Nanbu - modification aux basses températures	161
C	Théorie de Nanbu - modification du logarithme coulombien	163
D	Jusqu'à quelle profondeur peut-on détecter les électrons ?	164
E	Radiographie X - Calcul de la résolution théorique	167
	Bibliographie	169

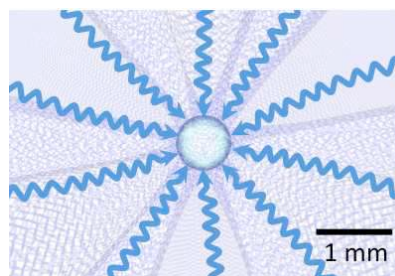
La fusion thermonucléaire contrôlée est internationalement étudiée depuis plus de 50 ans maintenant. Ses avantages sont aujourd'hui au cœur des problématiques environnementales et elle pourrait devenir une source d'énergie alternative sans risque, plus propre et plus abondante que les techniques actuelles. Le combustible est un mélange de deutérium et de tritium. S'il est porté à une température et une densité données pendant un temps suffisant, il subit des réactions de fusion nucléaire, assurant une production d'énergie conséquente.

D'une façon générale, deux approches pour confiner le combustible ont été proposées. D'abord, un champ magnétique pourrait parvenir à conserver le combustible chaud et peu dense pendant plusieurs minutes. Ce confinement *magnétique*, illustré sur la figure 1.1 est historiquement le premier proposé et le plus avancé à l'heure actuelle, à l'image du projet ITER en construction. D'un autre côté, depuis l'invention du laser dans les années 1960, une forte compression du combustible à l'aide d'un grand nombre d'impulsions laser a été envisagée. Une capsule millimétrique y est comprimée avec du rayonnement (laser ou X) pendant quelques nanosecondes (figure 1.1). Ce confinement *inertiel* est radicalement différent du premier, notamment par cet aspect impulsif. Il faut, pour cette approche, placer le combustible dans une capsule sphérique qui sera détruite après chaque tir. C'est en répétant ce processus toutes les secondes que la production d'énergie sera possible.

Le confinement magnétique ne sera pas abordé ici, précisons plutôt quelques aspects du confinement inertiel. Cette méthode connaît deux variantes majeures schématisées sur la figure 1.2. La

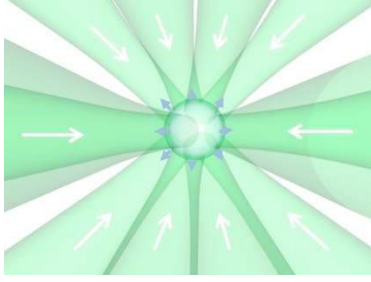


Confinement magnétique. Le plasma est contraint dans un volume torique.



Confinement inertiel. La capsule de combustible est comprimée par un rayonnement laser ou X.

Figure 1.1: Différentes approches pour la fusion contrôlée.



Confinement inertiel direct. Les lasers sont directement focalisés sur la caspule.



Confinement inertiel indirect. Les rayons X créés dans la cavité compriment la caspule qu'elle contient.

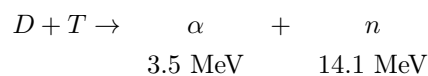
Figure 1.2: Différentes approches pour la fusion inertielle.

première consiste à focaliser plusieurs dizaines, voire centaines de lasers directement sur la capsule de combustible avec la meilleure symétrie sphérique possible. On parle d'*attaque directe*. La seconde, l'*attaque indirecte*, consiste à focaliser d'abord les lasers sur l'intérieur d'une cavité cylindrique. Le rayonnement X émis par cette cavité chaude est alors capable de comprimer et chauffer la capsule de combustible située à l'intérieur.

1.1 Fusion inertielle et allumage rapide

La recherche expérimentale sur la fusion thermonucléaire était réservée au confinement magnétique durant les années 1950, jusqu'à l'invention du laser qui entraîna l'idée du confinement inertiel au début des années 1960. Les expériences en confinement inertiel ne commencèrent qu'à la fin des années 1960, en France, aux USA et en URSS [Colin1968, Basov1968, Nuckolls1973], suite aux rapides améliorations des techniques laser pour obtenir les quelques joules nécessaires à la production de neutrons. La décennie suivante, notamment à travers les lasers Janus et Shiva au LLNL (Lawrence Livermore National Laboratory), a permis la démonstration d'une plus grande production de neutrons lors de la compression de combustible fusible [Johnson1984]. La forte progression de l'énergie des lasers (de 0.1 à 10 kJ) ne fournissait pourtant pas les gains d'énergie escomptés. Les expériences, malgré cette déception et les budgets décroissants durant les années 1980, continuèrent, notamment autour des lasers Phébus et Nova (10 à 100 kJ). Ainsi les techniques et découvertes, jusqu'au début des années 1990, permirent la préparation des nouveaux lasers, comme le National Ignition Facility (NIF) aux USA ou le Laser MégaJoule (LMJ) en France, ayant pour but principal l'*ignition*, c'est-à-dire le point crucial où les réactions thermonucléaires sont capables d'assurer elles-mêmes la combustion.

Revenons à la fusion en général pour comparer les différentes approches inertielles proposées. Le mélange de deutérium et de tritium constituant le combustible réagit selon



sous peine de le chauffer suffisamment à forte densité n et pendant un temps τ adéquat pour franchir la barrière de potentiel coulombien. Les conditions à remplir peuvent être simplement estimées à

partir du taux de production d'énergie de fusion. Il s'écrit

$$\dot{E} \propto n \bar{\sigma v} \times 17.6 \text{ MeV}$$

où $\bar{\sigma v}$ est la section efficace de fusion moyennée sur l'ensemble des ions [Brueckner1974]. On en déduit, grâce aux valeurs numériques adéquates, le critère de Lawson [Lawson1957]

$$n \tau > 10^{14} \text{ cm}^{-3} \cdot \text{s}$$

déterminant les conditions nécessaires pour que l'énergie de fusion récupérée soit au moins égale à celle injectée dans le plasma (*breakeven*). Pour ce calcul simpliste, la température est supposée avoir atteint 10 keV, une valeur raisonnable pour éviter des pertes radiatives trop importantes.

Dans le cas de la fusion inertielle on s'aperçoit que pour un confinement de quelques centaines de picosecondes, le critère de Lawson requiert une compression de plusieurs centaines de fois la densité de matériaux solides. Pour parvenir à de telles conditions, l'énergie des lasers semble devoir atteindre environ un mégajoule.

À l'heure actuelle, une grande attention est portée sur les progrès de ces grandes installations laser, pour l'instant définies selon une attaque indirecte du combustible (figure 1.2 à droite). Cette configuration consiste à générer des rayons X à l'intérieur de la cavité, qui compriment et chauffent ensuite la capsule remplie de combustible. Elle a pour principal avantage une meilleure uniformité de compression, mais est victime de sérieux problèmes en termes de complexité de la cible et de conversion de l'énergie laser en rayons X. En parallèle, le schéma d'attaque directe (figure 1.2 à gauche), où les photons laser interagissent directement avec la capsule de combustible, requiert une très grande uniformité de l'éclairement laser, malheureusement perturbée par les différentes instabilités hydrodynamiques.

Dans ces deux cas, la surface de la capsule est ablatée, et par effet fusée, l'inertie du plasma en implosion assure son confinement pendant un temps caractéristique τ d'une centaine de picosecondes. Le critère de Lawson, extrapolé à une production suffisante d'énergie et tenant compte de la masse utile de combustible, s'écrit alors $\rho R \sim 3 \text{ g} \cdot \text{cm}^{-2}$ [Atzeni2004] où R est le rayon caractéristique du plasma implosé. Cela correspond à une densité typique de l'ordre de 300 g/cm^3 . Malheureusement, on se rend compte que ces conditions exigent une énergie laser de plusieurs dizaines de mégajoules, impliquant un gain dérisoire. En effet, la forte température accentue la tendance vers l'explosion, ainsi que certaines instabilités. Pour s'affranchir de ces contraintes rédibitoires, la notion de *point chaud* fut invoquée. Si l'on parvient à chauffer non pas un grand volume, mais une zone réduite, il est beaucoup plus simple d'atteindre l'allumage. Porté à une température suffisante, le point chaud pourra assurer la propagation de la combustion sur le reste du plasma moins chaud. On montre alors qu'une valeur de $\rho R \sim 0.3 \text{ g} \cdot \text{cm}^{-2}$ est acceptable pour la production d'énergie.

Pour obtenir ce point chaud, l'idée maîtresse est d'injecter une source d'énergie focalisée ultra-brève au moment où la compression est maximale. Le plus souvent, cela implique que le chauffage du combustible soit réalisé séparément de la compression.

La source d'énergie pourrait être des protons, des ions, ou même un choc convergent d'après les développements récents. Mais le travail de cette thèse s'inscrit dans la lignée du premier schéma proposé, l'*allumage rapide*, où des électrons créés par laser sont utilisés [Tabak1994]. Ce point chaud doit être généré sur une durée courte afin d'éviter toute perturbation de la compression (d'où le nom d'allumage rapide). En pratique, les lasers d'une durée de quelques picosecondes sont les meilleurs candidats pour cette approche, car cette durée correspond au temps de confinement du point chaud.

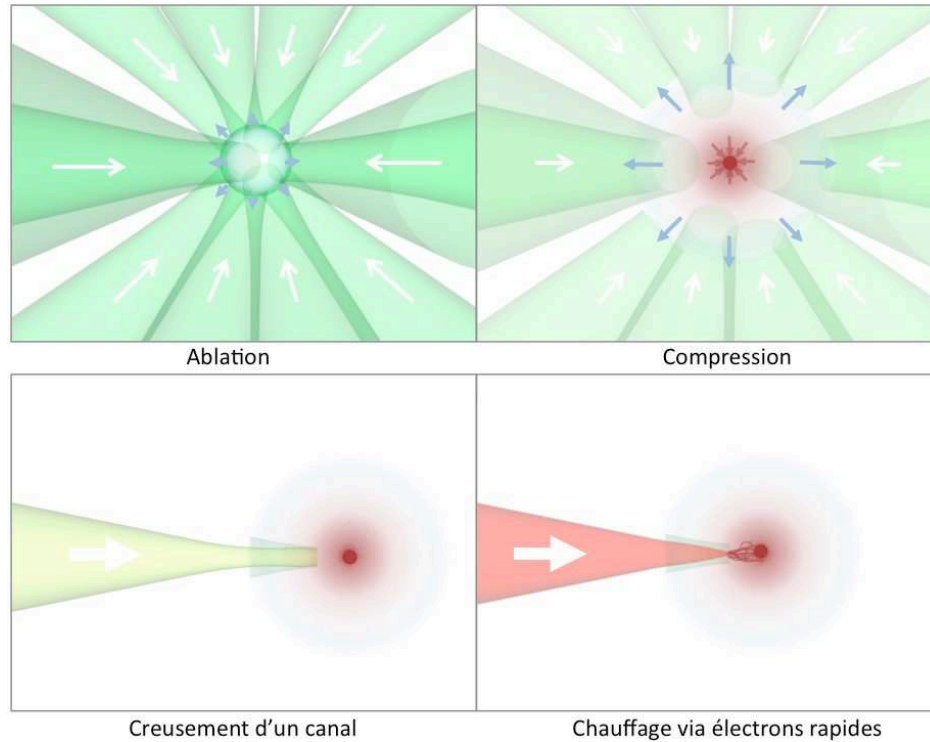


Figure 1.3: Les étapes successives de l'allumage rapide.

Dans une configuration d'attaque directe, l'allumage rapide, permettant la création du point chaud via des électrons rapides, se déroule selon les étapes suivantes, résumées sur la figure 1.3.

- ▷ Dans un premier temps, un ensemble de lasers nanoseconde focalisés sur la capsule chauffent sa partie externe provoquant son expansion.
- ▷ Cette ablation implique, par réaction opposée, que le cœur de la capsule subisse une violente implosion le comprimant pendant quelques centaines de picosecondes.
- ▷ Le combustible dense ainsi produit doit être chauffé jusqu'à l'ignition par des électrons chauds. Toutefois, atteindre la partie la plus comprimée relève du défi scientifique, car il est particulièrement difficile de s'affranchir du plasma environnant. Une solution possible serait de creuser la partie externe à l'aide d'une impulsion laser suffisamment courte (une centaine de picosecondes) qui ne compromette pas la qualité de l'implosion.

Ceci fait, un autre laser court (< 20 picosecondes) focalisé à l'intérieur de ce "canal", au plus près du cœur comprimé, assurerait la génération d'un faisceau d'électrons rapides, suffisamment pénétrants pour porter un point chaud à l'ignition et démarrer la combustion.

Des simulations [Atzeni2004] indiquent une énergie de 10 à 20 kJ dans des électrons de l'ordre du MeV, pendant moins de 20 ps et sur une zone de $30 \mu\text{m}$ pour assurer un chauffage convenable.

Outre le gain d'énergie décuplé pour un investissement laser moindre grâce à l'allumage rapide, notons d'autres avantages : une meilleure tolérance aux instabilités hydrodynamiques, donc à la qualité de la cible et des lasers, et des cibles plus simples qu'en attaque indirecte. De nombreux obstacles restent néanmoins insurmontés à ce jour, à l'image de l'insuffisante qualité du faisceau d'électrons produit, en termes de divergence, de vitesse et de quantité d'énergie. La formation d'un canal de guidage pour le faisceau de chauffage est également incertaine, malgré de récentes avancées [Krushelnick1997, Mackinnon1999, Robinson2008]. Ainsi, ce schéma fait constamment l'objet de ten-

tatives d'améliorations en vue de sa réalisation et il est essentiel de dépendre au moins l'une d'entre elles, aspirant à remplacer le creusement du canal dans le plasma en expansion. L'emploi d'un cône creux inséré dans la capsule avec son sommet placé au centre de l'implosion, permettrait au laser de chauffage d'arriver sans encombre au plus près du cœur dense. Ce cône implique cependant une implosion dégradée et une difficulté importante dans la réalisation et l'alignement des cibles. Malgré cela, il reste le choix privilégié par de nombreuses équipes de recherche et sera abordé au cours de cette thèse.

1.2 Lasers intenses

La présente thèse est articulée autour de la dernière étape de l'allumage rapide : la génération et le transport des électrons rapides vers la zone comprimée du combustible. L'impulsion laser requise pour produire un tel faisceau d'électrons est courte (picoseconde), énergétique (kilojoules), et intense ($\gtrsim 10^{20} \text{ W} \cdot \text{cm}^{-2}$). La durée des impulsions laser, depuis la mise en place du blocage de modes [DeMaria1967], atteignait déjà le régime picoseconde. Mais les quelques millijoules disponibles risquaient d'endommager les optiques et le milieu amplificateur. Afin de dépasser l'éclairement caractéristique de $10^{15} \text{ W} \cdot \text{cm}^{-2}$ et d'étudier les différents phénomènes relativistes en découlant, il fallait contourner cet obstacle par une modification conséquente des impulsions laser. L'idée de l'allumage rapide prend en fait sa source dans l'invention de l'amplification par dérive de fréquence [Strickland1985], dénommée CPA et décrite dans la section 2.1. Cette méthode pourvoit maintenant des impulsions dont la puissance crête dépasse le pétawatt, et, via une focalisation de bonne qualité, l'éclairement atteint $10^{21} \text{ W} \cdot \text{cm}^{-2}$ sur certaines installations. De telles intensités seront à même de générer un faisceau d'électrons suffisamment énergétiques pour enclencher le processus de l'allumage rapide.

Parallèlement, les lasers pompés par diodes progressent petit à petit vers le taux de répétition élevé requis pour la fusion inertielle. Il semble donc que la technologie laser puisse être adaptée aux différentes contraintes de la fusion dans quelques décennies.

1.3 État des connaissances

Les électrons rapides créés lors de l'interaction d'un laser ultra-bref avec une cible solide ont été largement étudiés, autant dans le domaine théorique qu'expérimental. Leur modélisation sera reprise dans le chapitre 2. Résumons plutôt les points expérimentaux acquis depuis l'apparition des lasers à intensité relativiste ($> 10^{18} \text{ W} \cdot \text{cm}^{-2}$).

Conversion vers les électrons

Depuis les premières mesures du chauffage de la matière via des électrons accélérés par des lasers courts [Hares1979], avec des intensités de plus en plus importantes [Kieffer1989, Riley1992], les diagnostics X ont permis des mesures indirectes de la conversion de l'énergie laser en énergie cinétique des électrons chauds. En utilisant le bremsstrahlung, émission X caractéristique de la présence d'électrons rapides, Hatchett *et al.* [Hatchett2000] concluaient à une conversion de 40% à $3 \times 10^{20} \text{ W} \cdot \text{cm}^{-2}$ via une simulation du transport et de l'émission X. Plus précisément, un spectre théorique des électrons est inclus dans un code numérique capable de simuler le transport des électrons dans la matière.

L'émission de bremsstrahlung γ est également simulée au cours du temps, et les valeurs obtenues sont comparées à l'expérience. À un éclairage plus faible de $3 \times 10^{19} \text{ W} \cdot \text{cm}^{-2}$, une autre expérience [Wharton1998] utilisait déjà ce type de raisonnement sur un autre type d'émission (nommée K_α). Cela menait à une conversion moins élevée de l'ordre de 25%. Plus récemment, Theobald *et al.* [Theobald2006] obtiennent une conversion de 10% indépendante de l'éclairage, en irradiant une feuille mince de cuivre avec un laser entre 10^{19} et $10^{21} \text{ W} \cdot \text{cm}^{-2}$, et en observant à nouveau le niveau de signal provenant du même type de radiation K_α . Cette différence notable pourrait, selon les auteurs, provenir des conditions expérimentales différentes (préplasma, taille de la cible), mais aussi de la précision des mesures et des modèles théoriques simplistes utilisés auparavant. Par exemple, les précédentes études n'incluaient pas un phénomène important, dénommé recirculation (voir section 2.4.4), augmentant artificiellement le taux de conversion. C'est pourquoi, l'étude de Theobald *et al.* est certainement plus crédible, car cet effet est pris en compte. D'un autre côté, afin d'expliquer cette relativement faible conversion, Myatt *et al.* [Myatt2007] invoquent la possible accélération accrue d'ions en face arrière ou bien la présence de champs surfaciques intenses empêchant les électrons de pénétrer dans la partie dense, deux mécanismes en accord avec la nette hausse de l'absorption totale du laser observée par ailleurs [Ping2008]. Une étude récente [Nilson2008, Chen2009] montre, à l'aide d'un instrument mieux maîtrisé, basé sur l'étude du rayonnement de bremsstrahlung, une conversion meilleure ($30 \pm 10\%$). Elle précise que les électrons contenus dans la gamme d'énergie la plus favorable à l'allumage rapide (1 à 3 MeV) contiennent environ le tiers de cette énergie, donnant une conversion de $8 \pm 3\%$. Cette valeur semble être constante au-delà d'une intensité de $10^{19} \text{ W} \cdot \text{cm}^{-2}$.

Finalement, une incertitude importante existe sur la conversion d'énergie en électrons rapides, notamment à cause de la difficulté à interpréter les rares résultats expérimentaux adaptés. Parmi les nombreuses considérations de Davies [Davies2009], on notera que beaucoup de paramètres devraient être pris en compte, comme la longueur du préplasma, la durée de l'impulsion, la taille de la tache focale et l'angle d'incidence. Ajoutons que la majorité des mesures sont faites avec des cibles non-comprimées et froides. Pour se rapprocher des conditions de l'allumage rapide, des mesures dans des plasmas pré-comprimés sont indispensables. La conversion en électrons, dépendant fortement de l'état de surface de la cible, y sera certainement différente.

Énergie moyenne des électrons

Il est relativement aisé de mesurer le spectre des électrons s'étant échappés de la cible, en plaçant un spectromètre de masse plusieurs mètres plus loin. Ces électrons ne sont malheureusement pas représentatifs de la population électronique présente à l'intérieur de la cible car l'essentiel d'entre eux ne parviennent pas à s'échapper. En effet, un champ électrostatique apparaît et tend naturellement à les rappeler vers la cible (voir section 2.4.4). Seuls les électrons les plus rapides (quelques MeV au moins) parviennent à s'échapper. Pour mesurer la distribution en énergie des électrons générés dans la cible dense, il faut mesurer le rayonnement qu'ils induisent en traversant la matière. Par exemple, en mesurant le spectre du bremsstrahlung à différentes intensités $I\lambda^2$, Beg *et al.* [Beg1997] remontent empiriquement à une distribution supposée maxwellienne de température

$$T_{hot}[keV] = 215 \times (I_{18}\lambda_\mu^2)^{1/3} \quad (1.1)$$

où I_{18} est l'éclairage en unités $10^{18} \text{ W} \cdot \text{cm}^{-2}$ et λ_μ la longueur d'onde en microns. Leurs mesures consistent à détecter les photons de bremsstrahlung émis lorsqu'un électron rapide est dévié. Le système de détection (voir section 4.5.2) permet d'obtenir une idée du spectre de ce bremsstrahlung.

Comme ce spectre est relié au spectre électronique, il est possible de remonter à ce dernier. Pour cela, une simulation du transport des électrons en même temps qu’une estimation de l’émission de bremsstrahlung sont nécessaires à l’aide d’un code numérique, et comparées aux résultats expérimentaux. La source d’électrons est injectée dans ce code selon une distribution maxwellienne et la température caractéristique T_{hot} est modifiée jusqu’à obtenir un bon accord avec l’expérience. Au final, pour chaque intensité laser, on aboutit à une mesure de T_{hot} .

La loi de Beg (équation (1.1)) diffère sensiblement de la loi “pondéromotrice” de Wilks *et al.* [Wilks1992]

$$T_{hot}[keV] = 511 \times \left(\sqrt{1 + \frac{I_{18}\lambda_{\mu}^2}{1.37}} - 1 \right),$$

mais bénéficie d’un appui théorique depuis peu [Haines2009]. Chen *et al.* [Chen2009] ont récemment obtenu des résultats expérimentaux en faveur de la loi de Beg.

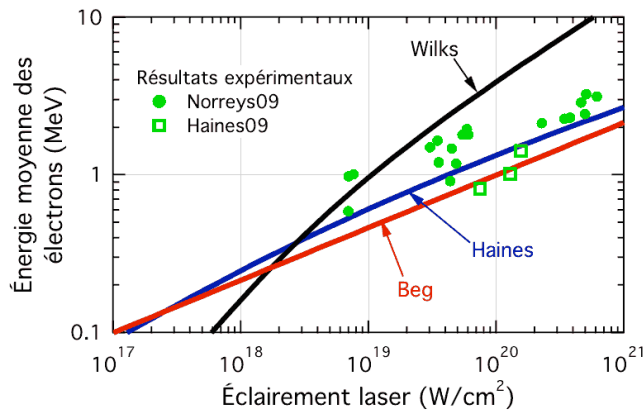


Figure 1.4: Comparaison des différentes lois théoriques ou empiriques, donnant l’énergie moyenne des électrons en fonction de l’éclairement laser, avec quelques résultats expérimentaux [Norreys2009, Haines2009].

Une comparaison des différentes lois est donnée sur la figure 1.4. Quelques mesures expérimentales confirment une tendance vers la loi de Beg (ou de Haines). Émettons une petite critique sur ce type de mesures. Elles sont basées sur l’étude du spectre du rayonnement de bremsstrahlung, en comparant le spectre expérimental avec le spectre généré numériquement. Il s’avère que les spectres expérimentaux sont très peu sensibles à la présence d’électrons dont l’énergie est supérieure à 5 MeV typiquement. La plus grande sensibilité au spectre électronique se trouve dans le domaine de 300 keV à 2 MeV. La partie haute-énergie de la distribution électronique est donc assez mal connue, ce qui fausse la mesure de cette “énergie moyenne”. De nombreuses simulations (voir plus loin la figure 7.17) prévoient d’ailleurs une contribution notable des électrons de haute énergie, qui ne serait pas accessible expérimentalement. Par conséquent, une incertitude importante règne actuellement sur ces spectres d’électrons. Notons que d’autres méthodes, comme la détection des électrons étant parvenus à sortir de la cible, donnent quelques idées sur la partie haute-énergie de ces spectres. Cependant, l’analyse de telles mesures est fort complexe et aucune conclusion claire n’est apparue à ce jour [Cottrill2010].

Distribution angulaire

Selon les mesures de la direction d’émission de bremsstrahlung par les électrons rapides [Santala2000], le faisceau d’électrons est accéléré selon la normale à la cible pour un préplasma réduit (longueur de gradient de l’ordre du micron) et selon l’axe du laser pour un préplasma plus étendu. Les mécanismes

sous-jacents diffèrent donc dans ces deux cas (cf. section 2.2). Cette distinction n'est plus clairement observée pour des préplasmas de plusieurs dizaines de microns, car trop de phénomènes modifient le faisceau électronique avant qu'il ne parvienne dans la partie dense de la cible (instabilités, champs magnétiques, etc.).

Nous verrons aussi, dans le chapitre 5, que ce préplasma souvent présent au niveau de l'interaction laser-cible détériore grandement la collimation des électrons. Cette étude a montré qu'il est une des origines principales de leur divergence.

La méthode répandue des cibles multicouches, contenant un matériau fluorescent à une certaine profondeur, mène traditionnellement à une estimation de la divergence du faisceau d'électrons grâce à une imagerie 2D (cf. chapitre 6). Il s'agit simplement de placer une couche d'un matériau "traceur" à l'intérieur de la cible afin de connaître la taille du faisceau électronique en cet endroit. En déplaçant la position de ce traceur d'un essai à l'autre, on en déduit la forme globale de ce faisceau. Plusieurs résultats [Stephens2004, Lancaster2007, Baton2007] ont obtenu un angle total de $40 \pm 15^\circ$, en supposant une forme conique du faisceau électronique. Mais comme chaque valeur requiert plusieurs tirs, aucune étude systématique n'a pu examiner les effets des paramètres laser. Une compilation des résultats [Green2008] indique une moins bonne divergence à haut éclairement laser, en accord avec des simulations PIC, mais les différences en termes de préplasma et conditions laser sont peu prises en compte. La divergence des électrons reste donc largement inconnue.

Notons que le chapitre 6 constitue une critique de ces méthodes de mesure de la divergence. Il montre que les valeurs publiées précédemment sont peu crédibles à cause de l'analyse simpliste des données expérimentales. Son intérêt principal est alors de proposer une nouvelle approche de cette analyse, ainsi qu'un nouveau modèle de cibles, plus adaptées à la mesure de la divergence.

Chauffage du plasma

Les différents paramètres listés ci-dessus correspondent aux caractéristiques propres au faisceau d'électrons. Il est tout aussi important de connaître leur effet sur le plasma, par exemple sur la température atteinte. La spectroscopie X a fourni très tôt des valeurs optimistes de cette température de plusieurs centaines d'eV pour 20 J d'énergie laser [Koch1998]. Un peu plus raisonnablement, d'autres mesures donnent 500 eV pour 300 J d'énergie laser [Evans2005], mais ici aussi, l'étude des raies de l'aluminium, peu énergétiques, pourrait être critiquée. En effet, la proximité en énergie de la population d'électrons thermiques est une possible source d'erreur. En guise d'autre explication, Nishimura *et al.* [Nishimura2005] montrent qu'une telle valeur de 500 eV est possible pour le plasma proche de la zone d'interaction, mais que dans le solide même, une température de 100 eV est atteinte avec 130 J d'énergie laser (les cibles de taille réduite, par le plus faible volume à chauffer, parviennent maintenant à la même température pour une énergie laser de moins de 10 J [Neumayer2009, Nilson2009]). Comme nous le verrons dans le chapitre 5, le rôle du préplasma est fondamental pour comprendre comment les électrons parviennent à chauffer une cible dense [Perez2010a]. En effet, en supprimant ce préplasma, nous sommes parvenus à augmenter significativement la température atteinte : 200 eV pour seulement 5 J d'énergie laser.

Champs magnétiques auto-générés

Nous verrons dans la section 2.4.2 que le fort courant transporté par les électrons rapides peut induire de forts champs magnétiques, susceptibles de modifier notablement leurs trajectoires, et pouvant même les collimater [Davies2003]. Très peu d'expériences ont abouti à une preuve de leur existence

dans un cadre pertinent pour l'allumage rapide. À notre connaissance, seules deux études sont parvenues à des conclusions satisfaisantes. Elles concernent toutes deux la collimation des électrons dans une cible solide (structurée afin d'ajuster la formation des champs magnétiques) de symétrie plane [Kar2009] ou cylindrique [Ramakrishna2010]. Des gradients de résistivité électrique sont imposés par la présence de matériaux différents. Ce sont ces gradients qui assurent la croissance des champs et ainsi la collimation des électrons.

Le chapitre 7 détaille la première expérience parvenue à démontrer l'efficacité de ces champs magnétiques dans une cible comprimée par lasers. Cette nouveauté est très pertinente pour la compréhension de l'allumeur rapide. En effet, le faisceau d'électrons se propage dans les deux cas dans de la matière comprimée, présentant des gradients de densité, de température (et donc de résistivité). Nous verrons que les électrons sont fortement influencés par la structure de la compression de la cible (ici comprimée de façon cylindrique).

1.4 Objectifs et plan de la thèse

Les besoins en données expérimentales portant sur la faisabilité de l'allumage rapide sont toujours autant marqués. En effet, même après plus d'une décennie d'études, la compréhension du transport électronique est toujours incomplète. La continuelle évolution de l'énergie des lasers picoseconde vers la valeur supposément requise de 100 kJ change progressivement le comportement du faisceau d'électrons, tant au niveau de l'énergie cinétique des électrons rapides que de leur divergence. L'influence du préplasma, depuis sa prise en considération, mène également à repenser une partie des modèles utilisés. L'amélioration continue des instruments de mesure est aussi un paramètre clé pour approfondir les connaissances et la précision des mesures. Mais le principal obstacle restant est finalement l'étude des électrons dans un milieu similaire à du combustible implosé, c'est-à-dire à des densités et températures beaucoup plus élevées que lors des expériences passées. Cette dernière étape est encore difficilement accessible, car peu d'installations laser adaptées sont disponibles pour l'instant, mais il est indispensable de se diriger petit à petit vers l'utilisation d'un plasma plus dense et chaud pour plus de pertinence.

La présente thèse a comme objectif l'approfondissement des connaissances expérimentales sur la propagation d'un faisceau d'électrons rapides créés par laser, et plus particulièrement dans un milieu pré-comprimé, à l'image des conditions de l'allumage rapide. Plusieurs expériences sont détaillées après une récapitulation des acquis théoriques et des moyens numériques existants.

- ▷ Le second chapitre passe en revue les principaux éléments théoriques nécessaires pour aborder le transport électronique. Sont décrits les mécanismes d'accélération par le laser, puis les phénomènes collectifs et collisionnels subis par les électrons.
- ▷ Le troisième chapitre récapitule les principaux types de codes procurant une approche numérique au transport des électrons rapides. Nous verrons d'abord succinctement l'utilité des codes hydrodynamiques pour connaître l'état du plasma avant l'accélération des électrons, puis celle des méthodes Monte-Carlo et hybrides dans lesquelles la source d'électrons est explicitement injectée. Enfin nous décrirons les codes *Particule-In-Cell* (PIC), plus complets dans la quantité de phénomènes simulés.
- ▷ Le quatrième chapitre détaille les principaux instruments de mesure utilisés lors des campagnes expérimentales. Il s'agit exclusivement de diagnostics détectant le rayonnement X. Les différents spectromètres et imageurs sont décortiqués pour comprendre leur géométrie, résolution, etc.

Une attention supplémentaire est portée à la production de rayonnement X, indispensable aux instruments de mesure utilisés.

Après ces différents pré-requis théoriques, les résultats expérimentaux sont présentés et expliqués. Chaque chapitre concerne une facette différente de la génération et du transport des électrons rapides.

- ▷ Une première expérience est décrite dans le cinquième chapitre. Son objectif est double : il s'agit principalement de l'étude du chauffage par les électrons rapides, donc de leur dépôt d'énergie dans la matière solide, mais aussi de l'influence primordiale du préplasma sur cet effet. Un solide complément est assuré par des simulations PIC.
- ▷ Le sixième chapitre introduit la mesure des caractéristiques du transport électronique dans la matière solide dans une autre expérience prenant en compte la propagation des électrons sur de longues distances. Des cibles innovantes procurent une meilleure compréhension de la divergence des électrons rapides.
- ▷ Le septième chapitre porte sur l'expérience centrale de la thèse. Il s'agit de l'une des premières expériences sur le transport électronique dans de la matière précomprimée ; ses nombreux enseignements sont exposés et approfondis à l'aide d'un code numérique hybride.
- ▷ Pour conclure ce travail, nous résumons ses apports et les perspectives qu'il entraîne dans le dernier chapitre.

Les différentes expériences sont abordées ni dans l'ordre chronologique, ni dans l'ordre de complexité expérimentale. Nous avons jugé plus approprié de les présenter par complexité croissante des phénomènes physiques et donc par la difficulté qu'elles posent pour les simuler numériquement. En effet, la première met en jeu des cibles suffisamment petites pour être entièrement traitées par un code PIC. La seconde emploie des cibles plus larges mais uniformes. Les cibles de la dernière expérience présentée sont en plus pré-comprimées.

Modélisation de l'interaction laser ps-plasma

“On n'est ni trop scrupuleux, ni trop sincère, ni trop soumis à la nature ; mais on est plus ou moins maître de son modèle.”

Paul Cézanne (Lettre à Emile Bernard).

Le point clé de l'allumage rapide réside dans la génération d'un faisceau d'électrons relativistes par un laser court (ps) afin de chauffer le plasma à des températures de plusieurs keV. Le transport de ce faisceau d'électrons dans la matière est extrêmement complexe, mais on peut dégager deux catégories d'effets. Premièrement, le transport *collisionnel* est défini par les interactions binaires à courte distance (le paramètre d'impact b est typiquement inférieur à la longueur de Debye λ_D) entre les électrons incidents et les atomes ou électrons de la matière. Deuxièmement, le transport *collectif* concerne les interactions à longue distance ($b > \lambda_D$) par l'entremise des champs électromagnétiques macroscopiques, mettant simultanément en jeu un grand nombre de particules.

Ce chapitre résume d'abord le fonctionnement des lasers ultra-intenses et leurs effets antérieurs à la génération du faisceau d'électrons. La cible est en effet détériorée avant l'arrivée de l'impulsion principale, et cela doit être pris en compte. Ensuite, les différents mécanismes d'accélération des électrons sont passés en revue. Les électrons sont accélérés dans le plasma sous-dense jusqu'au voisinage de la densité critique puis pénètrent à l'intérieur de la cible. Les troisième et quatrième sections concernent la théorie du transport électronique, respectivement collisionnel et collectif.

Notons que toutes ces notions sont des rappels théoriques succincts, apportant un simple éclairage physique sur les phénomènes expérimentaux rapportés dans les chapitres suivants.

2.1 Lasers intenses

2.1.1 Impulsions ultra-courtes

La méthode CPA (*Chirped Pulse Amplification*) assure des puissances laser inégalées. Cette technique, désormais associée à l'installation dans tout laser ultra-intense, se décompose en trois étapes.

- ▷ La première consiste à séparer temporellement les différentes composantes spectrales d'une impulsion très courte, la rendant ainsi plus longue mais possédant une variation de la longueur d'onde en fonction du temps (le *chirp*). Pour ce faire, l'impulsion est étirée à l'aide de deux

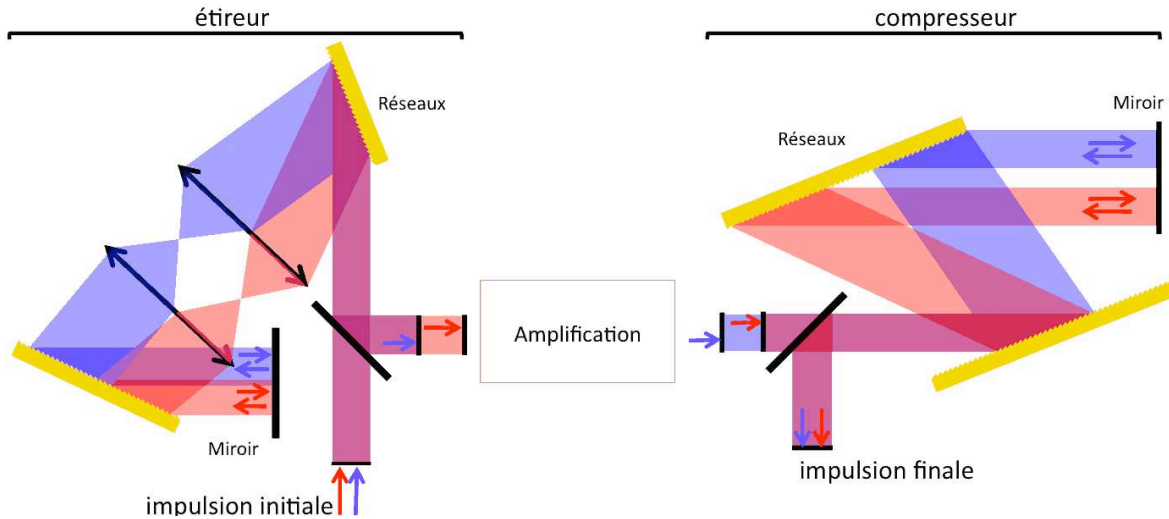


Figure 2.1: Principe de la méthode CPA. Pour l'étirement d'une impulsion, les composantes rouge et bleue suivent des trajets de différentes longueurs. L'amplification peut alors se faire sans risques. Enfin le compresseur recombine temporellement les différentes longueurs d'onde.

réseaux de diffraction constituant un *étireur* (cf. figure 2.1). Les différentes longueurs d'ondes y sont séparées puis recombinaisonées. Leurs trajets respectifs étant différents, chaque longueur d'onde ressort de ce système décalée dans le temps. L'impulsion a en fait été allongée temporellement d'un facteur allant jusqu'à 10^5 .

- ▷ Son intensité réduite autorise une amplification conséquente jusqu'à plusieurs centaines de joules, et son énergie peut alors être augmentée sans risque d'un facteur 10^8 ou plus, par l'intermédiaire de milieux amplificateurs.
- ▷ Ayant gardé son *chirp*, le faisceau passe dans un *compresseur*, jouant le rôle inverse de l'étireur, pour recouvrer une durée similaire à la durée initiale. Dans notre cas, l'impulsion laser est de l'ordre de la picoseconde.

Enfin, avec quelques centaines de joules sur moins d'une picoseconde, on parvient aujourd'hui à des puissances de l'ordre du pétawatt.

2.1.2 Focalisation

La grandeur caractérisant les phénomènes relativistes engendrés par un laser intense est son éclairement, habituellement mesuré en $\text{W} \cdot \text{cm}^{-2}$. Pour le rendre suffisant ($\geq 10^{18} \text{W} \cdot \text{cm}^{-2}$), le faisceau doit être focalisé dans un rayon de quelques microns. Cette taille avoisine la limite de diffraction, et toute imperfection du faisceau en amont contribue à dégrader la qualité de la tache focale finale. L'amélioration de l'uniformité du faisceau constitue dès lors un champ d'étude très important. Outre l'emploi de différents filtres spatiaux, les chaînes laser les plus récentes mettent à profit des miroirs déformables.

Le faisceau est conservé étendu le plus longtemps possible afin d'éviter toute dégradation des optiques, et d'assurer une propagation sur de longues distances. Il n'est focalisé qu'en fin de parcours sur une tache focale d'environ $10 \mu\text{m}$ de diamètre. Beaucoup de systèmes laser parviennent aujourd'hui, avec quelques dizaines de joules, à un éclairement de quelques $10^{19} \text{W} \cdot \text{cm}^{-2}$. Certains, comme le laser VULCAN au Rutherford Appleton Laboratory, sont même capables de fournir 10 fois plus d'énergie, donc un éclairement décuplé, via des optiques d'un mètre de diamètre. Des projets actuels prévoient

encore un gain de 10 en énergie dans les années à venir. Un ordre de grandeur supplémentaire sera encore nécessaire afin de remplir les conditions requises pour l'allumage rapide.

Le faisceau laser, habituellement d'un diamètre compris entre 10 et 50 cm, est focalisé à l'aide d'un miroir parabolique hors-axe. Même s'il s'agit d'un système stigmatique, la qualité du faisceau en amont, la qualité de la parabole, et la précision d'alignement limitent le diamètre Δ de la tache focale (à mi-hauteur) à quelques microns au mieux. La diffraction seule impose une taille limitée à environ $\Delta \simeq f\lambda_0/D$ où f est la distance focale, D le diamètre de la parabole et λ_0 la longueur d'onde. Pour les valeurs habituelles ($f \simeq 1$ m, $\lambda_0 \simeq 1.06 \mu\text{m}$, $D \simeq 20$ cm) la tache focale optimale est de 5 microns, et des optiques plus complexes peuvent la réduire à moins d'un micron [Nakatsutsumi2010].

À cause de la qualité variable du faisceau, la véritable taille à mi-hauteur Δ varie entre 7 et 20 microns, selon l'installation.

D'après les mesures, difficiles et peu précises, la forme de cette tache focale est rarement gaussienne et varie souvent d'un tir à l'autre. D'où le certain flou de la plupart des articles sur ce point. Ce manque de précision se traduit généralement par la donnée d'une taille approximative à mi-hauteur, et si possible, de la quantité d'énergie contenue à l'intérieur. On trouvera donc, à titre d'exemple, 70 % de l'énergie initiale sortant du compresseur, puis uniquement 40% dans la zone de diamètre Δ . C'est pourtant cette énergie E_Δ , contenue dans la mi-hauteur la tache focale, qui est plus représentative de la quantité convertible en électrons.

D'autre part, il est indispensable de donner une valeur de l'éclairement laser, paramètre clé pour la modélisation et la simulation de l'interaction laser-plasma. Cette grandeur est ambiguë et d'aucuns l'utilisent sans plus de précisions. On peut indiquer s'il s'agit de l'éclairement maximal I_{max} ou de l'éclairement I_Δ moyenné dans la zone de diamètre Δ , voire des deux. Dans le cas d'un faisceau gaussien, le rapport entre ces deux quantités est $2 \ln 2 \simeq 1.4$. Pour des faisceaux moins bien focalisés, la différence augmente, mais pas de façon dramatique. Par contre, l'énergie E_Δ varie beaucoup. Finalement, on se contente souvent d'indiquer E_Δ et I_Δ (ou bien I_{max}). On peut aussi choisir de faire ces moyennes sur une zone plus étendue.

2.1.3 Contraste

L'interaction entre une impulsion ultra-brève et une cible dense se déroule sur les premiers microns de matière, car le laser n'y pénètre que très peu profondément. L'état de cette surface est donc un paramètre essentiel dans la compréhension des mesures effectuées et il est important d'en connaître les caractéristiques. Le principal acteur dans la déformation de la face avant de la cible est en fait la lumière focalisée arrivant avant l'impulsion principale. Cette lumière parasite existe sous deux formes distinctes : un piédestal, durant souvent entre 0.5 et 3 ns, et de possibles *pré-impulsions*. Le piédestal est dû à l'amplification de l'émission spontanée (ASE) existant dans les milieux amplificateurs, et une pré-impulsion est, par exemple, une réplique de l'impulsion principale causée par une réflexion parasite. On appelle *contraste* le rapport de puissance (ou d'éclairement) entre l'impulsion principale et le piédestal. Un exemple de mesure effectuée sur le laser 100 TW du LULI (*Laboratoire pour l'Utilisation des Lasers Intenses*) est donné en figure 2.2. Le piédestal est mesuré à environ $10^{12} \text{ W} \cdot \text{cm}^{-2}$. On remarque aussi que l'éclairement dépasse $10^{14} \text{ W} \cdot \text{cm}^{-2}$ quelques picosecondes avant le maximum de l'impulsion.

Ces perturbations provoquent une expansion non négligeable de la face avant de la cible avant que l'interaction avec l'impulsion courte n'ait pu se produire. Ce *préplasma* possède évidemment un gradient de densité beaucoup plus long qu'une cible non-perturbée. La zone d'interaction peut se

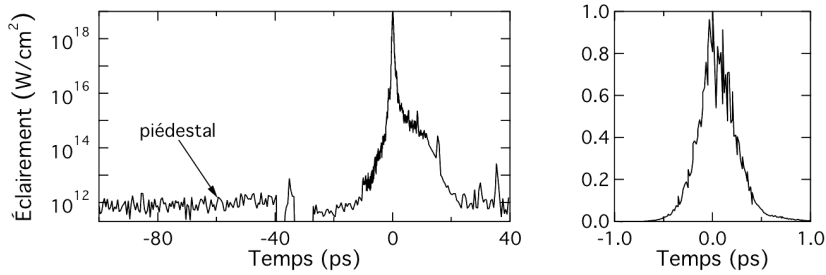


Figure 2.2: Exemple du piédestal précédant l'impulsion laser. Le contraste est ici d'environ 10^7 . La figure de gauche est en échelle logarithmique. Celle de droite en échelle linéaire.

trouver décalée de quelques microns, voire de quelques dizaines de microns, et cela a pour conséquence de perturber le front d'onde, de modifier la forme de la région d'interaction, de favoriser l'apparition de champs électromagnétiques et de changer l'absorption du laser.

Le préplasma modifie largement l'interaction du laser avec la matière, et donc la création du faisceau d'électrons rapides.

L'évolution de la face avant de la cible peut être simulée à l'aide de codes hydrodynamiques, moyennant une connaissance convenable du contraste, mais il est très utile de s'en affranchir si l'on recherche des conditions reproductibles.

Deux méthodes existent pour améliorer le contraste : les miroirs plasmas et le doublage de fréquence.

Premièrement, les *miroirs plasma* transmettent la lumière parasite jusqu'à une énergie seuil, puis réfléchissent l'impulsion principale. Ainsi, le piédestal et les pré-impulsions sont fortement diminués. Cette technique a fait ses preuves [Kapteyn1991], mais nécessite le remplacement du miroir après chaque tir, et l'énergie totale du laser s'en trouve divisée par deux environ. Deuxièmement, un matériau non-linéaire peut convertir la lumière en une longueur d'onde deux fois plus courte. Par exemple, un laser infrarouge à la longueur d'onde $1.064 \mu\text{m}$ est converti à $0.532 \mu\text{m}$. On parle alors de *doublage de fréquence*, ou de passage à 2ω . Sachant que la conversion est proportionnelle au carré de l'intensité laser initiale, on comprend que l'impulsion principale est privilégiée par rapport au piédestal, assurant du même coup la réduction importante de ce dernier. Cette technique nécessite un cristal difficile à fabriquer et est encore rarement utilisée à travers le monde dans le régime relativiste. Son emploi dans certaines expériences présentées plus loin dans cette thèse apporte un éclairage supplémentaire sur l'interaction laser-plasma. Notons que, malgré une réduction de moitié de l'énergie laser, le doublage de fréquence peut impliquer une diminution de la durée du pulse et de la tache focale, conservant éventuellement un éclairement constant.

2.1.4 Etat de la cible avant l'impulsion courte

Le piédestal et les pré-impulsions façonnent la cible. La zone d'interaction a le temps d'évoluer avant l'arrivée de l'impulsion principale, ce qui provoque l'apparition de gradients de densité et de température (le préplasma). On distingue trois zones affectées différemment par le laser.

- ▷ Une région très longue ($> 100 \mu\text{m}$) et peu dense où le laser est peu absorbé, jusqu'à la densité critique n_c dont on rappelle l'expression

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

- ▷ Autour de la densité critique, différents mécanismes, résumés dans la section suivante, couplent l'intensité laser aux électrons du plasma qui sont alors accélérés.
- ▷ Après cette zone, le laser n'est plus présent, mais il reste les électrons rapides dont le transport est décrit plus loin dans ce chapitre.

Pour caractériser l'état de la surface, et plus précisément du gradient de densité présent, deux quantités sont souvent citées. La première est la longueur de gradient $n_e dz/dn_e$ égale à L_n pour une densité $n_e(z) \propto \exp(z/L_n)$. La seconde est la distance entre la partie solide de la cible et la zone à n_c . Il peut y avoir un ordre de grandeur de différence entre ces deux longueurs.

2.2 Accélération des électrons

Un éclairement $I_{18} = 0.1$ correspond au champ électrique suffisant pour ioniser un atome d'hydrogène. Les lasers ultra-intenses ionisent donc l'épaisseur de peau très rapidement, dans les premières dizaines de femtosecondes. Ces nouveaux électrons, en plus des électrons libres déjà présents dans une cible conductrice, oscillent dans le champ laser (\vec{E}, \vec{B}) dont les amplitudes sont notées (E_0, B_0) . Supposons que le vecteur d'onde soit dirigé dans la direction z . Nous noterons alors \perp la direction perpendiculaire à celle du laser.

En supposant d'abord que les électrons oscillent uniquement du fait du champ laser, les équations du mouvement des électrons dans une onde plane progressive [Drake2006] aboutissent aux expressions suivantes de l'impulsion transverse \vec{p}_\perp et du facteur de lorentz γ :

$$\frac{\vec{p}_\perp}{m_e c} = \vec{a}, \quad \gamma = \sqrt{1 + a^2}$$

où \vec{a} est le champ laser normalisé selon

$$\vec{a} = \frac{e \vec{E}}{m_e \omega_0 c} \quad \text{et} \quad a_0 = \frac{e E_0}{m_e \omega_0 c} = 0.85 \times \sqrt{I_{18} \lambda_\mu^2}.$$

Par conséquent, le mouvement devient relativiste à partir de $a_0 \sim 1$, c'est-à-dire $I_{18} \sim 1$.

Pour de fortes valeurs de γ , on ne peut plus négliger le mouvement longitudinal de l'électron, et il faut prendre en compte la dérive de l'électron selon z . Un traitement relativiste [Gibbon2005] donne la vitesse moyenne

$$\frac{v_z}{c} = \frac{a_0^2}{4 + a_0^2}.$$

L'électron est donc efficacement accéléré par le seul fait du laser, mais son mouvement s'arrête dès que l'impulsion est passée. Pour expliquer l'absorption irréversible de l'énergie laser en faveur des électrons, différents mécanismes doivent être invoqués.

2.2.1 Mécanismes collisionnels ou à faible éclairement

L'oscillation des électrons dans le champ laser est accompagnée de leurs collisions avec les ions du milieu, leur permettant d'absorber une partie de l'énergie laser via le *bremsstrahlung inverse* : un électron peut absorber l'énergie d'un photon laser. Autrement dit, il faut un courant électronique \vec{j} en présence d'un champ électrique oscillant \vec{E} tels que l'absorption $\langle \vec{j} \cdot \vec{E} \rangle$ soit non-nulle [Lefebvre1996]. Cela est réalisé par les collisions avec les ions, induisant un déphasage entre \vec{j} et

\vec{E} et donc une moyenne non-nulle. Ce chauffage fut mesuré [Milchberg1988] à éclairement modéré ($10^{15} \text{ W} \cdot \text{cm}^{-2}$).

Au-delà, le laser chauffe la matière sous-dense à plusieurs centaines d'eV en quelques dizaines de femtosecondes. Or la fréquence de collisions de Spitzer [Spitzer1953] dépend de la température électronique T_e selon $T_e^{-3/2}$. Il s'ensuit une réduction très rapide de l'absorption collisionnelle si le laser est intense. D'un autre côté, la forte température électronique dans la zone de l'interaction permet aux électrons de parcourir des distances supérieures à l'épaisseur de peau. La conséquence est d'augmenter cette profondeur atteinte par le laser (*effet de peau anormal* [Weibel1967]) et donc de favoriser l'absorption. Ces deux effets opposés sont pris en compte par Rozmus & Tikhonchuk [Rozmus1990] et on parvient jusqu'à une absorption de quelques pourcents si le gradient de densité est raide. Notons que l'effet de peau anormal peut être généralisé pour des gradients longs en prenant en compte des effets collectifs, dans ce que l'on nomme le "sheath inverse bremsstrahlung" [Yang1995]. Il faut alors plusieurs périodes laser pour que l'électron sorte du préplasma en accumulant de l'énergie laser.

Pour des éclairements au-delà de $10^{17} \text{ W} \cdot \text{cm}^{-2}$, la vitesse d'oscillation accrue des électrons s'ajoute à la vitesse thermique [Pert1995], et réduit d'autant la fréquence de collisions, rendant l'absorption collisionnelle négligeable.

On ne peut donc pas expliquer les taux d'absorption élevés des lasers ultra-intenses par ce mécanisme.

De plus, cette absorption a pour principal effet d'augmenter la température du milieu, et non pas d'accélérer une fraction de la population électronique à des énergies élevées. Au lieu de considérer l'interaction du laser avec un électron seul, le couplage du champ aux nombreux électrons du plasma fait apparaître toute une gamme de mécanismes collectifs décrits ci-dessous.

2.2.2 Mécanismes collectifs linéaires

Pour des intensité modérées (jusqu'à $10^{18} \text{ W} \cdot \text{cm}^{-2}$), une partie importante des phénomènes collectifs peuvent être considérés comme linéaires, c'est-à-dire que la réponse du plasma (la vitesse du fluide) est proportionnelle au champ laser.

Dans l'équation d'onde de propagation d'un laser dans un plasma sous-dense, un terme résonant existe alors autour de $\omega_0 = \omega_p$, c'est-à-dire pour une oscillation laser résonant avec celle des électrons. Une onde plasma électronique peut ainsi être excitée, mais cette résonance n'est efficace que pour un gradient de densité électronique dans le même sens que le champ électrique laser [Denisov1957]. Il faut donc une composante longitudinale du champ laser. Cela est possible pour un faisceau d'incidence θ non-nulle, et avec la condition que plusieurs oscillations lasers soient présentes dans le préplasma afin d'exciter efficacement l'onde électronique. Ces deux conditions sont exprimées par le biais du paramètre $\xi = (k_0 L_n)^{1/3} \sin \theta$, où $k_0 = 2\pi/\lambda_0$ est le vecteur d'onde du laser. En effet, $k_0 L_n$ est proportionnel au nombre d'oscillations laser dans le préplasma. La fraction laser absorbée via cette *absorption résonante* est alors environ $2.6 \xi^2 \exp(-4\xi^3/3)$ et est tracée sur la figure 2.3. Dans les cas qui nous intéressent, le préplasma est court ($L_n \sim \lambda_0$) et le maximum d'absorption est atteint autour de $\theta = 25^\circ$.

Plusieurs mécanismes non-linéaires saturent la croissance de l'onde plasma résonante. Principalement, son déferlement accélère quelques électrons dont la vitesse avoisine celle de l'onde plasma. Ainsi l'énergie laser est convertie en électrons sortant d'abord de la cible, puis en partie rappelés à l'intérieur de la cible par le champ électrostatique. Un modèle simple [Forslund1977] supposant un

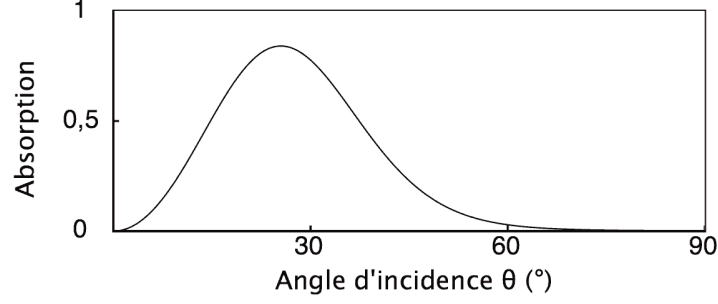


Figure 2.3: Absorption théorique de l'énergie laser par absorption résonante en fonction de l'angle d'incidence θ pour une longueur de gradient $L_n = \lambda_0$.

spectre maxwellien des électrons chauds et un long gradient aboutit à une énergie des électrons rapides de l'ordre de 100 keV pour un éclairement $10^{18} \text{ W} \cdot \text{cm}^{-2}$.

Notons que l'absorption résonante ne tient pas compte de l'interaction laser-matière non-linéaire. Elle est donc réservée aux éclairagements faiblement relativistes. Elle nécessite aussi un préplasma étendu et une incidence oblique.

Pour un gradient plus court, l'absorption résonante n'est plus efficace car les électrons oscillent sur une distance plus longue que la taille du préplasma. Il faut donc, pour nos expériences, trouver d'autres sources d'absorption. Brunel [Brunel1987] proposa en 1987 une autre façon pour un laser à incidence oblique d'injecter des électrons vers l'intérieur de la cible malgré un gradient très court ($L_n < \lambda_0$). Les électrons oscillant grâce au champ électrique longitudinal sont envoyés vers le vide à l'extérieur de la cible lors de chaque demi-période. Le champ électrostatique dû à la charge d'espace est alors suffisamment fort pour en renvoyer une partie dans la cible à la seconde demi-période. À chaque période laser, une quantité importante d'électrons est donc injectée dans la cible pour écranter le champ électrostatique.

Ce *chauffage d'écrantage* (ou "vacuum heating") a été étudié numériquement [Gibbon1992] et apparaît prépondérant sur l'absorption résonante pour $L_n/\lambda_0 < 0.1$.

2.2.3 Mécanismes collectifs non-linéaires

Lorsque le champ laser devient très intense, la réponse du plasma n'y est plus forcément proportionnelle, et des effets non-linéaires apparaissent. Pour s'en convaincre, écrivons l'équation du mouvement vérifiée par le fluide électronique de vitesse \vec{v} et impulsion \vec{p} :

$$\frac{d\vec{p}}{dt} = -e \left(\vec{E} + \vec{v} \wedge \vec{B} \right) = e \left(\frac{d\vec{A}}{dt} - (\vec{\nabla} \cdot \vec{A}) \vec{v} \right) \quad (2.1)$$

où \vec{E} et \vec{B} sont les champs oscillants du laser et \vec{A} le potentiel vecteur associé. On développe \vec{p} aux deux premiers ordres en E : $\vec{p} = \vec{p}_1 + \vec{p}_2$. À l'ordre 1, l'équation (2.1) devient

$$\vec{p}_1 = e \vec{A}. \quad (2.2)$$

On utilise (2.2) dans (2.1) pour obtenir l'équation régissant l'impulsion non-linéaire \vec{p}_2 :

$$\frac{d\vec{p}_2}{dt} = - \left(\vec{\nabla} \cdot \vec{p}_1 \right) \vec{v}_1 = -m_e c^2 \vec{\nabla} \gamma$$

où γ est le facteur de Lorentz. Le terme de droite est simplement la *force pondéromotrice* $\vec{F} = -m_e c^2 \vec{\nabla} \gamma$. En moyennant sur les oscillations rapides à la fréquence laser, on a $\langle \vec{F} \rangle = -\frac{1}{2cn_c} \vec{\nabla} I$. On retrouve le résultat bien connu que le fluide est expulsé des zones de fort éclairement I à cause de cette force pondéromotrice.

Dans notre cas, cet effet peut accélérer des électrons vers l'intérieur de la cible si l'éclairement est important. Prenons l'exemple d'un laser polarisé linéairement arrivant sur la cible avec une incidence normale et notons \vec{z} son axe de propagation. La force pondéromotrice s'écrit $\vec{F} = -\left(\vec{\nabla} \cdot \vec{p}_1\right) \vec{v}_1 = -\left(\vec{v}_1 \cdot \vec{\nabla}\right) \vec{p}_1 - e \vec{v}_1 \wedge \vec{B}$. Le premier terme exprime la convection qui expulse transversalement les électrons s'il existe un gradient transverse du champ électrique. Cela ne nous intéresse pas car nous cherchons les électrons accélérés dans l'axe du laser. On peut ainsi choisir de négliger l'effet des gradients transverses. Il reste le terme $-e \vec{v}_1 \wedge \vec{B}$ qui devient dans notre cas proportionnel à $-E \partial_z E \vec{z}$. Son interprétation est une poussée des électrons dans l'axe du laser, car il existe un gradient longitudinal du champ électrique.

Le terme en $\vec{v} \wedge \vec{B}$ est donc capable d'accélérer les électrons dans l'axe du laser, d'où l'appellation de *chauffage* $\vec{j} \wedge \vec{B}$ ou *pondéromoteur* [Kruer1985].

La force pondéromotrice, en moyenne, pousse les électrons vers l'intérieur de la cible. Cependant, ils sont rapidement rappelés à sa surface à cause du champ électrostatique issu de la charge d'espace [Lefebvre1996]. Globalement, on obtiendrait un enfoncement de la face avant, mais pas d'accélération d'électrons. En vérité, la poussée laser ne s'effectue pas de façon constante. En effet, pour une onde monochromatique, la force pondéromotrice est proportionnelle à $1 + \cos(2\omega_0 t)$: il s'agit d'une force oscillante. Les électrons oscillant alors longitudinalement au voisinage de la surface de la cible sortent dans le vide et rentrent dans la cible de façon périodique. Si l'amplitude est suffisamment grande, ils peuvent se déphaser de cette oscillation forcée. Ils sont alors susceptibles de s'échapper de la zone d'interaction et rentrer dans la partie dense. Cela permet l'accélération de certains électrons jusqu'à plusieurs MeV sous forme de paquets espacés d'une demi-période.

Ce chauffage pondéromoteur doit être réinterprété pour de longs gradients de densité. En effet, la force pondéromotrice, étant non-linéaire, peut directement coupler l'onde laser à une onde plasma. Cette instabilité, identique à la diffusion Raman stimulée, piège et accélère des électrons en déferlant. On parle alors d'*absorption paramétrique*. D'autres couplages non-linéaires sont possibles entre le laser et le plasma, mais leur complexité ne sera pas abordée ici. Retenons simplement qu'il faut, pour assurer l'amplification des instabilités paramétriques, un préplasma sous-critique suffisamment long (plusieurs longueurs d'onde).

2.2.4 Bilan des mécanismes d'accélération d'électrons

Le régime picoseconde avec un préplasma relativement court ($L_n < \text{quelques } \lambda_0$) et un éclairement relativiste ($I_{18} > 1$) donne cours à plusieurs processus pour accélérer des électrons vers l'intérieur de la cible solide. Pour un éclairement peu relativiste, l'absorption résonante ou le chauffage d'écrantage se produisent, selon la longueur du préplasma. Une incidence oblique y est nécessaire, et le faisceau d'électrons est accéléré préférentiellement dans la direction des gradients de densité (selon la normale à la cible). En augmentant l'éclairement, le chauffage pondéromoteur non-linéaire prend progressivement le dessus, et de l'absorption paramétrique peut apparaître si le préplasma est étendu. Les électrons sont alors émis en majorité dans la direction de propagation du laser.

Dans la pratique, les différentes contributions sont mélangées. Par exemple, le chauffage pondéromoteur peut avoir lieu proche de n_c alors que l'absorption paramétrique s'effectue à de plus faibles densités. L'absorption résonante ou de Brunel peuvent encore exister à incidence non-nulle si la zone d'interaction est suffisamment déformée. Pour finir, citons le *chauffage stochastique* [Rax1992], processus particulière issu des effets chaotiques atteints pour des ondes de fortes amplitudes. Des électrons très énergétiques (> 5 MeV) peuvent être accélérés sur de longs gradients de densité [Cai2010].

2.3 Transport collisionnel des électrons dans la matière

Une fois les électrons rapides créés à l'interface laser-matière (autour de la densité critique), ils se propagent à l'intérieur d'un plasma dense. Divers effets affectent leur propagation, que l'on classe généralement selon leur aspect collisionnel (binaire) ou collectif. Cette section concerne les collisions qu'un électron incident subit avec les ions, les électrons liés et les électrons libres. Nous allons voir qu'elles ont pour conséquences une diffusion angulaire et/ou un ralentissement de l'électron. Ces effets furent historiquement les premiers traités dans le cadre de l'allumeur rapide [Deutsch1996].

2.3.1 Diffusion angulaire

Commençons par examiner le rôle des collisions élastiques. Elles interviennent lors d'une collision électron-ion si l'ion ne subit pas d'ionisation. Étant très lourd, celui-ci absorbera une fraction négligeable de l'énergie de l'électron. Ce dernier repart avec quasiment la même énergie, mais il sera légèrement dévié. Globalement, le faisceau d'électrons subit une *diffusion angulaire* à cause de la population ionique.

Si l'on ne prend pas en compte les effets relativistes, quantiques, et ceux issus de la structure du noyau et des électrons liés, la description de ces collisions peut se limiter à la section efficace de Rutherford

$$\frac{d\sigma_R}{d\Omega} = 4r_e^2 \frac{Z^2}{\beta^4} \left(\frac{1}{4 \sin^2(\theta/2)} \right)^2$$

où Z est le numéro atomique, β la vitesse normalisée de l'électron incident, θ l'angle de déviation, et $r_e = e^2/(4\pi\epsilon_0 m_e c^2)$ le rayon classique de l'électron. On voit que les faibles déviations sont prépondérantes sur les autres (un traitement de la structure du noyau révélerait une contribution non-nulle des fortes déviations, mais elles restent très rares dans nos conditions expérimentales, on se passera donc de les étudier ici). Une singularité existe même aux petits angles. Pour l'éliminer, il faut prendre en compte l'écrantage des électrons atomiques sur le potentiel coulombien, ce qui le modifie notablement. Un tel potentiel coulombien écranté est bien reproduit par le modèle de Yukawa où le potentiel décroît plus vite que dans le cas coulombien. Il existe alors un paramètre d'impact caractéristique au-delà duquel le potentiel est fortement atténué. Ceci équivaut à un angle minimal θ_0 appelé *angle d'écran*. L'approximation de Born, supposant une déviation θ très faible et Z pas trop grand, aboutit à une correction de la section efficace de Rutherford [Nigam1959]

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = 4r_e^2 \frac{Z^2}{\gamma^2 \beta^4} \left(\frac{1}{4 \sin^2(\theta/2) + \theta_0^2} \right)^2 \quad (2.3)$$

où $\theta_0 = \alpha Z^{1/3}/(\gamma\beta)$ est l'angle d'écran avec $\alpha = e^2/(4\pi\epsilon_0 \hbar c)$ la constante de structure fine (le facteur de Lorentz $\gamma = (1 - \beta^2)^{-1/2}$ a été ajouté pour tenir compte des effets relativistes). Ainsi, l'écrantage

élimine la divergence aux petits angles. L'angle d'écran θ_0 est généralement inférieur à 1° . La plupart des collisions provoquent une déviation plus faible.

Cette théorie, raffinée par Molière [Molière1947] avec une forme de potentiel plus appropriée, puis corrigée par Nigam *et al.* [Nigam1959], constitue une approximation précise de la diffusion angulaire. Pour simplifier le problème, plusieurs théories existent. En moyennant l'effet d'un grand nombre de collisions, il est possible de ramener le problème à un angle moyen de déviation par unité de temps. Un résumé détaillé de cette *diffusion multiple* est présent dans la thèse de L. Gremillet [Gremillet2001]. Le lecteur assidu y trouvera son content et nous donnons ici seulement quelques résultats importants. Pour des déviations à petit angle θ , la distribution angulaire $f(\theta, s)$, après la traversée d'un plasma de longueur s , est bien approximée par une gaussienne dont la demi-largeur caractéristique $\langle\theta\rangle$ dépend essentiellement de Z , Z^* (degré d'ionisation), γ , et β , et de la densité du plasma. Ce résultat permet de tirer facilement une déviation aléatoire pour chaque particule, à chaque pas de temps.

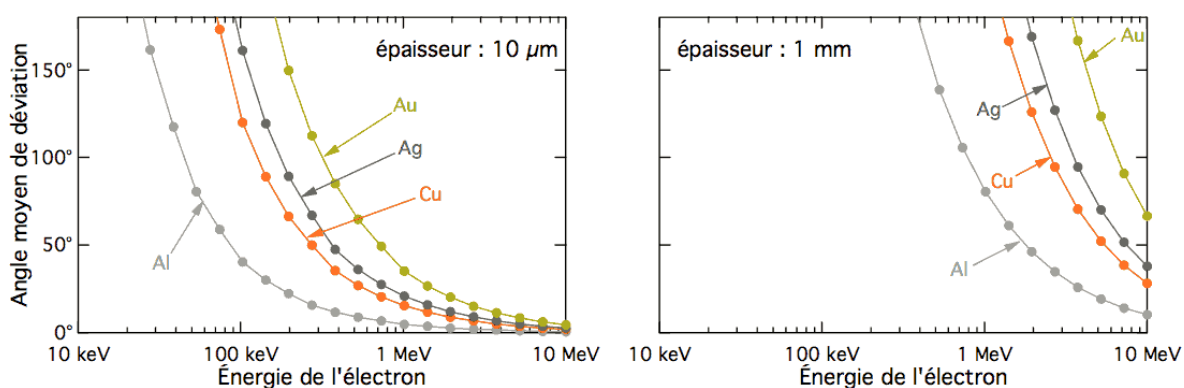


Figure 2.4: Angle moyen de diffusion du faisceau d'électrons par collisions élastiques après un trajet de $10\ \mu\text{m}$ ou $1\ \text{mm}$ dans divers matériaux. Cet angle est tracé en fonction de l'énergie des électrons incidents. On a considéré le solide froid pour utiliser facilement la théorie de Molière, et négligé la perte d'énergie au cours de la propagation.

D'un point de vue pratique, il peut être intéressant de connaître l'effet des différents paramètres sur la diffusion du faisceau d'électrons. Par exemple, traçons sur la figure 2.4 l'angle moyen de diffusion $\langle\theta\rangle$ après un trajet de longueur $10\ \mu\text{m}$ (ordre de grandeur des cibles de nos expériences) ou $1\ \text{mm}$, pour différents matériaux et différentes énergies du faisceau d'électrons.

On remarque que dans le solide, les électrons plus lents que $100\ \text{keV}$ sont rapidement diffusés par les collisions élastiques, voire totalement isotropisés après $10\ \mu\text{m}$ si le matériau est de Z élevé. Avec quelques MeV , il faut environ $1\ \text{mm}$ d'épaisseur pour dévier fortement les électrons.

Les électrons de l'ordre du MeV ne seront donc pas fortement influencés par les collisions élastiques dans nos expériences, mais cette contribution doit être prise en compte pour des simulations réalistes. Concernant les électrons moins rapides ($30 - 500\ \text{keV}$), ils sont indirectement détectés par nos instruments, d'où la nécessité d'inclure les collisions élastiques pour comprendre les résultats expérimentaux. D'autre part, la densité de la matière est supérieure d'au moins un ordre de grandeur dans le cadre de l'allumage rapide. Les collisions y jouent donc un rôle tout à fait significatif, même pour les électrons de l'ordre du MeV .

2.3.2 Pouvoir d'arrêt collisionnel

Lorsque le faisceau d'électrons pénètre dans la cible dense, il est ralenti par plusieurs processus. Les collisions participent à ce ralentissement.

Définition du pouvoir d'arrêt

La quantité que nous cherchons à calculer est le pouvoir d'arrêt : la perte d'énergie par unité de longueur. Autrement dit, il s'exprime par

$$Q = \frac{d\mathcal{E}}{ds} \quad (2.4)$$

où \mathcal{E} est l'énergie cinétique de la particule incidente, et s l'abscisse curviligne sur la trajectoire de la particule. Comme cette quantité est proportionnelle à la densité n_i des atomes, on parlera plus souvent de Q/n_i exprimé en $\text{MeV} \times \text{cm}^2$.

Dans notre cadre, la perte d'énergie se produit lors de collisions avec les atomes. Ces événements sont caractérisés par leur section efficace σ . D'après l'équation (2.4), elle apparaît naturellement sous la forme suivante dans le pouvoir d'arrêt :

$$\frac{Q}{n_i} = \mathcal{E} \int \epsilon d\sigma = \mathcal{E} \int_{\epsilon_{\min}}^{\epsilon_{\max}} \epsilon \frac{d\sigma}{d\epsilon} d\epsilon \quad (2.5)$$

où $\epsilon = \Delta\mathcal{E}/\mathcal{E}$ est la perte relative d'énergie cinétique de l'électron incident après une collision. Nous chercherons donc à connaître $d\sigma/d\epsilon$ en fonction de ϵ afin de pouvoir calculer l'intégrale précédente. Il nous faudra aussi trouver les bornes ϵ_{\min} et ϵ_{\max} .

Sources de ralentissement par collisions

Les noyaux sont trop lourds pour absorber directement l'énergie d'un électron incident lors d'une collision élastique. Trois autres processus en sont capables.

- ▷ Le premier est toujours une collision avec le noyau, mais faisant intervenir une transition atomique. Il s'agit d'une collision *inélastique* avec un atome, car une partie de l'énergie cinétique est convertie en énergie potentielle. La perte d'énergie est transférée à un électron lié qui change de niveau ou est ionisé. En fait, on parle souvent de *collision avec les électrons atomiques*.
- ▷ Le second processus est une collision directe avec un électron libre, n'impliquant pas le potentiel coulombien du noyau. Bien qu'il s'agisse d'une collision élastique, l'électron cible récupère une fraction substantielle de l'énergie incidente.
- ▷ Le troisième processus est un couplage avec les plasmons existants si la densité d'électrons libres est suffisante.

Par abus de langage, on appelle généralement *inélastiques* toutes ces collisions ralentissant l'électron incident.

Pouvoir d'arrêt dans un matériau froid

Supposons d'abord une interaction avec un matériau froid, c'est-à-dire pour laquelle on néglige la présence des électrons libres. Pour simplifier, on suppose aussi que chaque atome est suffisamment éloigné des autres afin de s'assurer qu'il n'existe pas de collisions avec deux atomes à la fois. Séparons le problème en deux cas.

- ▷ Si le transfert d'énergie ϵ est prépondérant devant le potentiel du noyau, on peut considérer qu'il s'agit directement d'une collision *e-e*, car le rôle du noyau est négligeable. Notons ϵ_1 le transfert

d'énergie minimal pour pouvoir négliger l'effet du noyau (on va voir qu'il n'est pas nécessaire de le connaître). L'électron cible est alors quasiment libre. Il suffit d'utiliser la section efficace de collision d'un électron rapide sur un électron au repos [Møller1932] dans l'équation (2.5). La borne ϵ_{\max} vaudrait 1 si l'électron incident cède toute son énergie. En réalité, l'indiscernabilité des deux électrons impose $\epsilon_{\max} = 1/2$. Le pouvoir d'arrêt correspondant s'écrit alors

$$\frac{Q_{\text{libres}}}{n_i} = Q_0 \frac{Z}{\beta^2} \left[\ln \frac{1}{4\epsilon_1} + 1 - \frac{2\gamma - 1}{\gamma^2} \ln 2 + \frac{(\gamma - 1)^2}{8\gamma^2} \right] \quad (2.6)$$

où $Q_0 = 2\pi r_e^2 m_e c^2 \simeq 2.55 \cdot 10^{-25} \text{ MeV} \cdot \text{cm}^2$.

- ▷ Si l'énergie transférée ϵ est trop faible pour pouvoir négliger le potentiel du noyau ($\epsilon < \epsilon_1$), il faut traiter l'effet des transitions quantiques. Un électron atomique sera simplement déplacé d'un niveau quantique à un autre. Bethe [Bethe1930] a démontré que la section efficace résultante est similaire à celle de Rutherford, mais il faut y ajouter un facteur de forme dépendant des énergies E_n de tous les niveaux atomiques mis en jeu ainsi que de leurs forces d'oscillateur f_n [Inokuti1971]. La borne ϵ_{\min} dépend aussi de ces paramètres. Ce traitement quantique aboutit finalement au pouvoir d'arrêt

$$\frac{Q_{\text{liés}}}{n_i} = Q_0 \frac{Z}{\beta^2} \left[\ln \left(2\epsilon_1 (\gamma + 1) \frac{\mathcal{E}^2}{I_0^2} \right) - \beta^2 \right]$$

où la quantité $I_0 = \sum_n f_n \ln(E_n)$ est l'énergie d'ionisation moyenne. Ce paramètre fondamental de l'interaction d'un électron avec un atome est difficile à calculer, et nous nous contenterons d'une formule empirique [Sternheimer1966] donnant une bonne approximation de différents résultats expérimentaux :

$$I_0 \simeq 9.76 Z + 58.8 Z^{-0.19} \text{ eV.}$$

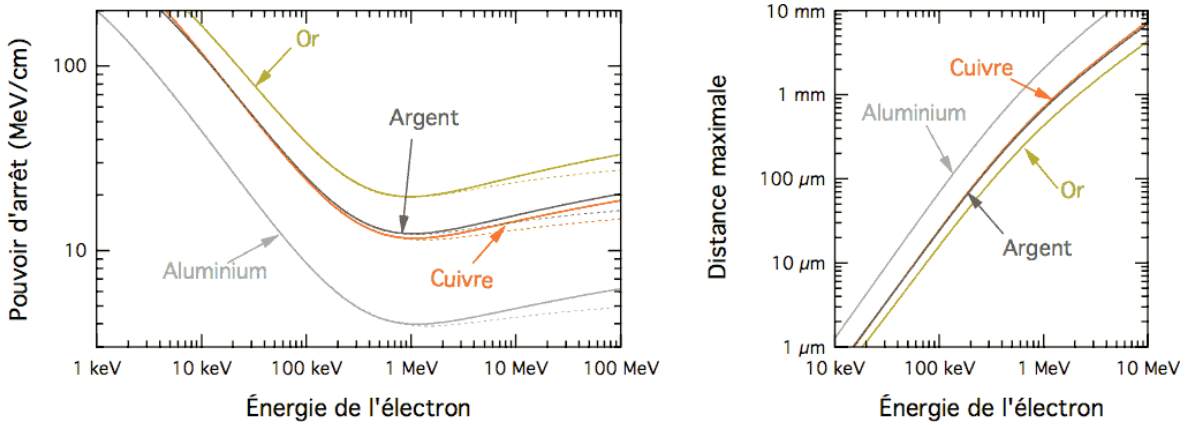


Figure 2.5: Pouvoir d'arrêt et distance maximale (*range*) d'un électron dans un matériau froid, en fonction de son énergie initiale. Les courbes en pointillés tiennent compte de l'effet de densité décrit dans la section suivante.

La somme des deux contributions précédentes permet d'éliminer la borne ϵ_1 et d'aboutir à l'expression finale du pouvoir d'arrêt dans un matériau froid et peu dense [Rohrlich1954]

$$\frac{Q}{n_i} = Q_0 \frac{Z}{\beta^2} \left[\ln \left(\frac{\gamma + 1}{2} \frac{\mathcal{E}^2}{I_0^2} \right) + \frac{1 - (2\gamma - 1) \ln 2 + (\gamma - 1)^2 / 8}{\gamma^2} \right]. \quad (2.7)$$

Ce pouvoir d'arrêt est tracé en fonction de l'énergie cinétique \mathcal{E} de l'électron incident sur la figure 2.5, pour plusieurs matériaux présents dans les expériences réalisées durant la thèse. On observe que le pouvoir d'arrêt décroît avec \mathcal{E} jusqu'à environ 1 MeV. Ce qui se passe au-delà ne nous concerne pas vraiment car nous n'atteignons que marginalement de telles énergies. Les valeurs du pouvoir d'arrêt ne donnent pas directement d'interprétation qualitative. Il est préférable de connaître la distance maximale R_m atteinte par l'électron (*range* en anglais) en fonction de son énergie maximale. Elle se calcule par

$$R_m = \int_{\mathcal{E}_0}^0 \frac{d\mathcal{E}}{Q(\mathcal{E})} \quad (2.8)$$

où \mathcal{E}_0 est l'énergie cinétique initiale de l'électron. Une intégration numérique aboutit aux courbes de la figure 2.5.

On remarque que les électrons de moins de 30 keV sont arrêtés dans les premiers microns de matière, même pour l'aluminium. Il faut 200 à 500 keV pour pénétrer jusqu'à 100 μm .

Une remarque importante sur ces valeurs est qu'elles sont valables uniquement le long de la trajectoire de l'électron. Étant donné qu'il subit par ailleurs de nombreuses déviations, la véritable profondeur qu'il peut atteindre est sensiblement plus courte. Chaque électron dépose alors son énergie en différents endroits, et c'est pour cette raison qu'il n'existe pas de "pic de Bragg" contrairement au dépôt d'énergie par les protons. Dans notre cas, il faut souvent diviser R_m par deux pour estimer la profondeur atteinte [Robiche2004]. Un résultat réaliste nécessite une simulation collisionnelle d'un faisceau d'électrons (cf. section 3.2.1 par exemple).

Effet de densité

Le pouvoir d'arrêt précédent suppose une interaction d'un électron avec un atome isolé. En réalité, plusieurs atomes autour de l'électron contribuent au potentiel effectif des collisions. Sa vitesse doit être suffisamment élevée pour que le champ induit influence les atomes environnant. Leur nuage électronique modifié se traduit classiquement par l'apparition d'une polarisation diélectrique (ou encore une permittivité) supplémentaire. Les caractéristiques du milieu sont donc différentes, et le pouvoir d'arrêt doit être changé en conséquence. Initié par Fermi [Fermi1940], cet *effet de densité* a été raffiné théoriquement et numériquement [Sternheimer1982, Inokuti1982]. Il aboutit à une modification du pouvoir d'arrêt pour les électrons très énergétiques : quelques pourcents de différence à partir d'une énergie cinétique de 1 MeV sont visibles sur la figure 2.5, où le pouvoir d'arrêt tracé en pointillés tient compte de l'effet de densité. Négligeable dans notre cas, nous ne développerons pas ce point ici.

Pouvoir d'arrêt dans un matériau chaud

Dans un solide chaud, le degré d'ionisation Z^* modifie le potentiel moyen d'ionisation I_0 . Une formule semi-empirique [More1985] rappelée dans la thèse de Laurent Gremillet donne une bonne approximation de ce I_0 modifié :

$$I_0 = 10 \text{ eV} \times Z \frac{\exp\left(1.29 (Z^*/Z)^{0.72-0.18Z^*/Z}\right)}{\sqrt{1-Z^*/Z}}. \quad (2.9)$$

On utilise alors simplement l'équation (2.7) avec le I_0 modifié. Cette même formule tient compte uniquement des électrons liés dont le nombre était auparavant supposé égal à Z pour chaque atome. Il faut maintenant y remplacer Z par le nombre réel d'électrons liés $Z - Z^*$.

Pour décrire l'effet des Z^* électrons libres, il nous faut reprendre l'équation (2.6). La borne ϵ_1 a été estimée par Nardi & Zinamon [Nardi1978] à $\epsilon_1 = (\lambda_{dB}/\lambda_D)^2$ où λ_D est la longueur de Debye et λ_{dB} la longueur d'onde de de Broglie. On arrive finalement au pouvoir d'arrêt obtenu par Li & Petrasso [Li2004], mais corrigé par Solodov & Betti [Solodov2008]

$$\frac{Q_{\text{libres}}^*}{n_i} = Q_0 \frac{Z^*}{\beta^2} \left[\ln \left(\frac{m^2 c^2 (\gamma - 1) \lambda_D^2}{2 \hbar^2} \right) + 1 - \frac{2\gamma - 1}{\gamma^2} \ln 2 + \frac{(\gamma - 1)^2}{8\gamma^2} \right].$$

Les électrons peuvent également perdre leur énergie par excitation de plasmons (ondes de sillage). Le pouvoir d'arrêt associé s'écrit [Pines1952]

$$\frac{Q_{\text{plasmons}}^*}{n_i} = Q_0 \frac{Z^*}{\beta^2} \ln \left(\frac{\beta^2 c^2}{\omega_p^2 \lambda_D^2} \right)$$

où ω_p est la fréquence plasma.

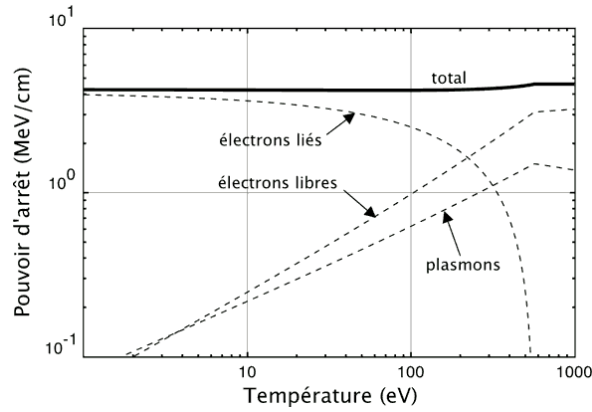


Figure 2.6: Pouvoir d'arrêt dans l'aluminium en fonction de la température électronique du plasma, pour un électron d'énergie cinétique 1 MeV. Les contributions des électrons libres ou liés et des plasmons sont également tracées.

La somme des différentes contributions ci-dessus aboutit au pouvoir d'arrêt total dans un plasma ionisé

$$\frac{Q^*}{n_i} = \frac{Q_0}{\beta^2} \left[Z^* \left(\ln \left(\frac{I_0^2}{\gamma^2 \hbar^2 \omega_p^2} \right) + \beta^2 \right) + Z \left(\ln \left(\frac{\gamma + 1}{2} \frac{\mathcal{E}^2}{I_0^2} \right) + \frac{1 - (2\gamma - 1) \ln 2 + \frac{(\gamma - 1)^2}{8}}{\gamma^2} \right) \right]$$

où I_0 est donné dans l'équation (2.9). On retrouve la formule (2.7) correspondant au solide froid, lorsque $Z^* = 0$. On obtient également, pour un plasma complètement ionisé ($Z^* = Z$), la formule de finale de Solodov & Betti dans laquelle les électrons liés ont été négligés. Entre ces deux cas extrêmes, on peut s'attendre à une variation du pouvoir d'arrêt. On peut se rendre compte du rôle de chacun des termes dans la figure 2.6, où le pouvoir d'arrêt est tracé en fonction de la température électronique.

On voit que le pouvoir d'arrêt varie peu avec la température. Pour une estimation rapide, on pourra se contenter de sa valeur dans un solide froid.

Néanmoins, la source du ralentissement n'est pas la même selon que le plasma est chaud ou froid. Le rôle des électrons liés est prépondérant jusqu'à environ 100 eV, puis négligeable au-delà de 400 eV. À forte température, il ne reste que des électrons libres. Ils sont alors la principale source de ralentissement.

Expression simplifiée du ralentissement

On vient de voir que l'effet de la température n'est pas primordial. Revenons donc au pouvoir d'arrêt dans un solide froid (équation (2.7)). Les valeurs numériques montrent que, dans un domaine d'énergie accessible aux lasers actuels, le facteur entre crochets varie d'environ $\pm 15\%$ autour d'une valeur donnée. Choisissons de négliger sa variation en énergie et de le poser égal à $2 \ln \Lambda$. Ce *logarithme coulombien* est en effet une grandeur souvent supposée constante. On a ainsi un pouvoir d'arrêt s'exprimant simplement

$$\frac{Q}{n_i} = 2Q_0 \frac{Z}{\beta^2} \ln \Lambda. \quad (2.10)$$

En remarquant que $Q = d\mathcal{E}/ds = dp/dt$ et que $\beta^2 = 1 - \left(1 + (p/m_e c)^2\right)^{-1}$, on peut récrire la formule (2.10) par

$$\left(\frac{1}{1 + (p/m_e c)^2} - 1 \right) dp = \frac{dt}{\tau}$$

où $\tau = (4\pi r_e^2 c Z n_i \ln \Lambda)^{-1}$ est le temps caractéristique de ralentissement. Cette équation s'intègre aisément pour obtenir la variation de l'impulsion de l'électron incident en fonction du temps :

$$\arctan\left(\frac{p}{m_e c}\right) - \frac{p}{m_e c} - \arctan\left(\frac{p_0}{m_e c}\right) + \frac{p_0}{m_e c} = \frac{t}{\tau} \quad (2.11)$$

où p_0 est l'impulsion initiale. On retrouve le même résultat que celui obtenu exactement par Robiche & Rax [Robiche2004] dans le cadre d'un modèle Fokker-Planck.

La formule (2.11) est très simple à manipuler pour effectuer des tests sur des codes numériques ou des modèles théoriques. Elle donne aussi une bonne estimation du temps caractéristique d'arrêt.

Par exemple, dans l'aluminium, un électron de 1 MeV sera arrêté au bout d'environ 5 ps. C'est bien cet ordre de grandeur qui est retrouvé expérimentalement.

2.3.3 Pouvoir d'arrêt radiatif

Lors d'une collision, l'électron dévié provoque un rayonnement. Le photon émis est caractérisé par son angle et son énergie. Les sections efficaces décrites ci-dessus doivent alors être complétées pour tenir compte de ce *bremsstrahlung*, mais la complexité du problème a longtemps limité les connaissances théoriques aux cas classique ou ultra-relativiste [Koch1959] jusqu'à l'avènement de la méthode des ondes partielles [Brysk1969, Lee1976, Pratt1977]. Elle fournit des résultats numériques de la section efficace qui peut ensuite être intégrée pour obtenir la quantité d'énergie cédée au photon. Cela se traduit par un pouvoir d'arrêt radiatif connu à environ 5% près.

Ce pouvoir d'arrêt contient une dépendance en Z^2 à comparer au Z des cas précédents. On s'attend donc à un effet plus prononcé pour les Z élevés. Comparons alors les cas de l'aluminium et de l'or tracés sur la figure 2.7. Dans l'aluminium, le *bremsstrahlung* apparaît efficace au-delà de 10 MeV. Dans l'or, la limite s'approche plutôt d'un MeV. Les énergies qui nous intéressent sont rarement de plusieurs MeV lors de nos expériences, donc l'effet du *bremsstrahlung* ne semble pas important ici.

Le pouvoir d'arrêt radiatif pourra être négligé dans notre cas.

Cependant, l'émission de *bremsstrahlung* constitue une information essentielle pour la détection des électrons rapides, car eux seuls sont susceptibles d'en émettre. Nous reverrons donc ce point dans la section 4.1.3.

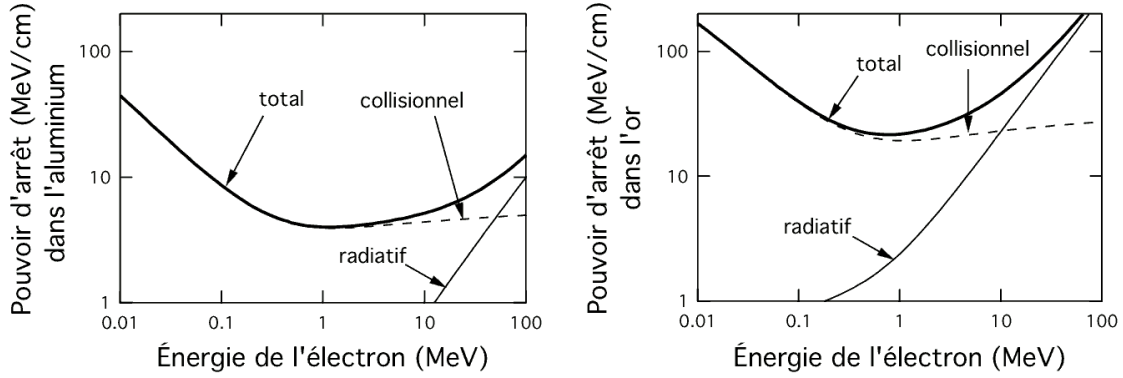


Figure 2.7: Pouvoirs d'arrêt collisionnel, radiatif et total en fonction de l'énergie cinétique de l'électron incident, dans les cas de l'aluminium et de l'or.

2.3.4 Bilan des effets collisionnels

Nous avons vu que les collisions s'expriment sous deux formes : avec ou sans perte d'énergie pour l'électron incident. Elles provoquent respectivement une diffusion et un ralentissement du faisceau d'électrons. Néanmoins, il n'est pas interdit qu'un électron soit à la fois dévié et ralenti lors d'une même collision.

Les collisions élastiques avec les noyaux s'accompagnent d'un faible transfert d'énergie vers les ions. La forme de la section efficace (2.3) montre la prépondérance des faibles déviations. En effet, on obtient que les trois quarts des électrons sont moins déviés que $\theta = 1^\circ$ environ. Un simple calcul de conservation de l'impulsion et de l'énergie pour cette déviation donne une variation de l'énergie cinétique \mathcal{E} de l'électron incident valant environ

$$\frac{\Delta\mathcal{E}}{\mathcal{E}} \simeq \frac{\gamma\theta^2}{2} \frac{m_e}{m_i}$$

pour un électron relativiste, où m_i est la masse de l'ion cible. Typiquement, ce transfert relatif d'énergie s'élève à moins de 10^{-6} par collision. Après mille collisions, correspondant environ à une épaisseur de 0.1 mm, ce ralentissement est toujours petit. Par conséquent, il est raisonnable de négliger l'effet des collisions élastiques avec les noyaux.

À l'opposé, les collisions capables de ralentir l'électron peuvent-elles contribuer à la diffusion angulaire ? Li & Petrasso [Li2004] expriment le rapport entre les contributions des collisions avec les électrons et avec les noyaux, et le trouvent proche de $1/Z$. Ainsi, la diffusion angulaire est due aux électrons et aux noyaux de façon égale pour $Z = 1$. Cette remarque est valable dans les plasmas de fusion, car il s'agit principalement de Z faibles. Dans nos expériences, les collisions $e-e$ contribuent au maximum à $\sim 30\%$ de la diffusion angulaire, et à $\sim 5\%$ en moyenne. C'est pourquoi on peut se passer de les prendre en compte ici.

Pour résumer les effets collisionnels sur le transport électronique, retenons le rôle des collisions $e-i$ pour la diffusion angulaire et $e-e$ pour le ralentissement. Dans nos conditions expérimentales, un électron de 1 MeV est arrêté sur ~ 1 mm (cf. figure 2.5) en quelques picosecondes (cf. formule (2.11)) et est fortement dévié après ~ 1 mm (cf. figure 2.4). Il aura principalement cédé son énergie aux électrons du plasma, contribuant ainsi à son chauffage.

2.4 Transport collectif des électrons dans la matière

Nous venons d'étudier les interactions binaires que subissent les électrons rapides. En prenant en compte les phénomènes collectifs, on s'aperçoit de la complexité accrue du transport du faisceau d'électrons. Le courant de retour, les champs induits et les instabilités sont souvent plus déterminants que les collisions pour comprendre le comportement des électrons rapides. La vaste théorie sur le sujet n'est pas l'objet de cette thèse et nous utiliserons celle de Laurent Gremillet pour en dégager les traits majeurs.

2.4.1 Courant de retour

Le faisceau d'électrons progressant dans le plasma dense provoque plusieurs phénomènes. Premièrement, cet apport de charges tend à chasser les électrons thermiques vers l'extérieur du faisceau. Une telle neutralisation en charge se produit avec un temps caractéristique ω_p^{-1} , l'inverse de la fréquence plasma. L'ordre de grandeur de ce temps est la femtoseconde, bien plus court que la durée de nos lasers et de celle du faisceau électronique. On peut donc supposer que la charge est toujours neutralisée rapidement devant la durée des autres effets étudiés.

Deuxièmement, le fort courant du faisceau I_b (= quelques 10^6 A) génère un champ magnétique azimuthal tendant à le dévier. Alfvén a montré [Alfvén1939] que ce champ empêche la propagation d'un tel courant si sa valeur dépasse une valeur caractéristique $I_A = \gamma_b v_b e / r_e$ où v_b est la vitesse moyenne des électrons rapides et γ_b le facteur de Lorentz associé. En effet, la déflexion par le champ magnétique devient trop forte et le faisceau explose. Ce courant limite vaut environ 10^4 A, ce qui est largement trop bas par rapport à I_b . En réalité, la théorie d'Alfvén ne prend pas en compte le *courant de retour* I_r . Il est constitué des électrons thermiques accélérés par le champ électrique dans le sens inverse du faisceau principal. Ces électrons lents, mais nombreux, tendent à compenser le courant initial de façon à obtenir un courant total $I_b + I_r$ inférieur à I_A .

Par conséquent, si la neutralisation grâce au courant de retour est suffisante ($> 99\%$ du courant incident), le champ magnétique induit est fortement amoindri, et le faisceau électronique peut se propager librement.

Pour plus de précision, la propagation d'un faisceau cylindrique peut être calculée analytiquement [Lee1971]. La longueur caractéristique de ce problème est l'épaisseur de peau magnétique $\lambda_e = c/\omega_p$, sur laquelle s'étend typiquement le champ magnétique induit. Si le rayon r_b du faisceau est plus petit que λ_e , le courant de retour s'étend trop loin, et la neutralisation est très imparfaite. Dans notre cas, λ_e est de l'ordre de 10^{-2} μm , ce qui est négligeable devant la source que l'on utilise (~ 10 μm). On obtient alors une très bonne neutralisation du courant, permettant la propagation des électrons rapides. Ce phénomène se produit en un temps $1/\nu_{ei}$ de l'ordre de la femtoseconde.

Cet état ne perdure pas indéfiniment. Les collisions impliquent une diffusion du courant de retour, donc du champ magnétique. Cela entraîne une mauvaise neutralisation, puis la détérioration du faisceau électronique. Ceci se produit selon le temps caractéristique de diffusion magnétique $\tau_d = \mu_0 r_b^2 \sigma$ (au moins quelques dizaines de picosecondes) où σ est la conductivité électrique du plasma. Dans les conditions qui nous intéressent, on montre [Gremillet2001] que le courant d'Alfvén est dépassé après environ le même temps.

Il est raisonnable d'estimer que dans notre cas, le faisceau électronique ne peut guère être maintenu plus de 10 ps.

Cette durée n'est pas anodine. En effet, il s'agit presque de la durée prévue dans le cadre de l'allumeur rapide (quoique nos conditions n'y soient pas directement applicables). Le problème, à ce niveau, reste donc ouvert à des études plus précises [Davies2004]. En vue de nos expériences, ce temps caractéristique est également à prendre en compte, car l'une d'elles (chapitre 7) utilise un laser de durée 10 ps.

2.4.2 Champs induits

Différents phénomènes peuvent induire des champs intenses dans la matière traversée par les électrons rapides.

Premièrement, nous venons de voir qu'un faisceau d'électrons partiellement neutralisé peut toujours se propager si le courant total n'excède pas la limite d'Alfvén. Supposons alors que la neutralisation n'est pas totale avec un courant total proche de cette limite ($\sim 10^4$ A). Le champ magnétique issu de cette neutralisation imparfaite a tendance à "pincer" le faisceau d'électrons [Davidson1984]. Cet effet de pincement magnétique est relativement négligeable dans notre cas. En effet, la neutralisation peut être supposée quasi-parfaite, n'induisant pas de champs magnétiques.

Deuxièmement, malgré un faisceau presque parfaitement neutralisé, un champ magnétique peut apparaître : en utilisant l'équation de Maxwell-Faraday $\partial \vec{B} / \partial t = -\vec{\nabla} \wedge \vec{E}$ et la loi d'Ohm $\vec{E} \simeq -\eta \vec{j}_b$, où η est la résistivité et \vec{j}_b la densité de courant d'électrons rapides, on parvient à une estimation de l'évolution du champ magnétique $\partial B / \partial t = \eta \vec{\nabla} \wedge \vec{j}_b \sim \eta I_b / r_b^3$. Cela correspond à quelques centaines de Tesla par picoseconde. Ce champ magnétique est capable de faire converger les électrons rapides. On comprend ainsi que les gradients de courant seuls sont capables de générer un champ magnétique collimateur. Celui-ci entre également en compétition avec la dispersion transverse des impulsions (c'est-à-dire avec la divergence des électrons).

Le faisceau électronique peut diverger ou converger selon la valeur de son courant, et selon sa forme.

Troisièmement, les gradients de résistivité peuvent créer un champ magnétique. Il faut revenir à l'équation de Maxwell-Faraday en n'omettant pas la variation spatiale de η . Cela s'écrit

$$\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} = \eta \vec{\nabla} \wedge \vec{j}_b + (\vec{\nabla} \eta) \wedge \vec{j}_b. \quad (2.12)$$

C'est le second terme qui nous intéresse maintenant. Cette dépendance spatiale de la résistivité peut créer un champ magnétique répulsif ou attractif [Norreys2009, Davies2003]. Par exemple, si la résistivité croît avec le rayon, le champ magnétique azimuthal induit tend à dévier les électrons vers l'extérieur.

Le faisceau a tendance à rejoindre les zones de forte résistivité à cause des champs magnétiques auto-induits.

Différents comportements peuvent exister selon la résistivité rencontrée :

- ▷ En supposant la résistivité décrite par le modèle de Spitzer ($\eta \propto T^{-3/2}$), on comprend que le chauffage progressif du plasma peut influencer la propagation du faisceau. Si la température change ainsi, le centre du faisceau devient plus chaud, moins résistif et donc répulsif. Par conséquent il devrait apparaître une forme annulaire du faisceau.
- ▷ Ces mêmes champs magnétiques résistifs sont capables de collimater le faisceau lorsque les gradients de résistivité sont initialement imposés dans le bon sens. Kar *et al.* [Kar2009] ont observé un tel guidage en utilisant différents matériaux pour faire varier la résistivité.

La complexité de ces champs auto-induits peut être étudiée par une approche numérique, notamment via des simulations hybrides ou PIC (cf. chapitre 3).

2.4.3 Pouvoir d'arrêt et chauffage collectifs

Le faisceau d'électrons perd une partie de son énergie de façon collective. En effet, les électrons rapides cèdent leur énergie au courant de retour (lui-même amorti par les collisions). Le pouvoir d'arrêt collectif est alors leur perte d'énergie par unité de longueur.

Un modèle simple [Lovelace1971, Gremillet2001] permet d'estimer sa valeur. En calculant séparément le flux du vecteur de Poynting du champ induit \vec{B}_b et du champ du plasma \vec{B}_p , et en utilisant le taux de neutralisation f vérifiant $\vec{B}_p = -f\vec{B}_b$, on peut déduire la puissance cédée au plasma. En supposant que f varie de façon monotone avec le temps, l'intégration temporelle de la puissance donne une énergie cédée en fonction du temps. Pour pouvoir la calculer complètement, un profil gaussien du faisceau est employé, et l'on aboutit à l'expression suivante de l'énergie cédée linéique :

$$W_b(t) = \frac{I_b^2}{4\pi\epsilon_0 c^2} \ln\left(1 + 2\frac{t}{\tau_d}\right).$$

Typiquement, après 1 ps, le faisceau a perdu quelques dizaines de millijoules pour chaque micron de cible. Si 1 joule a été injecté dans les électrons rapides, il faut donc quelques centaines de microns pour tous les arrêter. Il est plus simple de connaître le pouvoir d'arrêt rapporté à un électron. On divise W_b par le nombre d'électrons rencontrés durant un temps t , valant $\pi r_b^2 v_b t n_b$. Le pouvoir d'arrêt s'écrit alors, pour des temps courts,

$$Q_b = \frac{W_b}{\pi r_b^2 v_b t n_b} \sim \frac{I_b^2}{4\pi^2 \epsilon_0 c^2 r_b^2 v_b n_b} \frac{2}{\tau_d} \sim \frac{e^2 n_b v_b}{2 \sigma}.$$

En supposant la conductivité σ donnée par le modèle de Spitzer, valant $\sigma = 8\pi\epsilon_0 c / (r_e Z^* \ln \Lambda) \times (2k_B T_e / (\pi m_e c^2))^{3/2}$, on peut l'exprimer

$$\frac{Q_b}{n_i} \sim Q_0 \beta_b f_{\text{hot}} Z^{*2} \left(\frac{2k_B T_e}{\pi m_e c^2}\right)^{-3/2} \frac{\ln \Lambda}{8\pi}$$

où $f_{\text{hot}} = n_b/n_e$ est la fraction d'électrons rapides sur les électrons thermiques. Cette expression contient déjà beaucoup d'approximations, comme un faisceau stable et gaussien, un temps court, une conductivité de Spitzer, etc. mais on voit que beaucoup de paramètres influencent sa valeur. La grandeur f_{hot} est d'ailleurs mal connue, pourtant son rôle est prépondérant. La différence la plus importante avec un cadre réaliste est la divergence initiale des électrons : ils sont vite dilués, donc l'aspect collectif est rapidement amoindri.

Ainsi, la formule ci-dessus est fortement approximative. Elle peut uniquement donner un ordre de grandeur.

Supposons $f_{\text{hot}} = 0.1\%$ et $\ln \Lambda = 2$. La comparaison avec le pouvoir d'arrêt collisionnel est donnée sur la figure 2.8 dans le cas de l'aluminium chaud, pour une température de 10 ou 100 eV. On voit que les deux processus n'ont pas le même effet selon l'énergie des électrons rapides. Mais la valeur absolue du pouvoir d'arrêt collectif est, comme il est écrit plus haut, peu crédible. On comprend toutefois que la température du plasma joue un rôle important. De plus, en chauffant, le pouvoir d'arrêt évolue, ce qui modifie encore le comportement du faisceau.

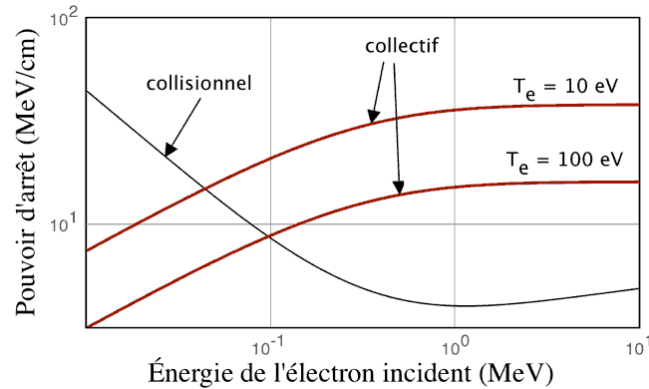


Figure 2.8: Comparaison des pouvoirs d'arrêt collisionnel et collectif, pour $f_{\text{hot}} = 0.1\%$, $\ln \Lambda = 2$ et $T_e = 10$ ou 100 eV.

Le même modèle donne une estimation du chauffage du plasma en fonction du temps. Il est dû à l'effet joule du courant de retour. Pour des temps courts, on obtient une énergie déposée linéique égale à l'énergie perdue par les électrons rapides. Ensuite, une fraction significative est transférée en énergie magnétique, à mesure que ce champ magnétique diffuse. Cela se passe sur plusieurs picosecondes, donc limitons-nous à supposer que toute l'énergie perdue par les électrons chauds est convertie en chaleur. Au bout d'une picoseconde, on a vu que 1 Joule est déposé dans $\sim 100 \mu\text{m}$. En prenant en compte un faisceau de section $\pi r_b^2 \sim 300 \mu\text{m}^2$ et la densité de l'aluminium 2.7 g/cm^3 , on obtient de l'ordre de 10^7 J/g . La base de donnée d'équations d'état SESAME du laboratoire de Los Alamos donne une estimation du chauffage induit. On trouve environ une température de 100 eV . C'est bien l'ordre de grandeur que l'on obtient expérimentalement.

Le courant de retour peut chauffer efficacement le plasma.

Des modèles plus raffinés permettent une estimation un peu plus précise du chauffage via le courant de retour. Par exemple, Santos *et al.* [Santos2007] prennent notamment en compte une divergence constante arbitraire des électrons, ainsi qu'une conductivité électrique plus fouillée. Ils approfondissent les résultats de cette section en montrant que le chauffage par courant de retour est prépondérant seulement dans les 10-20 premiers microns de la cible. Plus loin, le courant est trop dilué, et le chauffage est assuré directement par les collisions des électrons rapides.

2.4.4 Recirculation

Lorsque le faisceau d'électrons sort de la cible dans le vide, la séparation de charge induit un champ électrique surfacique tendant à faire revenir les électrons à l'intérieur de la cible. Ce phénomène de recirculation impose à une large partie du faisceau d'être confiné dans le plasma. Une partie des électrons, notamment les plus rapides, parviennent à s'extraire du champ électrique et s'échappent de la cible. Les autres sont réinjectés à l'intérieur. Un calcul théorique [Fill2005] prédit que les électrons les moins rapides (typiquement $< 5 \text{ MeV}$) sont en majorité rappelés vers la cible. Ils parcourent une distance typique de quelques microns dans le vide, puis reviennent dans la cible. Les électrons plus énergétiques peuvent s'échapper ou revenir selon leur énergie initiale.

La recirculation est d'autant plus efficace (davantage d'électrons sont rappelés vers la cible) que la densité d'électrons rapides est importante. C'est aussi pourquoi, en utilisant des cibles de taille

réduite, les électrons traversent de nombreuses fois le plasma et on parvient à augmenter grandement l'énergie déposée, et donc la température (voir chapitre 5).

Dans d'autres cas, la recirculation peut causer une augmentation artificielle du signal mesuré. En effet, les multiples passages des électrons au même endroit peuvent fausser l'interprétation des mesures. Il faut donc prendre en compte la recirculation afin de ne pas surestimer la population électronique.

2.4.5 Instabilités

Les sections précédentes décrivaient des effets des champs quasi-statiques induits par l'enveloppe du faisceau d'électrons rapides. La réponse du plasma est généralement plus complexe, et s'accompagne d'une modification de la distribution électronique. Les perturbations présentes lors de la génération du faisceau peuvent s'amplifier via l'interaction avec les électrons du plasma ou du courant de retour, donnant lieu à diverses instabilités.

Instabilités microscopiques

Lorsque deux faisceaux d'électrons de vitesses opposées se rencontrent (tels le courant incident et le courant de retour), des perturbations de densité électronique peuvent se développer de façon longitudinale. Cette *instabilité deux faisceaux* crée une onde plasma de fréquence proche de ω_p et de vitesse proche de v_b , mais inférieure à v_b . Cette différence de vitesse entre l'onde et le faisceau a tendance à ralentir ce dernier. Et jusqu'à environ 20% de l'énergie du faisceau peut être ainsi transférée au plasma. Cela n'est pas vérifié dans nos conditions expérimentales à cause des collisions et de la dispersion en vitesses du plasma, diminuant fortement le taux de croissance. C'est pourquoi nous pouvons négliger cette instabilité.

Il peut aussi exister des perturbations transverses de densité, c'est-à-dire perpendiculaires au faisceau [Weibel1959]. Cette *instabilité de filamentation* se produit car les fluctuations de courant produisent des micro-boucles de champ magnétique ayant tendance à amplifier les fluctuations initiales. De cette façon, la neutralité locale en courant est progressivement perdue au profit d'une alternance de micro-courants opposés, séparés par $\gtrsim c/\omega_p$. Les micro-courants et le champ magnétique se développent jusqu'à saturation, puis apparaît une coalescence vers un filament unique lorsque le courant de retour n'assure plus la neutralisation. Globalement, une fraction de l'ordre de quelques pourcents de l'énergie cinétique initiale peut être convertie en champ magnétique. Cette instabilité ne modifie pas significativement le transport macroscopique des électrons une fois qu'ils sont dans la matière solide. Toutefois, elle est prépondérante au niveau de la surface de la cible, où les nombreux filaments dictent une grande partie de la divergence initiale du faisceau [Adam2006].

Instabilités macroscopiques

Le traitement de l'instabilité de Weibel néglige la résistivité du plasma. Les champs magnétiques peuvent croître localement à cause des gradients de résistivité, et on parle de *filamentation résistive*. On obtient des filaments plus gros (1 à 10 μm), croissant avec la résistivité [Honda2000, Gremillet2002].

Déjà introduit dans la section 2.4.2, le chauffage important au centre du faisceau y provoque une réduction de la résistivité et donc son creusement (*hollowing*). On s'attend donc à observer des faisceaux de forme annulaire si le chauffage est suffisant. L'existence d'une telle instabilité est déterminante pour comprendre les résultats expérimentaux.

D'autre part, si le faisceau subit un déplacement latéral, il est rappelé vers le centre par le champ magnétique apparaissant. Il devrait globalement osciller autour de l'axe initial jusqu'à s'y stabiliser.

À cause de la résistivité finie du plasma, le courant de retour diffuse et ne permet pas cette stabilité du faisceau. Les oscillations s'amplifient et donnent une allure de tuyau d'arrosage qui s'emballe (instabilité dite de *hosing* en anglais [Uhm1983]). Chaque filament, si filamentation il y a, peut être soumis à ce mouvement de reptation.

2.4.6 Bilan des effets collectifs

Résumons les principaux effets collectifs en nous appuyant sur la figure 2.9. Nous avons vu que la réponse du plasma à l'arrivée du courant d'électrons rapides est caractérisée par une rapide neutralisation en charge et en courant. Le courant de retour qui s'ensuit permet au faisceau de dépasser la limite d'Alfvén et de se propager sur de grandes distances. Le champ magnétique résultant des gradients de courant ou de résistivité peut collimater le faisceau ou le faire diverger. D'un autre côté, le courant de retour chauffe le plasma via l'effet Joule. La variation de la résistivité avec la température modifie aussi ce champ magnétique, et le faisceau peut se creuser sensiblement. Diverses instabilités sont susceptibles d'apparaître. Elles contribuent principalement à fragmenter le faisceau et à défléchir ces filaments.

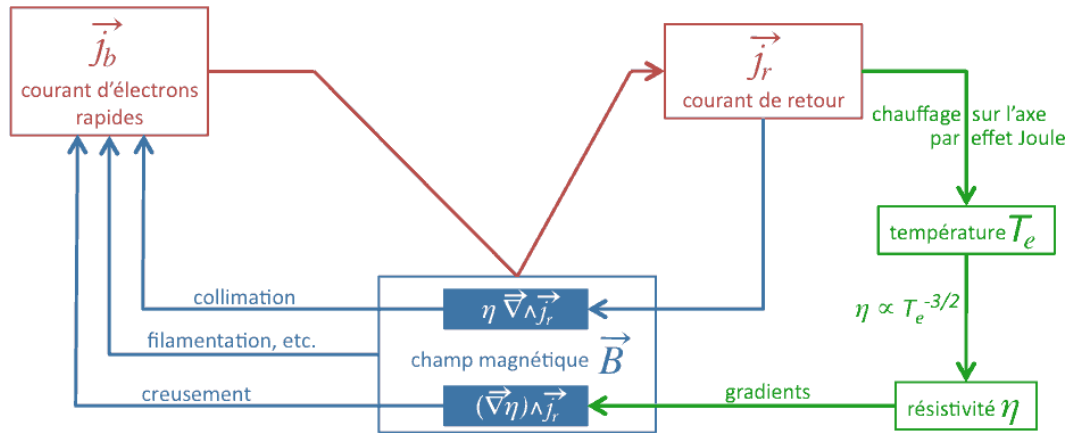


Figure 2.9: Résumé du transport collectif dans le régime résistif.

Pour conclure cette section, les effets collectifs ont un rôle prépondérant sur la forme du faisceau d'électrons lorsque celui-ci possède un courant intense ou une résistivité forte, et d'autant plus qu'il est temporellement long ($\sim \tau_d$). Ils sont aussi capables de chauffer le plasma de façon au moins aussi importante que par les collisions. La complexité de ces phénomènes nécessite souvent une approche numérique, abordée dans le chapitre suivant.

Simulation de l'interaction laser ps-plasma

L'approche analytique du chapitre précédent ne permet pas de comprendre le comportement précis de l'interaction, mais plutôt quelques caractéristiques globales. Il faut recourir à des simulations numériques pour une description plus quantitative à la fois des effets collisionnels et collectifs.

Nous avons vu que la création des électrons rapides dépend fortement de la surface de l'état de surface de la cible avant l'arrivée de l'impulsion. La déformation de cette surface sous l'effet du piédestal laser (voir section 2.1.3) se fait à l'échelle de quelques nanosecondes, et peut être simulée par des *codes hydrodynamiques*. Nous verrons rapidement ce point dans la section suivante.

Ensuite, la forme du plasma étant connue, on peut y injecter un faisceau d'électrons rapides et observer son comportement ainsi que ses effets sur la matière, pendant quelques dizaines de picosecondes. Un code *hybride* peut réaliser cette simulation à partir d'un faisceau d'électron connu. Dédié à la seule description des processus à grande portée (quelques longueurs de Debye au mieux), ce type de code ne nécessite pas de machine très performante.

À la fin de ce chapitre, nous verrons que pour une simulation unifiée du problème (la génération des électrons rapides et une partie de leur transport ultérieur), il faut recourir à des *codes particulaires*, où tout le plasma est représenté en termes de particules et non comme un fluide. Ces codes sont les plus aboutis physiquement, mais ils requièrent une très grande quantité d'heures de calcul (quelques milliers) pour environ une picoseconde simulée et un volume simulé réduit. Leur utilisation doit donc être réservée à des cas précis.

3.1 Simulations sans électrons

L'interaction du piédestal avec la cible provoque l'expansion d'une partie du plasma avant que l'impulsion principale n'arrive. Ce piédestal est suffisamment peu intense et long pour décrire ses effets par une approche hydrodynamique. Nous allons voir succinctement quels sont les mécanismes sous-jacents, et la façon de les simuler.

3.1.1 Hydrodynamique

Voyons d'abord comment se comporte un élément fluide de densité ρ , de vitesse \vec{u} , et soumis à la pression p [Drake2006].

- ▷ S'il perd de la matière d'un côté plus que de l'autre, sa densité change. Cela se traduit par l'équation de conservation de la masse $\partial\rho/\partial t = -\vec{\nabla} \cdot (\rho\vec{u})$.
- ▷ Si la pression est plus forte d'un côté que de l'autre, sa vitesse change. Cela se traduit par l'équation de conservation de l'impulsion $\partial\vec{u}/\partial t + (\vec{u} \cdot \vec{\nabla})\vec{u} = -(\vec{\nabla}p)/\rho$.
- ▷ Si le transfert d'énergie via les forces de pression est plus important d'un côté que de l'autre, son énergie interne change. Cela se traduit par l'équation de conservation de l'énergie

$$\frac{\partial}{\partial t} \left(\rho\varepsilon + \frac{\rho u^2}{2} \right) = -\vec{\nabla} \cdot \left[\rho\vec{u} \left(\varepsilon + \frac{u^2}{2} \right) + p\vec{u} \right]$$

où ε est l'énergie interne de la particule fluide.

On peut déjà remarquer que la première équation donne l'évolution de u^0 en fonction de u^1 , puis la seconde donne l'évolution de u^1 en fonction de u^2 et la troisième donne l'évolution de u^2 en fonction de u^3 . On pourrait continuer ceci indéfiniment, mais une résolution pratique nécessite de tronquer cette suite infinie. On choisit ici de s'arrêter aux trois équations d'Euler précédentes. Elles permettent en théorie de calculer l'évolution des quatre paramètres ρ , \vec{u} , p et ε mais il faut une quatrième équation de fermeture.

Pour calculer l'évolution d'un fluide, les équations de conservation ne suffisent pas. Nous allons voir que les *équations d'état* complètent la résolution.

3.1.2 Équations d'état

Pour fermer le système des trois équations d'Euler, une équation d'état doit relier au moins deux des quatre paramètres ρ , \vec{u} , p et ε . Certains modèles (gaz polytropique, plasma radiatif, Thomas-Fermi, etc.) donnent des relations plus ou moins simples que nous ne développerons pas. La complexité et la vastitude de ce problème stimulent de nombreuses études depuis plus de deux siècles et révèlent de plus en plus d'obstacles à mesure que l'on cherche des états extrêmes de la matière. Il reste que l'on doit souvent supposer un équilibre local et faire appel au concept de température, notions parfois illusoire mais raisonnables dans notre cas.

Les équations d'état dépendent des effets microscopiques et sont forcément différentes d'un matériau à un autre. Les modèles théoriques ne peuvent donc pas être appliqués dans beaucoup de cas. Il faut y associer des tables de valeurs simulées ou mesurées. Ces tables donnent par exemple p (ou même la température, le degré d'ionisation, etc.) en fonction de ε et ρ . Elles sont simples d'utilisation, mais de nombreux cas sont toujours peu connus, à l'image des plasmas très denses, des états hors-équilibre et des mousses.

3.1.3 Couplage avec le laser

Les trois équations d'Euler pourraient être complétées par des termes de viscosité, de contraintes, de conduction thermique, de transfert radiatif ou de sources extérieures, selon le degré de raffinement du code. Contentons-nous d'introduire la méthode pour y intégrer l'effet du piédestal du laser.

- ▷ Dans l'équation de conservation de l'impulsion, il faut ajouter la force de Lorentz appliquée par le champ électromagnétique à un élément fluide.
- ▷ Dans l'équation de conservation de l'énergie, il faut ajouter le flux du vecteur de Poynting et la perte d'énergie par effet Joule.

La force de Lorentz, et a fortiori la pression de radiation n'ont qu'un rôle limité sur le mouvement global du plasma.

À bas flux laser, ce sont principalement les collisions qui, via l'effet Joule, chauffent le plasma et l'ionisent. La température élevée provoque son expansion.

Pour simuler complètement ces effets du laser, il faudrait calculer les équations de Maxwell et la résistivité en temps réel, en déduire le chauffage, puis modifier les courants et densités grâce aux équations d'Euler, et réitérer ce procédé à chaque pas de temps. Ce processus est très coûteux en temps de calcul et on lui substitue souvent une technique de tracé de rayons combinant optique géométrique et coefficients d'absorption. On peut ainsi connaître approximativement la propagation du piédestal du laser et son influence sur la matière.

3.1.4 Fonctionnement, résultats et limites.

Résumons les explications précédentes. Un code hydrodynamique doit calculer l'évolution d'un fluide soumis au chauffage par un laser. Ce fluide est discrétisé selon un maillage, et chaque maille est considérée comme une particule fluide. Les équations précédentes sont alors appliquées successivement sur chaque maille, et réitérées à chaque pas de temps. L'approche indiquée ici est basée sur un point de vue lagrangien, c'est-à-dire en suivant les particules fluides. Le maillage se déforme au cours du temps en fonction de la vitesse du fluide, et chaque maille contient toujours la même quantité de matière. Lorsqu'une maille s'élargit, sa densité et sa température changent. Ces deux quantités sont les plus importantes pour comprendre l'influence du piédestal.

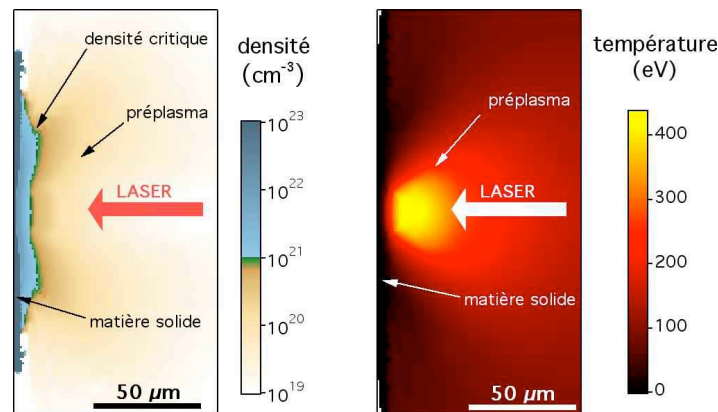


Figure 3.1: Simulation hydrodynamique d'un préplasma par le code DUED. Le piédestal possède un éclairement de $10^{13} \text{ W} \cdot \text{cm}^{-2}$ pendant 1.5 ns. La cible est composée uniquement de nickel à la densité solide.

Un exemple de simulation du préplasma, engendré par un piédestal d'éclairement $10^{13} \text{ W} \cdot \text{cm}^{-2}$ pendant 1.5 ns, est donné sur la figure 3.1. La matière est éjectée au-delà de $100 \mu\text{m}$ et la limite de la densité critique s'est avancée vers le laser d'une dizaine de microns. Sur ces dix microns, il existe un gradient de densité important, passant de 10^{21} à plus de 10^{23} cm^{-3} . La partie sous-dense du préplasma a été chauffée à plusieurs centaines d'eV et la partie dense n'a subi que très peu d'élévation de température. Toutes ces caractéristiques sont cruciales pour comprendre l'accélération des électrons rapides par l'impulsion principale (ultérieure).

Cet état du préplasma, simulé par les codes hydrodynamiques, est utilisé par la suite comme situation initiale pour les codes de transport électronique. Son effet sur la création des électrons rapides est considérable.

Quelques limites notables des simulations hydrodynamiques doivent être indiquées. D'abord, les modèles d'équation d'état et d'absorption du laser sont souvent approximatifs et peuvent se révéler inutilisables dans certaines conditions. La résistivité à faible température, notamment, est mal connue et est une source importante d'incertitudes. Ensuite, une modélisation suffisamment complète des effets radiatifs impose un temps de calcul long, ce qui restreint souvent la simulation à deux dimensions (que l'on peut améliorer avec une symétrie supposée cylindrique par exemple). Pour finir, le maillage déformable interdit la résolution de certains phénomènes turbulents, mais surtout empêche d'observer le glissement entre deux matériaux.

3.2 Simulations avec électrons explicitement définis

Changeons maintenant d'échelle de temps. Les simulations hydrodynamiques de la section précédente se déroulent sur une durée de l'ordre de la nanoseconde. Une fois l'état de la cible ainsi modifié par le piédestal laser, on peut se permettre de le supposer figé pour la suite du calcul. En effet, la création et le transport des électrons rapides se produit pendant quelques picosecondes, durée trop brève pour observer une modification notable de la densité ou de la température par des effets hydrodynamiques. Passons donc à une échelle de temps de l'ordre de quelques picosecondes. L'état du plasma (surtout la densité) est supposé quasiment figé pendant cette durée. Seuls les électrons rapides et leur transport sont maintenant calculés.

L'impulsion laser principale génère, au niveau du préplasma, et plus précisément autour de la densité critique, un faisceau d'électrons dont nous voulons simuler le transport. Cette section explique comment ce transport peut être calculé à partir d'une distribution initiale donnée. Autrement dit, on injecte un faisceau prédéfini d'électrons rapides et on observe son comportement dans la matière. Le laser n'est pas pris en compte dans ces simulations.

Deux approches différentes sont décrites ici. La méthode *Monte-Carlo* permet de bien calculer l'effet des collisions avec une grande cible. La méthode *hybride* est davantage concentrée sur les effets collectifs mais décrit également les effets collisionnels. Elle représente plus correctement les cas étudiés dans cette thèse, en contrepartie d'un temps de calcul plus long.

3.2.1 Méthode Monte-Carlo

Commençons par ne simuler que l'effet des collisions. La méthode Monte-Carlo [Metropolis1949] est un procédé efficace et précis, bien adapté à ce problème. Elle compte parmi les plus simples et rapides pour simuler la propagation d'électrons dans notre cas. Des cibles très larges (jusqu'à 1 mm) peuvent être simulées sur un seul processeur en quelques heures.

Sans effets collectifs, chaque électron rapide parcourt une trajectoire individuelle en fonction du milieu qu'il rencontre. On choisit donc de calculer un nombre restreint N d'électrons rapides, tirés au sort parmi une distribution initiale donnée. Un électron est caractérisé par sa position, sa direction et son énergie, qui sont modifiées à chaque collision (dans un modèle de diffusion simple) ou à chaque pas de temps (dans un modèle de diffusion multiple).

À chaque collision, l'électron est déplacé, dévié et ralenti en fonction du milieu dans lequel il se propage. Il peut aussi générer d'autres particules, notamment de l'émission K_α ou du rayonnement de bremsstrahlung.

Tous ces évènements sont tirés au sort à partir des distributions théoriques de diffusion et de freinage (cf. sections 2.3.1 et 2.3.2). Résumons ces différents effets successifs en s’inspirant de la méthode de diffusion simple choisie dans le code PROPEL [Gremillet2001]. À la n -ième collision, les étapes suivantes sont effectuées.

- ▷ L’électron est déplacé sur une longueur correspondant au libre parcours, avec la direction donnée par sa vitesse actuelle. La distance parcourue l_n est tirée au sort sachant que la probabilité P de subir une collision sur une distance l dépend de la section efficace totale de collision σ_t selon $P(l) = 1 - \exp(-n_i \sigma_t l)$. On peut inverser cette expression pour obtenir $l_n = -\ln U / (n_i \sigma_t)$ où U est un nombre aléatoire entre 0 et 1.
- ▷ Après son déplacement, l’électron subit une collision provoquant sa déviation d’un angle θ_n . La distribution angulaire est donnée par $\sigma(\theta) / \sigma_t$ où $\sigma(\theta)$ est la section efficace différentielle donnée par l’expression (2.3). Son intégrale donne la probabilité d’une déviation à l’angle θ :

$$P(\theta) = \frac{1 + \theta_0^2/4}{1 + \theta_0^2 / (4 \sin^2(\theta/2))}$$

où θ_0 est l’angle d’écran. En inversant cette expression, on obtient l’angle de déviation par $\cos \theta_n = 1 - 2U \theta_0^2 / (4 + \theta_0^2 - 4U)$ où U est un autre nombre aléatoire. L’angle de déviation dépend donc de l’énergie de l’électron et faiblement du numéro atomique (via l’angle d’écran).

- ▷ Nous n’avons considéré pour l’instant que les collisions élastiques, provoquant une déviation. Les collisions inélastiques, ralentissant l’électron, ne sont pas discrétisées. Comme elles ne contribuent que très peu à dévier la trajectoire, il est plus aisé de considérer que le ralentissement s’effectue continument. C’est-à-dire qu’on utilise le pouvoir d’arrêt Q décrit dans la section 2.3.2 pour modifier l’énergie d’une quantité $\Delta E_n = -Q l_n$. L’énergie perdue par l’électron est déposée dans la matière à sa position courante, afin d’en déduire la température.
- ▷ Une autre quantité mesurable est l’émission de rayons X, notamment K_α , représentative du passage des électrons rapides. Nous verrons dans le chapitre suivant la forme de la section efficace correspondante. On peut également calculer ce rayonnement par un dépôt continu, et non pas par des collisions individuelles. Cela se justifie par le fait que l’énergie perdue pour chaque photon émis est relativement faible par rapport à l’énergie cinétique initiale.
- ▷ La dernière étape est de vérifier que l’électron est toujours dans les limites de la boîte simulée. Il faut aussi que son énergie soit supérieure à un seuil (généralement ~ 10 keV) car son transport ultérieur serait trop peu pertinent. Si ces conditions ne sont pas remplies, l’électron est “détruit”. Sinon, on réitère toutes les étapes précédentes pour simuler la collision $n + 1$.

Cette procédure est répétée pour un grand nombre d’électrons (quelques milliers), jusqu’à parvenir à une statistique suffisante. Notons qu’il est possible d’intégrer le calcul du Bremsstrahlung à ce type de code, en le considérant comme un deuxième type de collisions.

Nous ne nous attarderons pas à détailler la validité d’un tel code par rapport aux résultats expérimentaux, mais notons que l’accord est bon tant que le nombre d’électrons rapides reste faible pour pouvoir négliger les effets collectifs.

Ces effets collectifs n’étant pas pris en compte, ce modèle ne peut reproduire correctement la propagation d’un faisceau intense d’électrons. Cependant, il présente un intérêt certain pour évaluer la taille moyenne du faisceau, la température approximative et la quantité de rayonnement produit.

Outre le fait que la méthode Monte-Carlo est rapide, on comprend qu’il est intéressant de connaître

l'importance des collisions par rapport aux autres effets. Par exemple, une impulsion très courte (~ 100 fs) ou une résistivité faible ne laissent pas beaucoup de temps au champ magnétique de se développer, et peu de phénomènes collectifs auront le loisir de croître.

3.2.2 Méthode hybride

Pour prendre en compte les effets collectifs, on ne peut plus simuler la trajectoire de chaque électron de façon indépendante. Il faut discrétiser le temps selon un pas Δt et traiter un grand nombre d'électrons en même temps. Sachant cela, simuler la totalité des électrons du plasma est totalement illusoire vu leur très grand nombre. Même la fraction rapide des électrons est trop nombreuse ($\sim 10^{14}$) pour être calculée. Il faut remplacer la notion de particule par celle de *macro-particule* (ce qui peut également être réalisé dans un code Monte-Carlo). Chacune représente un grand nombre de particules réelles de façon à ne calculer qu'un nombre raisonnable de macro-particules (\sim quelques millions).

Le reste du plasma n'est pas sous forme de particules, mais simplement de densités de courants et d'énergie. Chaque maille spatiale possède trois vecteurs \vec{j} , \vec{E} et \vec{B} représentant respectivement le courant, le champ électrique et le champ magnétique en cet endroit. On voit qu'il est possible de traiter aisément le courant de retour, sans connaître précisément sa structure microscopique. Le courant total s'écrit $\vec{j} = \vec{j}_b + \vec{j}_p$ où \vec{j}_b est le courant du faisceau d'électrons rapides et \vec{j}_p celui du reste du plasma.

L'association d'un modèle particulaire pour les électrons rapides avec un modèle fluide pour le reste du plasma est le point central de la méthode *hybride*.

Ce procédé a été initié par Bell [Bell1997] puis Davies [Davies1997]. Il a ensuite été amélioré successivement par différents auteurs [Gremillet2002, Davies2002, Honrubia2004]. Donnons une vue simplifiée du fonctionnement d'un tel code en commençant par le traitement des particules rapides soumises aux champs, puis en reliant cette approche avec un fluide associé.

Modèle particulaire

Les particules et les champs se modifient réciproquement. Les champs créent des forces mouvant les particules via les équations du mouvement. Les particules créent des courants altérant les champs via les équations de Maxwell. On peut comprendre ce processus avec l'image d'une boucle passant successivement par les étapes suivantes :

- ▷ Les champs créent une force (de Lorentz) qui est calculée pour chaque particule.
- ▷ Chaque particule est déplacée et déviée en conséquence.
- ▷ Le courant est calculé dans chaque maille.
- ▷ Les équations de Maxwell donnent la nouvelle valeur des champs. Elles s'écrivent ici

$$\begin{aligned}\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} &= -\vec{\nabla} \wedge \vec{E} \\ \vec{\nabla} \wedge \vec{B} &= \mu_0 \vec{j}.\end{aligned}$$

Notons que l'équation de Maxwell-Ampère ne contient pas de dérivée temporelle de \vec{E} . Cela vient du fait que l'on néglige la phase transitoire où la neutralisation en courant se produit.

En répétant ce procédé pour chaque pas de temps, on peut simuler l'évolution d'un grand nombre de particules au cours du temps. Nous verrons dans la section 3.3 qu'il est possible de toutes les simuler

par ce genre de modèle particulaire. Ici, seuls les électrons rapides sont représentés sous cette forme. Le reste du plasma est décrit par un fluide.

Modèle fluide

Le modèle fluide généralement utilisé est très basique car il suppose qu'aucun déplacement macroscopique de matière n'a le temps de se produire. La densité du plasma est donc supposée constante. Les grandeurs susceptibles de varier sont principalement son numéro atomique Z , sa température T_e , sa résistivité η et surtout son courant \vec{j}_p . Complétons les équations de Maxwell ci-dessus par la loi d'Ohm $\vec{E} = \eta \vec{j}_p$. Elles peuvent être réécrites ainsi :

$$\begin{aligned}\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} &= \vec{\nabla} \wedge (\eta \vec{j}_b) - \vec{\nabla} \wedge (\eta \vec{\nabla} \wedge \vec{B}) \\ \vec{E} &= \eta (\vec{\nabla} \wedge \vec{B} - \vec{j}_b).\end{aligned}$$

Le seul courant restant dans ces formules est celui des électrons rapides. On voit donc qu'il n'est pas nécessaire d'effectuer un traitement complet du courant de retour. Celui-ci est automatiquement éliminé dans les équations et il peut être retrouvé via le champ \vec{E} .

Bilan

Résumons les différentes étapes effectuées par un code hybride à chaque pas de temps. Pour préciser davantage la façon par laquelle les étapes sont réalisées, aidons-nous de la figure 3.2 où le n -ième pas de temps est représenté. La position de chaque particule est modifiée d'après la valeur de sa vitesse. Cette même vitesse est régie par les équations du mouvement faisant intervenir les deux champs électromagnétiques. La variation du champ \vec{B} est obtenue à partir de \vec{j}_b par l'équation de Maxwell-Faraday. La valeur du champ \vec{E} est dérivée de \vec{B} et \vec{j}_b grâce à l'équation de Maxwell-Ampère.

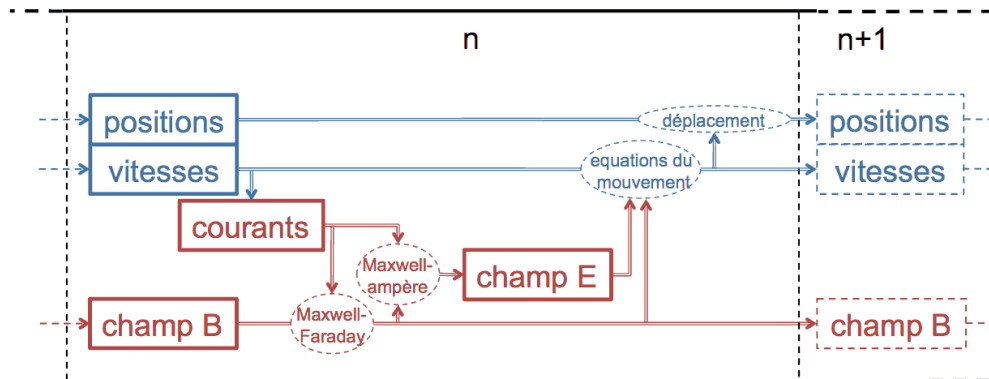


Figure 3.2: Étapes successives pour le calcul des particules et des champs dans un code hybride.

Ajoutons une petite remarque sur le fonctionnement général d'un code hybride. Chaque maille fait habituellement une fraction de micron pour plusieurs microns voire plusieurs dizaines de microns simulés au total. En deux dimensions, on a donc plusieurs dizaines de milliers de mailles à prendre en compte. Le nombre de particules s'élève généralement à plusieurs millions. On comprend que ce genre de code nécessite beaucoup d'heures de calculs. Néanmoins, il reste possible de réaliser des simulations satisfaisantes sur un seul processeur en 24h environ, à l'image de celles issues du code de

Javier Honrubia présentées dans le chapitre 7.

3.2.3 Limites

Les deux types de simulation présentées dans cette section ne sont pas capables de prendre en compte l'interaction laser-plasma. Elles ne s'intéressent qu'à la propagation des électrons rapides, et non à leur création. Un code Monte-Carlo ne traite que les collisions et un code hybride est davantage centré sur l'étude des effets collectifs.

Pour ces deux approches il faut injecter des électrons dans la cible comme s'ils avaient été créés par une impulsion laser. Nous avons vu dans le chapitre précédent que de nombreux processus sont susceptibles d'accélérer ces électrons.

L'injection numérique d'un faisceau d'électrons est très incertaine, et il faut souvent tester de nombreuses distributions initiales.

Nous n'expliquons pas ici les nombreuses possibilités pour choisir la distribution électronique car elle change d'un auteur à l'autre. La distribution en énergie est généralement supposée maxwellienne ou exponentielle (alors qu'il n'y a pas de vraie raison pour cela) avec une énergie moyenne donnée par exemple par la loi de Beg (formule (1.1)). La distribution angulaire peut être par exemple gaussienne avec une ouverture arbitraire. On peut apporter quelques raffinements comme la variation de l'énergie moyenne en fonction de l'angle ou en fonction de l'écart à l'axe central.

3.3 Simulations avec électrons implicitement obtenus

Pour calculer complètement la création du faisceau électronique, sans avoir recours à un faisceau prédéfini, il faut simuler l'effet du laser sur les électrons du plasma ainsi accélérés et propagés dans la cible. Le faisceau d'électrons rapides n'est alors plus explicitement injecté dans un plasma considéré fluide, mais est produit par l'interaction du laser avec les différentes particules composant le plasma. Pour faire cela, la population ionique et la population d'électrons thermiques ne peuvent plus être modélisées par un simple courant. Elles doivent être toutes deux décrites par un ensemble de macro-particules [Dawson1983, Birdsall1985].

C'est pourquoi on parle ici de code *particulaire* : le plasma est uniquement composé de macro-particules.

3.3.1 Calcul des champs et des particules

Généralement appelés PIC pour *Particle-In-Cell*, les codes particulaires se rapprochent des codes hybrides pour le calcul du mouvement des particules soumises à un champ électromagnétique. Le même schéma global est appliqué, à savoir le déplacement des particules selon les équations du mouvement, et la modification des champs selon les équations de Maxwell. Cependant, on ne peut plus refaire les mêmes approximations sur le courant de retour, et il faut revenir aux formules de Faraday et Ampère

$$\begin{aligned}\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} &= -\vec{\nabla} \wedge \vec{E} \\ \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} &= \vec{\nabla} \wedge \vec{B} - \mu_0 \vec{j}.\end{aligned}$$

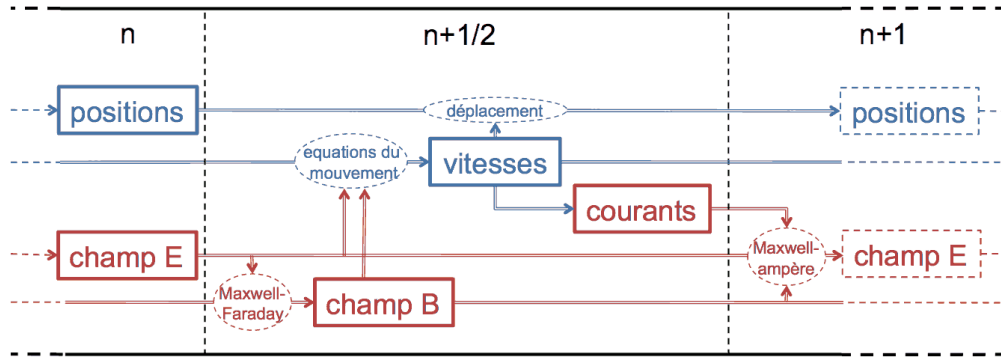


Figure 3.3: Étapes successives pour le calcul des particules et des champs dans un code PIC.

Voyons sur la figure 3.3 comment évoluent les particules et les champs dans un code PIC. On remarque d'abord que chaque pas de temps est scindé en deux parties notées n et $n + 1/2$. La partie n correspond au calcul des positions et du champ électrique \vec{E} , et la partie $n + 1/2$ à celui des vitesses et du champ magnétique \vec{B} . La position de chaque particule est modifiée d'après la valeur de sa vitesse. Cette même vitesse est régie par les équations du mouvement faisant intervenir les deux champs électromagnétiques. La variation du champ \vec{B} est obtenue à partir de \vec{E} par l'équation de Maxwell-Faraday. La variation du champ \vec{E} est dérivée du courant et du champ \vec{B} grâce à l'équation de Maxwell-Ampère.

Cette structure en deux étapes est dénommée *saute-mouton* (*leapfrog* en anglais) pour montrer que chaque grandeur est changée successivement au lieu de toutes les modifier d'un seul coup. C'est la plus simple des méthodes mais elle peut poser des problèmes de stabilité et nécessite un pas de temps très court pour y pallier. Un exemple d'alternative (méthode *implicite*) est disponible dans la thèse de Mathieu Drouin [Drouin2009].

Dans tous les cas, le laser est automatiquement propagé grâce aux équations de Maxwell. Il suffit d'imposer une condition oscillante des champs sur un endroit donné aux bords de la boîte simulée.

3.3.2 Ordre d'interpolation

Un problème inhérent à tout code PIC est le chauffage numérique. À cause d'un maillage souvent trop peu précis, l'application des champs sur les particules, ainsi que la création des champs sur chaque maille à partir des courants, sont imparfaites. Cette discrétisation est évidemment virtuelle et approxime mal les conditions réelles d'autant plus que le maillage est grossier et que le nombre de macro-particules est faible. Le chauffage induit n'est pas réel, d'où son appellation *chauffage numérique*. Une condition pour s'assurer de la validité de la simulation est de vérifier que cet artefact n'est pas prépondérant sur le chauffage naturel. En général, le chauffage numérique nuit gravement à la pertinence de la simulation au bout de quelques centaines de femtosecondes [Birdsall1985].

Pour diminuer le chauffage numérique, on a recours à la notion d'*ordre d'interpolation* [Drouin2009]. L'idée principale est de lisser les variations trop rapides des champs afin d'enrayer le développement des modes correspondants. Pour ce faire, les champs ne sont pas uniquement appliqués aux particules les plus proches, mais sont déployés sur plusieurs mailles alentour. De même, une particule n'influence pas seulement les champs sur la maille où elle se trouve, mais également sur les mailles voisines. Par exemple, à l'ordre 3, les grandeurs sont interpolées sur un quatre nœuds. L'ordre 1, correspondant à une interpolation sur deux nœuds, est la version la plus courante d'un code PIC.

Un grand ordre d'interpolation ralentit l'exécution du code, mais permet de bien vérifier la conservation de l'énergie. Cela s'avère indispensable si l'on cherche à décrire le chauffage de façon pertinente.

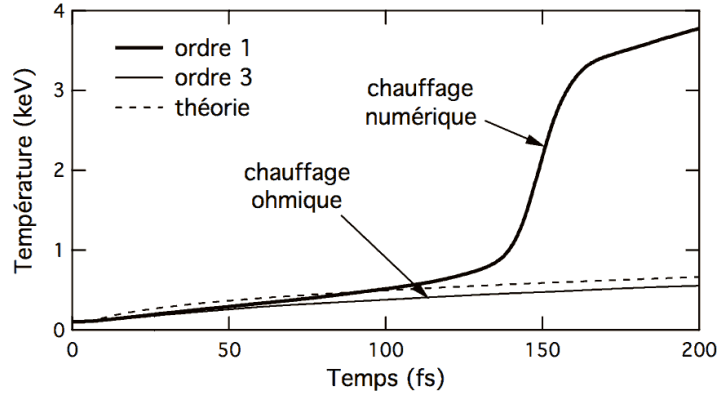


Figure 3.4: Exemple de l'effet de l'ordre d'interpolation sur le chauffage numérique. Un plasma de cuivre à la température 100 eV (ionisé 15 fois) est traversé par un courant de particules rapides impliquant un chauffage ohmique. La maille spatiale fait 70 fois la longueur de Debye. L'évolution de la température est représentée en utilisant les ordres d'interpolation 1 ou 3. La courbe en pointillés est un modèle théorique de chauffage ohmique.

Donnons un exemple de l'efficacité de cette méthode sur la figure 3.4. On injecte un courant peu dense d'électrons rapides ($n_b \sim n_e/400 \sim n_c$) chauffant, via le courant de retour, un plasma de cuivre initialement à 100 eV (ce point est vu dans la section suivante). En utilisant l'ordre 1 (courbe épaisse), on observe, au bout de 150 fs, un chauffage numérique très violent. Celui-ci est résorbé par l'utilisation de l'ordre 3 d'interpolation (courbe fine). On peut même le comparer au chauffage ohmique théorique issu des équations de la chaleur avec la résistivité de Spitzer. L'accord est bon sachant qu'un décalage temporel existe (à cause de la mise en mouvement des électrons, absente de la théorie). Cet exemple montre clairement que l'ordre 1 est insuffisant si l'on veut estimer la température du plasma.

3.3.3 Collisions

Lors du calcul des champs dans un code PIC, nous avons vu que seules les valeurs aux nœuds d'un maillage prédéfini sont calculées. La taille des mailles définit la distance minimale d'interaction entre deux particules par le biais des champs induits. Elle est en général de quelques longueurs de Debye (une fraction de micron). Cela assure la prise en compte des effets collectifs, mais pas des collisions, car celles-ci correspondent à une distance d'interaction beaucoup plus courte. Pour rajouter les effets collisionnels à un code PIC, un travail supplémentaire est nécessaire. Quoiqu'un peu moins importantes que les effets collectifs dans notre cadre, les collisions doivent être ajoutées pour assurer la validité du calcul, notamment car elles sont la source de la conductivité finie du plasma.

Cette section est consacrée au développement de la partie collisionnelle du code CALDER [Lefebvre2003], réalisé au cours de cette thèse.

Angle de déviation total

Le point de départ pour inclure les collisions à ce code est la théorie de la diffusion multiple, et plus particulièrement le modèle simple de Nanbu [Nanbu1997]. Durant un pas de temps Δt , une particule subit N collisions, provoquant à chaque fois sa déviation d'un angle θ . L'angle final est noté χ .

L'objectif est alors de trouver la fonction de distribution angulaire $f(\chi)$. Nanbu simule numériquement la valeur de cette déviation en fonction de différents paramètres, et il obtient une approximation de la fonction $f(\chi)$. Plus le nombre N de collisions est important, plus cette approximation est bonne, et elle dépend d'un unique paramètre

$$s = \frac{1}{2}N \langle \theta^2 \rangle \quad (3.1)$$

où $\langle \theta^2 \rangle$ est la moyenne quadratique de la déviation par une unique collision. Cette grandeur s est le paramètre clé de cette théorie et nous pouvons voir qu'il est étroitement lié à la fréquence de collisions ($s \propto \nu \Delta t$). Une fois s connu, Nanbu donne la méthode pour choisir aléatoirement l'angle de déviation χ . Il faut d'abord calculer un autre paramètre A implicitement défini par l'équation

$$\coth A - A^{-1} = e^{-s} \quad (3.2)$$

puis la valeur de χ est donnée par

$$\cos \chi = A^{-1} \ln (e^{-A} + 2U \sinh A) \quad (3.3)$$

où U est un nombre aléatoire entre 0 et 1.

La théorie de Nanbu permet de calculer l'angle de déviation total χ après de multiples collisions durant un pas de temps.

Pour calculer cet angle, il nous faut connaître le paramètre s .

Fréquence de collision relativiste

La grandeur s , assimilée à une fréquence de collisions, est calculée de façon classique par Nanbu. Cela n'est pas applicable dans notre cas car les électrons y sont relativistes. Sentoku & Kemp [Sentoku2008] l'utilisent néanmoins, risquant ainsi de mal estimer l'effet des collisions relativistes.

L'intérêt de ce travail est de proposer une expression relativiste adéquate de la fréquence de collision.

La forme mathématique de s n'a pas d'intérêt en soi, mais le lecteur la trouvera dans l'annexe A avec l'explication du procédé pour dévier chaque particule.

Test de ralentissement relativiste par collisions

Le module collisionnel dans CALDER a subi maintes épreuves pour évaluer la validité du modèle relativiste ci-dessus. Donnons un exemple typique de ralentissement collisionnel. Prenons un plasma infini dans lequel les électrons sont animés d'un mouvement monocinétique par rapport aux ions. En supposant le logarithme coulombien constant et les ions initialement au repos, la formule (2.11) donne directement l'évolution de l'impulsion en fonction du temps. Il est alors aisé de comparer théorie et simulation.

Pour faciliter le calcul, des ions fictifs très légers sont choisis ($m_i = 5 m_e$), mais on s'assure qu'ils ne chauffent pas trop en prenant très peu d'électrons ($n_i = n_c = 10^6 n_e$). La figure 3.5 montre que des électrons initialement à 1 MeV sont efficacement ralentis par les collisions et de façon très proche de la théorie. Le faible écart final est dû aux ions qui commencent à bouger.

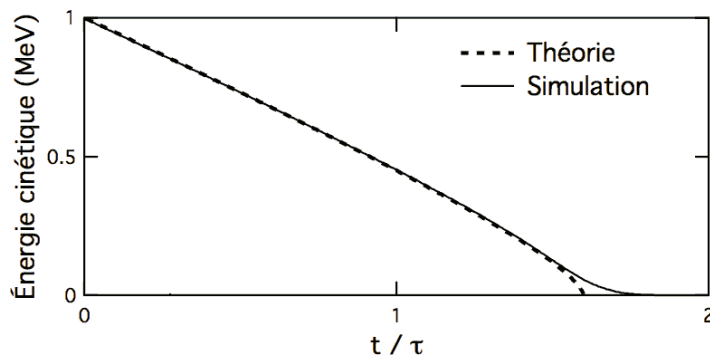


Figure 3.5: Ralentissement collisionnel relativiste théorique et simulé. L'énergie des électrons est tracée au cours du temps.

Test du pouvoir d'arrêt

Le ralentissement collisionnel est bien reproduit par le code. Plaçons-nous dans un cadre plus réaliste pour simuler le pouvoir d'arrêt. Il a déjà été obtenu théoriquement dans la section 2.3.2 dans le cas d'électrons froids. Pour un logarithme coulombien constant, Frankel [Frankel1979] a obtenu une formule intégrale plus générale, valable pour un plasma d'électrons chauds. Nous choisissons une température de 5 keV et observons le ralentissement d'une seconde population d'électrons d'énergie initiale variable.

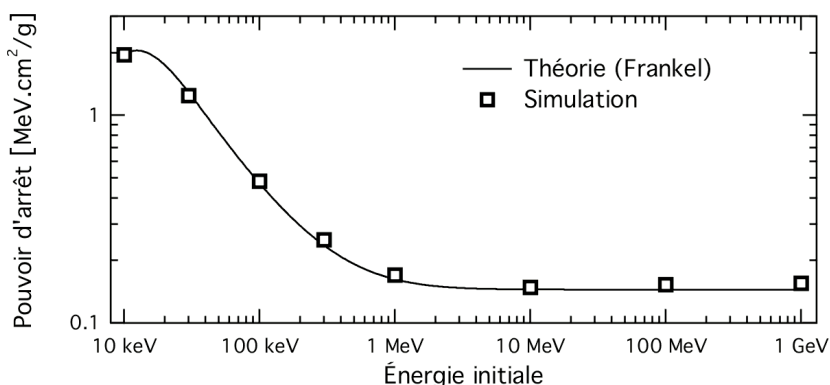


Figure 3.6: Pouvoir d'arrêt dans l'aluminium solide chaud (5 keV) en fonction de l'énergie des électrons.

La comparaison du pouvoir d'arrêt théorique ou simulé est tracée sur la figure 3.6. Le plasma est de l'aluminium chaud (5 keV) à densité solide et totalement ionisé. Les électrons rapides sont très dilués (facteur 1/1000) pour éviter de modifier la température. Le pouvoir d'arrêt simulé est mesuré en prenant la variation de l'impulsion au cours du temps. On remarque que l'accord est très bon, validant ainsi la méthode utilisée pour traiter les collisions.

Conductivité électrique

Les collisions sont la source de la conductivité électrique et on sait combien elle est importante pour certains effets collectifs vus dans la section 2.4.2. Il est donc particulièrement intéressant de la simuler correctement dans le cadre d'un code PIC, et cela n'a apparemment pas été réalisé précédemment dans le domaine qui nous intéresse (la matière dense et chaude). On s'attend, grâce à notre module

collisionnel, à obtenir la conductivité de Spitzer

$$\sigma_{Sp} = \frac{\sigma_0}{Z^* \ln \Lambda} \left(\frac{2k_B T_e}{\pi m_e c^2} \right)^{3/2}$$

où $\sigma_0 = 8\pi\epsilon_0 c/r_e = 2.37 \cdot 10^{13}$ S/m.

À basse température, cette conductivité tendrait vers 0. Cela n'est pas réaliste et reflète l'inefficacité du modèle de Spitzer à basse température. En effet, le libre parcours moyen deviendrait alors plus petit que la distance atomique, ce qui n'est pas physiquement acceptable. Lee & More [Lee1984] proposent de limiter la conductivité à partir du moment où le libre parcours moyen λ devient trop petit. Cela se traduit par l'inégalité $\lambda \geq (4\pi n_i/3)^{-1/3}$. Autrement dit, il faut donner une borne maximale à la fréquence de collision. Nous avons inclus cette borne dans le code CALDER, et le procédé correspondant est décrit dans l'annexe B : il se résume à une borne supérieure du paramètre s . Avec cette modification, on s'attend à ce que la conductivité ne diverge plus aux basses températures. L'annexe B propose d'ailleurs une prédiction analytique de la conductivité σ_{PIC} issue du code PIC (formule B.2).

Une remarque notable est que la correction est effectuée sur chaque collision et pas de façon globale comme le font Lee & More. On peut donc s'attendre à une différence entre les deux approches.

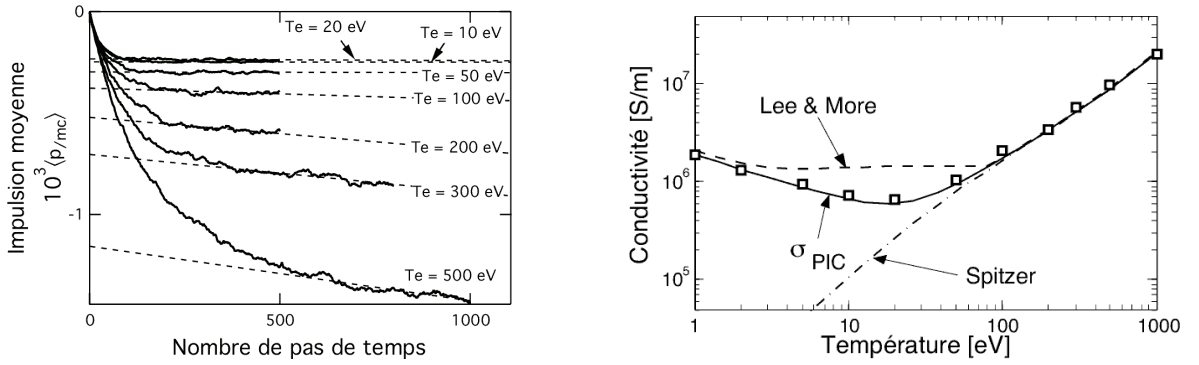


Figure 3.7: À gauche : évolution simulée de l'impulsion des électrons au cours du temps lorsqu'un champ électrique constant est appliqué, pour différentes températures initiales. À droite : conductivité simulée en fonction de la température du plasma de cuivre solide. Différents modèles sont également représentés.

Voyons maintenant comment mesurer une valeur de conductivité par le code PIC. Nous forçons un champ électrique $E = 10^{-3} m_e c \omega_0 / e = 3.2 \times 10^9$ V/m constant sur un plasma infini et observons l'évolution de la vitesse des électrons. Dans le cuivre solide, l'impulsion est tracée en fonction du temps pour différentes températures initiales sur la figure 3.7 (à gauche). En général, un plateau est vite atteint, permettant de calculer aisément la conductivité à partir de la loi d'Ohm. Cependant pour les plus hautes températures initiales (typiquement 100 eV), aucun plateau n'apparaît. La raison est que le plasma se trouve dans le régime de conductivité de Spitzer, donc le chauffage induit modifie la conductivité au cours du temps. La vitesse ne peut plus se stabiliser. Toutefois, pour des temps pas trop longs, le chauffage est linéaire. On peut assimiler l'évolution de l'impulsion $p(t)$ à une fonction de la forme $At + p_f (1 - e^{-t/\tau})$, c'est-à-dire une transitoire plus une évolution linéaire. De cet ajustement nous tirons la valeur finale p_f de l'impulsion, puis de la conductivité.

Les différentes valeurs simulées de la conductivité sont reportées sur la figure 3.7 (à droite) en fonction de la température du plasma. Nous observons d'abord que le régime de Spitzer est bien reproduit à haute température. La modification pour corriger les basses températures s'avère efficace et correspond bien à la prédiction théorique σ_{PIC} décrite dans l'annexe (B.2). La théorie de Lee &

More affiche une légère différence, venant de leur correction effectuée sur le libre parcours moyen global, et non pour chaque collision.

La conductivité de Spitzer est bien reproduite par le code PIC et l'amélioration à basse température est très satisfaisante.

Ce genre de correction est primordial pour bien simuler les effets collectifs dans la matière froide, ce qui est généralement pertinent dans les cas nous concernant (plasmas à densité solide de température < 10 eV).

Logarithme coulombien

Lee & More proposent également une approximation du logarithme coulombien en fonction de la longueur de Debye et du paramètre d'impact minimal. Les formules de l'annexe C expliquent comment le calculer pour chaque collision.

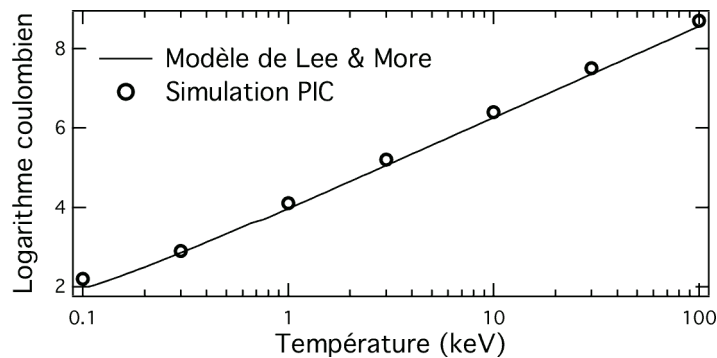


Figure 3.8: Logarithme coulombien moyen simulé dans le code CALDER pour un plasma d'aluminium en fonction de la température. La densité est de 0.01 g/cm^3 .

Voyons sur la figure 3.8 les valeurs simulées de ce logarithme coulombien moyen calculé dans CALDER. Plusieurs températures sont choisies entre 100 eV et 100 keV pour un plasma d'aluminium à la densité 0.01 g/cm^3 . Le modèle de Lee & More est bien reproduit. On aurait pu s'attendre à une différence notable car la simulation produit un logarithme à chaque collision, contrairement à Lee & More qui donnent une valeur moyenne globale. Il s'avère que les deux points de vue concordent bien.

Résumé du module collisionnel dans CALDER

Le travail sur l'insertion des collisions dans le code CALDER a montré la validité des modèles apportés. Il a permis, par exemple, de mesurer le chauffage ohmique de la figure 3.4.

La théorie de Nanbu a été améliorée pour inclure une expression relativiste de la fréquence de collision, une limitation de la conductivité à basse température, et un logarithme coulombien variable.

Ces améliorations donnent un cadre adapté à l'étude des faisceaux d'électrons pour l'allumage rapide. On a déjà observé numériquement des champs magnétiques résistifs, et leur étude pourra se poursuivre.

À l'heure actuelle, peu de codes PIC disposent d'un module pour simuler les collisions. Les théories disponibles sont d'ailleurs limitées à cause de leur expression pas totalement relativiste et de leur conductivité peu réaliste à basse température. C'est là tout l'intérêt des nouveautés apportées dans le module collisionnel que nous avons ajouté dans le code CALDER.

3.3.4 Limites

Nous avons vu les capacités d'un code PIC à résoudre correctement les équations de la physique par rapport, notamment, aux codes hybrides qui en modélisent un peu trop simplement certaines parties. Des limites existent toutefois à son utilisation.

- ▷ D'abord, le temps de calcul peut s'avérer extrêmement coûteux. Par exemple, pour simuler 500 fs en deux dimensions une cible d'environ 10 sur 30 microns, une vingtaine d'heures sur quelques centaines de processeurs est nécessaire.
- ▷ Le nombre important de particules demande de stocker une grande quantité de données. Il faut choisir quelles grandeurs seront conservées à intervalles réguliers.
- ▷ La simulation ne peut durer trop longtemps à cause du chauffage numérique. Nous arrivons environ à une ou deux picosecondes simulées.

Malgré ces quelques difficultés, les codes PIC restent les plus complets et puissants pour reproduire numériquement les phénomènes qui nous intéressent. Nous verrons des exemples de résultats du code CALDER dans le chapitre 5.

3.4 Bilan des simulations laser-plasma

Résumons les différents types de simulations qui nous serviront par la suite.

- ▷ Les modèles hydrodynamiques : durent ~ 1 ns, simulent l'expansion du préplasma à cause du piédestal laser, ne contiennent pas d'électrons rapides.
- ▷ Les modèles Monte-Carlo : durent quelques ps, simulent le transport collisionnel d'électrons prédéfinis par l'utilisateur, ne contiennent pas de laser.
- ▷ Les modèles hybrides : durent quelques ps, simulent le transport collectif d'électrons prédéfinis par l'utilisateur, ne contiennent pas de laser.
- ▷ Les modèles PIC : durent quelques ps, simulent la création, l'accélération et le transport des électrons rapides (et même des ions), ainsi que le laser.

Selon les phénomènes étudiés, différents codes peuvent être choisis, toujours avec la contrainte d'un temps de calcul limité. Par exemple, les codes Monte-Carlo sont particulièrement efficaces pour estimer la perte de collimation des électrons rapides à cause des collisions. Les codes hybrides sont surtout utilisés pour estimer l'effet des champs résistifs auto-induits sur le faisceau électronique. Les codes PIC, lorsque les conditions le permettent, sont capables de reproduire toute une série d'effets, de l'accélération des électrons aux instabilités paramétriques en passant par l'ensemble des champs auto-induits.

Diagnosics X pour la détection des électrons rapides

“On s’effraie au début, puis avec l’expérience, on s’aperçoit que cela revient à peu près au même... quoi qu’on décide.”

Jean Anouilh (L’alouette).

Peu de techniques existent dans le domaine de l’interaction d’un laser avec un plasma dense pour connaître les caractéristiques du faisceau d’électrons créé. Nous nous intéressons en priorité aux méthodes les plus directes, avec le moins d’effets intermédiaires possibles. Résumons les principales données mesurables, liées au transport des électrons rapides.

- ▷ La détection des électrons qui sont parvenus à sortir de la cible n’est pas discutée ici car il est difficile de la relier avec le transport des électrons à l’intérieur de la cible [Cottrill2010]. En effet, le champ électrique surfacique créé par les électrons s’échappant à l’arrière de la cible tend à ramener ces mêmes électrons à l’intérieur, du moins à les ralentir considérablement. Cela s’ajoute à une dépendance forte avec la forme de la cible et au profil temporel du faisceau électronique.
- ▷ On pourrait aussi mesurer l’émission, dans le domaine visible, créée lorsque les électrons sortent de la cible en traversant la face arrière. De part et d’autre de cette frontière, la réponse du plasma, sous forme de champs et de courants locaux, ne se compensent pas. Le passage des électrons induit alors un courant surfacique transitoire, donc un rayonnement, dit *rayonnement de transition optique* (OTR). On forme l’image ou le spectre de ce rayonnement visible [Santos2002, Popescu2005] afin de mesurer les caractéristiques du faisceau électronique lorsqu’il sort de la cible. Encore une fois, cette information est difficilement fiable aux paramètres existant dans la partie dense à cause des effets de surface mal connus. De plus, la majorité de l’information concerne les électrons les plus rapides, qui n’ont pas forcément les mêmes caractéristiques que les électrons les plus intéressants pour nous, d’environ un MeV.
- ▷ Enfin, certaines techniques pour sonder le transport électronique avec un faisceau annexe sont à l’étude, mais n’ont pas fait leurs preuves à l’heure actuelle. Citons toutefois les expériences où l’on sonde le plasma avec un faisceau optique : si le milieu traversé par les électrons est transparent (du verre ou du plastique), on peut observer le front d’ionisation, opaque à la lumière visible [Gremillet1999, Borghesi1999]. La difficulté est alors de modéliser les images obtenues, dépendant notamment du modèle atomique employé.

Nous n'utilisons aucune des trois approches précédentes pour observer le transport électrons rapides, notamment car elles donnent peu d'informations sur les électrons au moment où ils traversent la partie dense de la cible, ou encore car la modélisation est trop complexe.

Nous avons choisi d'exploiter les effets induits par ces électrons sur la matière qu'ils traversent : les rayonnements émis par les électrons mêmes, ou indirectement par les atomes rencontrés sur leur chemin. On s'intéresse surtout au domaine des rayons X, s'étendant, dans notre cas, à des énergies de quelques keV à quelques centaines de keV.

En-deçà du keV, les rayons X sont absorbés trop vite et ne peuvent pas sortir de la matière solide, et au-delà du MeV, trop peu de photons sont émis.

La participation des électrons thermiques (quelques dizaines d'eV) est implicitement distinguée de celle des électrons rapides. Les premiers ne sont pas suffisamment énergétiques pour induire un rayonnement supérieur au keV, nous ne les détectons donc pas. Cette distinction est bénéfique pour l'étude des électrons rapides car la population thermique ne nous intéresse pas en premier lieu. Toutefois, nous détectons encore trop d'électrons de moins de 500 keV, de moindre importance pour l'allumeur rapide. Un effort particulier est donc soutenu à l'heure actuelle pour détecter uniquement des électrons d'énergie plus élevée.

Ce chapitre présente d'abord un rappel théorique de l'émission X produite par le passage des électrons. Ensuite, il détaille différents types de spectromètres adaptés au domaine de l'émission K_α (généralement entre 5 et 30 keV pour les éléments les plus courants), puis décrit une méthode d'imagerie de ce même rayonnement. Enfin, nous discuterons de méthodes capables de mesurer des énergies plus élevées.

4.1 Rayonnements mesurables

Une façon d'accéder aux électrons rapides lorsqu'ils traversent le plasma dense est de mesurer l'émission X provoquée par leurs collisions avec les atomes. Plusieurs types d'émission X existent, et nous passons rapidement en revue celles qui nous intéressent généralement.

4.1.1 Émission K_α

Les électrons rapides accélérés par le laser picoseconde possèdent un spectre en énergie étendu, depuis l'énergie d'agitation thermique (de l'ordre de l'eV) jusqu'à des énergies relativistes (10 MeV). Nous nous intéressons particulièrement à la portion haute-énergie de ce spectre, car seuls les électrons les plus rapides peuvent traverser plusieurs dizaines de microns de matière. Il nous faut donc distinguer les électrons relativistes des électrons thermiques. Pour cela, nous savons qu'un électron ne pourra exciter une raie atomique que si l'énergie cinétique \mathcal{E} qu'il possède est supérieure à l'énergie de transition atomique E_{ij} correspondante. En choisissant E_{ij} la plus élevée possible, on peut s'assurer que seuls les électrons les plus rapides seront pris en compte.

Dans un atome donné, la transition la plus énergétique correspond à un électron de la couche K (aussi nommée $1s$, la plus proche du noyau) arraché à l'atome. C'est donc une transition lié-libre. L'énergie I_K de cette transition, appelée *énergie d'ionisation* de la couche K , est la quantité d'énergie minimale que l'électron incident doit fournir pour expulser un électron atomique de la couche K . Par exemple, pour le cuivre, matériau communément utilisé dans nos expériences, $I_K = 8979$ eV. Seuls

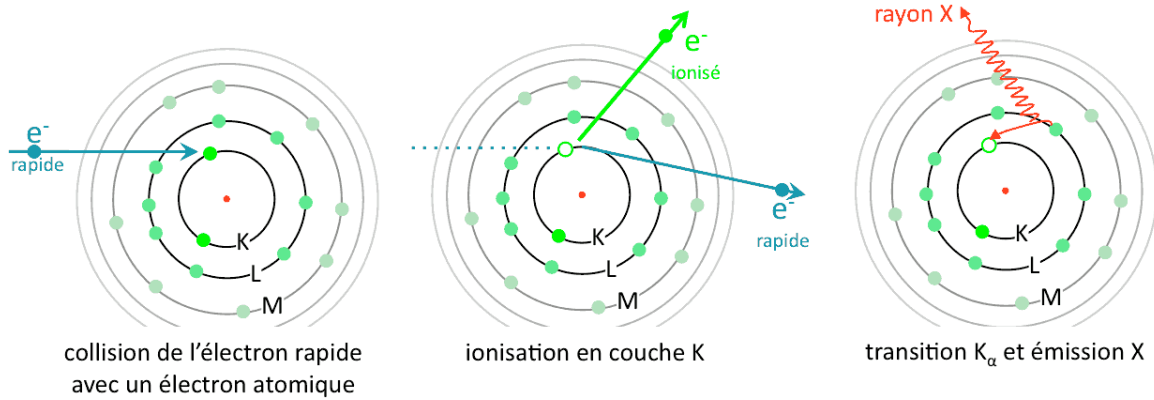


Figure 4.1: Processus d'émission K_α par le passage d'un électron rapide.

les électrons dont l'énergie cinétique y est supérieure sont susceptibles de provoquer cette ionisation. La lacune ainsi produite dans la couche K est rapidement comblée par les électrons des couches supérieures. Notamment, un électron de la couche L (c'est-à-dire $2p_{1/2}$ ou $2p_{3/2}$) peut transiter vers cette lacune et émettre un photon dont l'énergie est égale à la différence entre le niveau de départ E_L et celui d'arrivée E_K . Pour résumer, la figure 4.1 explique qu'un électron incident avec une énergie cinétique \mathcal{E} peut expulser un électron K en lui fournissant au moins l'énergie d'ionisation I_K ; puis la lacune est comblée grâce à une transition $L \rightarrow K$ émettant un photon d'énergie $E_K - E_L$.

Cette transition est généralement appelée K_α . Elle est souvent utilisée dans nos expériences car elle est la preuve du passage d'électrons rapides. Par essence, elle est isotrope.

Énergie d'ionisation

L'énergie d'ionisation I_K est tabulée en fonction du nombre atomique Z , et un ajustement à 1% de précision pour les matériaux de $Z \geq 10$ est donné par

$$I_K = Z^{2.19} \times \left(-3.46 + 8.535 \ln Z - 2.594 (\ln Z)^2 + 0.256 (\ln Z)^3 \right) \text{ eV.}$$

Section efficace

La section efficace pour l'ionisation en couche K par impact électronique est donnée de façon semi-empirique par la formule [Hombourger1998]

$$\sigma_K = 2\pi a_0^2 D \left(\frac{R_H}{I_K} \right)^C \quad (4.1)$$

où $a_0 = 4\pi\epsilon_0\hbar^2/(m_e e^2) \sim 0.53 \text{ \AA}$ est le rayon de Bohr, $R_H = m_e e^4/(8\epsilon_0^2 \hbar^2) \sim 13.6 \text{ eV}$ est la constante de Rydberg, et C et D sont deux grandeurs sans unités dépendant de l'énergie incidente de l'électron \mathcal{E} et de I_K . Elles s'expriment plus aisément en fonction des grandeurs $U = \mathcal{E}/I_K$ et $J = m_e c^2/I_K$:

$$D = \left(\frac{1+2J}{U+2J} \right) \left(\frac{U+J}{1+J} \right)^2 \left(\frac{(1+U)(U+2J)(1+J)^2}{J^2(1+2J)+U(U+2J)(1+J)^2} \right)^{3/2} \left(3.125 - \frac{4.172}{U} + \frac{1.877}{U^2} \right) \frac{\ln U}{U}$$

$$C = 2.0305 - \frac{0.3160}{U} + \frac{0.1545}{U^2}.$$

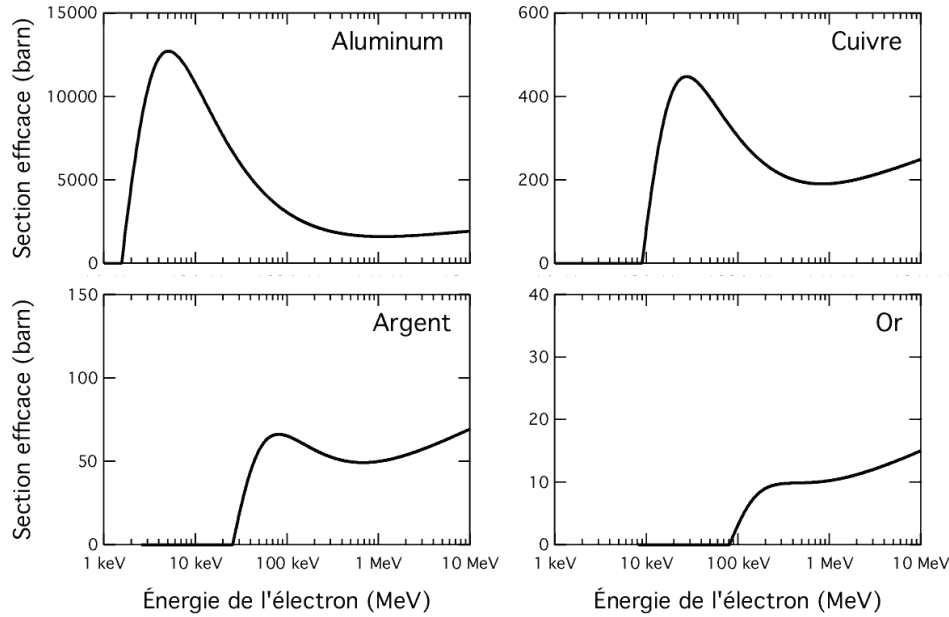


Figure 4.2: Section efficace σ_K d'ionisation en couche K par impact électronique en fonction de l'énergie de l'électron incident, pour différents matériaux.

Pour se rendre compte de l'efficacité de l'ionisation en couche K , on trace σ_K en fonction de \mathcal{E} sur la figure 4.2. On remarque que la section efficace est bien évidemment nulle en-dessous de I_K , et relativement constante au-dessus de $2I_K$ pour des énergies qui nous intéressent.

Dans le cas du cuivre, l'ionisation en couche interne est efficace pour un électron d'énergie cinétique supérieure à 20 keV environ.

Rendement en fluorescence K_α

Certains atomes ionisés en couche K n'émettent pas de photon observable. Le photon K_α émis peut être directement réabsorbé par un autre électron du cortège électronique. Cet *électron Auger* est éjecté et emporte avec lui l'énergie du photon. La probabilité pour que le photon K_α soit réellement émis dépend simplement du numéro atomique Z . Une formule semi-empirique [Bambynek1984] permet de calculer facilement ce rendement :

$$W_K(Z) = \frac{\left(\sum_{i=0}^3 C_i Z^i\right)^4}{1 + \left(\sum_{i=0}^3 C_i Z^i\right)^4} \quad (4.2)$$

où $C_0 = 0.037$, $C_1 = 0.031$, $C_2 = 5.44 \times 10^{-5}$ et $C_3 = -1.25 \times 10^{-6}$. Cela permet alors de connaître le nombre de photons émis par unité de temps

$$\frac{dN_{ph}}{dt} = W_K n_i \int v \sigma_K(v) f(v) dv$$

où $f(v)$ est la distribution en vitesse du faisceau d'électrons et n_i la densité ionique.

La mesure du nombre de photons K_α est liée à la densité d'électrons rapides, sous réserve de connaître leur distribution en vitesses.

Si une quantité donnée d'énergie est injectée sous forme d'électrons rapides, la quantité produite de rayonnement K_α peut dépendre de leur vitesse moyenne.

Spectre des raies K_α

La transition K_α , c'est-à-dire de la couche L à la couche K , présente deux principales raies d'émission nommées $K_{\alpha 1}$ et $K_{\alpha 2}$. Sur la figure 4.3 (à gauche), les différents niveaux d'énergie de l'atome de cuivre sont donnés à titre d'exemple. En calculant la différence d'énergie entre les niveaux de départ et d'arrivée, on voit que les deux raies K_α correspondent à une énergie du photon émis de 8046 et 8027 eV respectivement. Des corrections incluant la densité du matériau solide aboutissent à 8048 et 8028 eV.

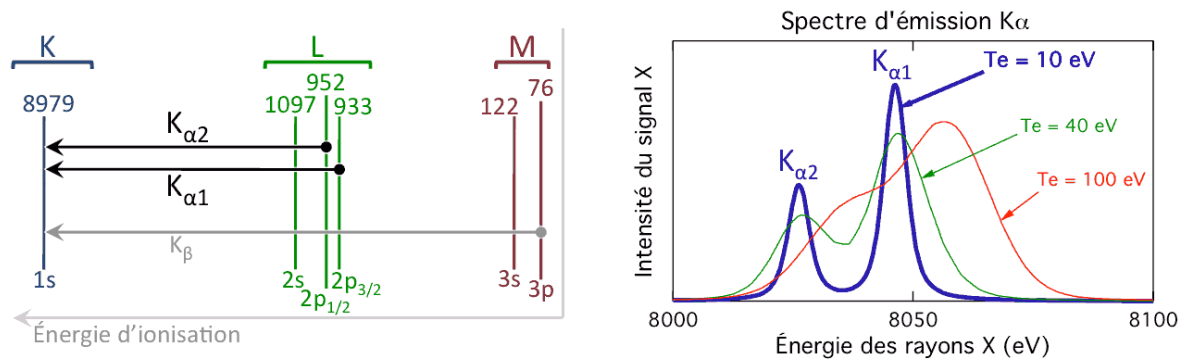


Figure 4.3: À gauche : niveaux d'énergie du cuivre, et transitions K_α et K_β . À droite : spectre K_α du cuivre lorsqu'il est traversé par un faisceau d'électrons rapides, simulé avec le code FLYCHK pour différentes températures du plasma.

Nous verrons plus en détails l'utilisation du spectre des raies K_α lors de la comparaison aux résultats expérimentaux, mais donnons-en quelques comportements généraux. Pour cela, nous pouvons le simuler grâce au code atomique FLYCHK [Chung2005] qui permet d'estimer le spectre obtenu lorsqu'un faisceau d'électrons rapides traverse un matériau. L'exemple du cuivre est donné sur la figure 4.3 (à droite). Un faisceau d'électrons d'énergie moyenne 500 keV avec une densité 1000 fois plus faible que le reste des électrons est injecté dans un plasma de différentes températures électroniques. On obtient bien deux raies d'émission. La raie $K_{\alpha 2}$ est deux fois plus faible car la probabilité de transition est également deux fois plus petite. Dans du cuivre froid, les deux raies sont bien séparées, mais on observe qu'elles commencent à s'élargir vers 40 eV. Cet élargissement est dû à la séparation des sous-niveaux par effet Stark, provenant des champs électriques microscopiques d'autant plus importants que l'ionisation est forte [Alexiou2009]. À plus haute température (100 eV), les raies sont encore plus larges, mais commencent aussi à se déplacer vers les hautes énergies. Cela vient du changement de l'écrantage lorsque l'ionisation augmente [Sengebusch2007].

La forme des raies K_α (position et largeur) est liée à la température électronique du plasma.

Le profil des raies spectrales permet donc d'estimer cette température.

L'élargissement des raies K_α peut être détecté par les spectromètres que nous décrirons dans la section 4.3. C'est une bonne mesure de la température du plasma entre 20 et quelques 100 eV. Quelques critiques sont toutefois nécessaires.

- ▷ D'abord, le modèle utilisé dans FLYCHK dépend de paramètres parfois mal connus, et la valeur absolue de la température n'est pas vraiment donnée avec précision (jusqu'à $\pm 30\%$). On mesure donc mieux des différences de température.

- ▷ Ensuite, la simulation suppose une température et un faisceau d'électrons uniformes, et des corrections doivent être apportées pour prendre en compte d'éventuelles inhomogénéités.
- ▷ Finalement, il peut aussi exister une absorption importante des raies K_α du fait d'un nombre important de lacunes en couche L . Cela n'est pas pris totalement en compte par FLYCHK : il faut parfois avoir recours à des codes d'opacité pour déterminer cet effet.

D'un autre côté, nous avons vu que le doublet K_α se déplace lorsque la température augmente. Dans nos expériences, l'élévation de température est trop faible pour observer cet effet. Le détecteur doit être capable de détecter des déplacements très faibles des raies, ce qui n'est pas souvent le cas.

4.1.2 Émission K_β

La figure 4.3 (à gauche) illustre aussi la transition K_β de la couche M à la couche K . Elle est aussi caractéristique du passage d'électrons rapides, mais moins probable que la transition K_α . Son intensité est en effet environ dix fois moins importante.

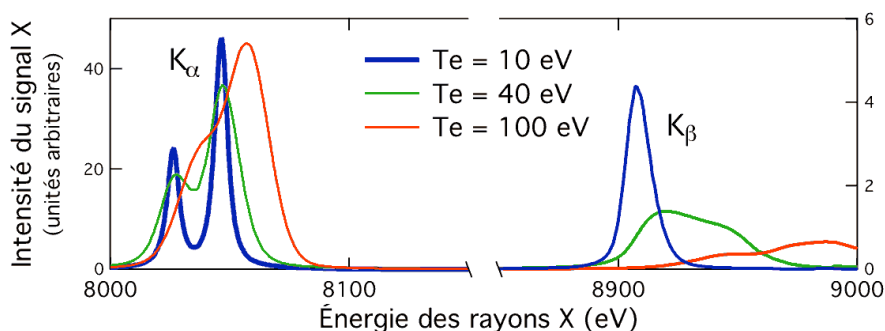


Figure 4.4: Spectre K_α et K_β du cuivre lorsqu'il est traversé par un faisceau d'électrons rapides, simulé avec le code FLYCHK pour différentes températures du plasma. On observe la décroissance de la raie K_β quand la température augmente.

Nous ne nous étendons pas sur cette émission X, mais donnons-en une application utile pour nos expériences. La production de rayonnement K_β est proportionnelle au taux de remplissage de la couche M . Si l'ionisation de l'atome est telle que la population d'électron dans cette couche diminue, l'intensité émise sera réduite. Par conséquent, plus la température augmente, plus la couche M présente de lacunes, plus l'émission K_β diminue [Nilson2008]. Ceci est illustré sur la figure 4.4 dans le cas du cuivre traversé par un faisceau d'électrons rapides.

Le rapport d'intensité des raies K_β et K_α est lié à la température électronique du plasma.

4.1.3 Bremsstrahlung

Le rayonnement bremsstrahlung des électrons rapides lorsqu'ils sont déviés par une collision donne des informations essentielles sur le faisceau d'électrons rapides. Deux différences notables existent avec les raies d'émission indiquées précédemment. D'abord, comme il s'agit d'un rayonnement de freinage et pas d'une transition atomique, le bremsstrahlung ne présente pas de raies d'émission, mais un spectre continu et décroissant en énergie. Son intensité est beaucoup plus faible et donc plus difficile à détecter que le rayonnement K_α . Ensuite, comme il provient du mouvement de l'électron, il aura une direction privilégiée, proche de celle du faisceau d'électrons.

Le spectre du Bremsstrahlung est généralement calculé numériquement puis tabulé [Pratt1977, Seltzer1986]. On peut résumer ce spectre par une décroissance exponentielle en énergie du photon

émis et une dépendance en Z^2 . Ainsi cette émission X est plus efficace pour les atomes lourds. Elle est aussi davantage marquée pour les électrons les plus rapides (> 1 MeV) et ceux-ci sont capables d'émettre des photons plus énergétiques. La connaissance du spectre de bremsstrahlung permet, en principe, d'estimer la distribution en énergie des électrons incidents. Nous verrons que cela nécessite une modélisation relativement lourde (section 4.5.2).

La distribution angulaire [Schiff1951] présente un maximum d'émission pour un angle donné. Cet angle caractéristique est de l'ordre de 1° pour des électrons très rapides (> 1 MeV), et se rapproche de 20° pour des électrons moins rapides (< 1 MeV). On voit ainsi que le bremsstrahlung est dirigé principalement dans la direction du faisceau d'électrons. Plus précisément, l'angle moyen d'émission d'un photon de bremsstrahlung, par rapport à la direction initiale de l'électron, est proportionnel à $1/\gamma$.

Les caractéristiques spectrales et angulaires de l'émission de freinage donnent des informations sur le spectre et la direction du faisceau d'électrons.

4.1.4 Bilan des rayonnements mesurables

Les raies atomiques K_α sont suffisamment intenses et monochromatiques pour pouvoir les détecter et réaliser une imagerie ou un spectre détaillé. Elles permettent ainsi d'estimer le nombre d'électrons rapides, la forme du faisceau, et la température du plasma. Leur inconvénient est qu'elles ne sont pas seulement dues aux électrons les plus rapides (~ 1 MeV), mais aussi à tous les autres dont l'énergie est supérieure à 20 keV. Les plus lents ne sont pas vraiment les plus intéressants pour des applications telles que l'allumage rapide.

Le bremsstrahlung est bien adapté à l'étude des électrons rapides. Cependant, la faible intensité de ce rayonnement, et la difficulté à détecter des photons X très durs limite les mesures à des estimations grossières du spectre et de la direction du faisceau électronique.

Finalement, les deux types d'émission doivent être utilisées pour une bonne compréhension des phénomènes physiques.

4.2 Cristaux de Bragg

Le principe sur lequel reposent tous les instruments présentés dans ce chapitre est la réflexion de Bragg. Énoncée par MM. Bragg, père et fils, au début du XX^e siècle, la loi du même nom stipule que les rayons X sont réfléchis par les cristaux pour des angles particuliers. Il s'agit des angles d'incidence pour lesquels les ondes réfléchies au niveau de chaque couche cristalline interfèrent constructivement. Plus précisément, pour une incidence donnée, seules certaines longueurs d'ondes précises sont susceptibles d'être réfléchies. En notant θ l'angle du rayon avec les plans cristallins distants entre eux de d , la longueur d'onde λ adaptée s'écrit

$$n\lambda = 2d \sin \theta \quad (4.3)$$

où n est un entier supérieur à 0 appelé *ordre* de réflexion. En pratique, nous connaissons la longueur d'onde attendue et il faut trouver un cristal et un angle θ adéquat.

En théorie, pour un cristal donné, il est possible d'atteindre des énergies $E = hc/\lambda$ infinies, mais en réalité le faible angle correspondant induit une intensité du signal indétectable. Par conséquent nous préférons utiliser θ supérieur à 10° en général. De plus, des ordres de réflexion élevés diminuent la

réflectivité de façon importante et il est préférable d'utiliser $n = 1$ ou 2 . Tout cela restreint la gamme d'énergies à portée de chaque cristal. Celui qui présente le plus petit intervalle interatomique à notre disposition est le quartz 5052 avec $2d = 1.624 \text{ \AA}$, correspondant à une gamme d'énergies accessibles typiquement de 10 à 50 keV. La plupart des cristaux que nous utilisons balayent une gamme en énergie d'1 keV à 30 keV.

4.3 Spectroscopie K_α

Les raies d'émission K_α proviennent de l'impact d'un électron énergétique, et c'est ce genre d'électron que nous voulons détecter. D'autres transitions nécessitent même davantage d'énergie que pour la raie K_α , mais elles s'avèrent peu intenses dans le cas d'un solide froid ou tiède. Les raies K_α nous intéressent donc en premier lieu pour la détection des électrons rapides. La section efficace d'ionisation en couche K pour le cuivre, décrite en section 4.1.1, présente une valeur élevée au-dessus de 20 keV. Ainsi, les électrons de 20 keV ou plus sont détectés, ce qui correspond bien aux énergies typiques des électrons étudiés (quoiqu'il serait très apprécié d'atteindre des énergies plus élevées encore). De plus, nous disposons de plusieurs diagnostics adaptés à cet élément. C'est pourquoi la plupart des cas suivants sont appliqués au K_α du cuivre.

Nous décrivons dans cette section plusieurs spectromètres utilisant cette émission. Ils sont quasiment tous utilisés régulièrement, sous des formes légèrement différentes, par différentes équipes dans le monde.

4.3.1 Spectromètre plan

La façon la plus simple d'utiliser un cristal de Bragg est sous sa forme plane. Ce cristal est taillé de façon à ce que les plans cristallins soient parallèles à sa surface, le rendant analogue aux miroirs habituels. Un point donné du cristal reçoit en même temps de nombreux rayons X de différentes énergies. Seuls ceux qui ont l'énergie adaptée à leur angle d'incidence seront réfléchis.

On est ainsi capable de séparer spatialement les différentes longueurs d'ondes, d'où l'obtention d'un spectre en rayons X.

Les sources utilisées sont de taille très inférieure à la taille du spectromètre, elles pourront donc être supposées ponctuelles. En utilisant les notations de la figure 4.5, on a simplement, pour le rayon 1, $a/\sqrt{a^2 + x^2/4} = \sin \theta = nhc/(2dE)$ puis $E = nhc\sqrt{1 + (x/2a)^2}/(2d)$. La grandeur x étant la coordonnée sur le détecteur, on obtient une dispersion relativement linéaire pour ce type de spectromètre (pour $x \gg a$).

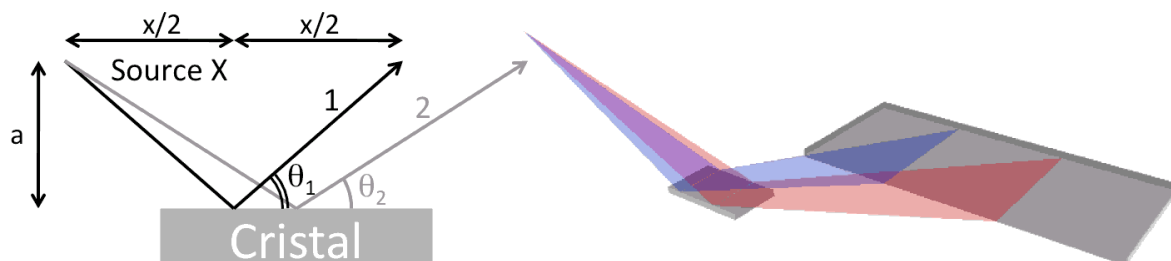


Figure 4.5: Géométrie pour un cristal plan. Les rayons 1 et 2, n'ayant pas la même incidence, seront réfléchis pour des énergies différentes.

La partie droite de la figure 4.5 généralise cette description en trois dimension. On comprend que chaque longueur d'onde est réfléchiée sur une zone du cristal qui a la forme d'une ligne. On observe finalement, sur le détecteur, plusieurs lignes correspondant à chaque longueur d'onde présente dans le spectre de la source X. En réalité ces lignes sont des arcs de cercle mais la taille des spectromètres est souvent trop faible pour observer la courbure de ces arcs. On les assimile donc à des lignes droites.

Cas du spectromètre HOPG

Nous utilisons, dans plusieurs expériences, un type de cristal dénommé HOPG pour *Highly Oriented Pyrolytic Graphite* en anglais [Pak2004]. Il s'agit, pour simplifier, d'une mosaïque de cristaux microscopiques orientés en moyenne comme un cristal habituel, mais présentant une dispersion en angle d'une valeur typique d'un degré. Cela, couplé au fait que ces cristaux soient relativement épais, implique que les rayons X peuvent être réfléchis sur une zone large (au lieu de ces lignes expliquées en figure 4.5). La réflectivité s'en trouve multipliée d'un ou deux ordres de grandeur, diminuant en échange la résolution spectrale d'une quantité équivalente. Un exemple de spectre obtenu est donné plus bas en figure 4.7 (à droite) par comparaison avec d'autres types de cristaux.

Ce type de cristaux détecte précisément l'intensité de certains signaux mais possède une mauvaise résolution spectrale. C'est surtout sous cette forme que les cristaux plans sont utilisés ici car autrement le signal ne serait pas suffisamment intense.

Effet d'une source large sur la résolution spectrale

La simplicité du cristal permet de comprendre directement qu'une source étendue élargit les raies spectrales, ce qui réduit la résolution. Supposons une source monochromatique de taille δ_x dans la direction x parallèle au plan du cristal. Comme ce cristal est plan, la raie spectrale aura la même taille δ_x . Il nous faut traduire cette distance en termes d'énergie pour obtenir la résolution spectrale.

En différentiant la relation $x/(2a) = 1/\tan \theta$, on obtient

$$d\theta = -\sin^2 \theta \frac{dx}{2a}. \quad (4.4)$$

D'autre part, la différentielle de l'équation (4.3) où on remplace λ par hc/E donne

$$d\theta = -\tan \theta \frac{dE}{E}. \quad (4.5)$$

Il s'ensuit, en combinant (4.4) et (4.5), la relation de dispersion valable pour de petits déplacements

$$\frac{dE}{E} = \frac{\cos \theta \sin \theta}{2} \frac{dx}{a}.$$

Le dx correspond à la taille de la raie spectrale, égale à la taille de la source δ_x , et le dE est commodément remplacé par ΔE_x pour indiquer qu'il s'agit d'un élargissement de la source selon x d'où

$$\frac{\Delta E_x}{E} = \cos \theta \sin \theta \frac{\delta_x}{2a}. \quad (4.6)$$

Si l'on suppose maintenant une source de taille δ_z dans la direction z , perpendiculaire au cristal, il faut rajouter un facteur $1/\tan \theta$ qui remplace la formule précédente par

$$\frac{\Delta E_z}{E} = \cos^2 \theta \frac{\delta_z}{2a}. \quad (4.7)$$

Dans le cas d'une source sphérique, de diamètre δ , l'élargissement de la raie spectrale s'exprime $\Delta E/E = \sqrt{\Delta_x E^2 + \Delta_z E^2}/E$, ou plus clairement

$$\frac{\Delta E}{E} = \cos \theta \frac{\delta}{2a}. \quad (4.8)$$

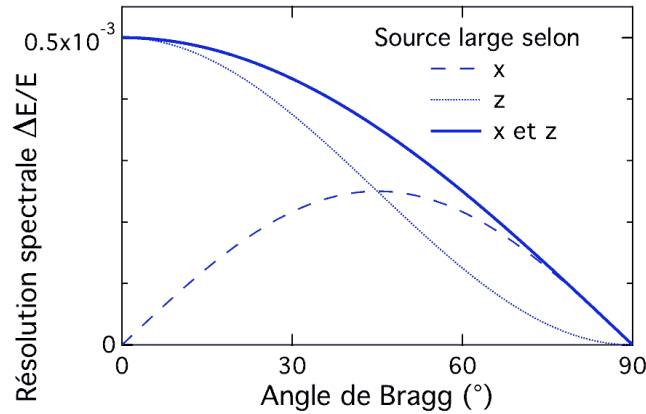


Figure 4.6: Résolution spectrale d'un cristal plan pour une source de taille $100 \mu\text{m}$ distante de $a = 100 \text{ mm}$ du plan du cristal. Ces courbes sont directement issues des formules (4.6), (4.7) et (4.8).

Ces expressions sont comparées sur la figure 4.6. Pour se rendre compte des limites de ce genre de cristaux, prenons l'exemple du doublet K_α du cuivre à 8048 eV , avec un intervalle de 20 eV . Cela correspond à $\Delta E/E = 2.5 \times 10^{-3}$ mais une valeur de 4×10^{-4} est nécessaire pour des spectres utilisables. La figure 4.6 montre clairement que le cristal ne peut pas atteindre la résolution requise à moins d'opérer sur une source élargie uniquement le long de x ou d'utiliser un angle de Bragg de plus de 40° .

Pour conclure, il est nécessaire de prévoir la configuration du spectromètre par rapport à la taille et la position de la source si la résolution recherchée est importante. Cela peut être obtenu par les formules (4.6), (4.7) et (4.8).

4.3.2 Spectromètre cylindrique

On vient de voir qu'un cristal plan reflète une longueur d'onde le long d'une ligne. Dans les expériences d'interaction laser-plasma, les rayonnements intenses, notamment dus au bremsstrahlung dans la cible ou à la fluorescence induite par les particules s'échappant de la cible, provoquent un bruit important. Une des principales problématiques est alors de pouvoir mesurer un signal très faible parmi ce bruit. Pour augmenter le signal, on a recours à des cristaux capables de faire converger chacune de ces lignes en un seul point, augmentant ainsi substantiellement la quantité de signal. Les spectres sont alors focalisés selon la direction perpendiculaire à celle de la dispersion.

La méthode la plus aisée pour faire converger les rayons X est d'utiliser un cristal dont les plans cristallins ont été courbés de façon concave avec un rayon de courbure R_C adapté à la configuration choisie. Le plus simple est de courber le cristal cylindriquement car cela conserve la densité surfacique, et facilite la fabrication. En plaçant la source X sur l'axe du cylindre, la symétrie impose que les rayons convergent tous sur cet axe comme illustré en figure 4.7 (à gauche). On dénomme *Von Hamos* cette configuration ne présentant pas d'astigmatisme. Un exemple de spectre expérimental est donné sur

la même figure et une comparaison avec celui d'un cristal plan. On observe bien une focalisation du spectre selon une ligne.

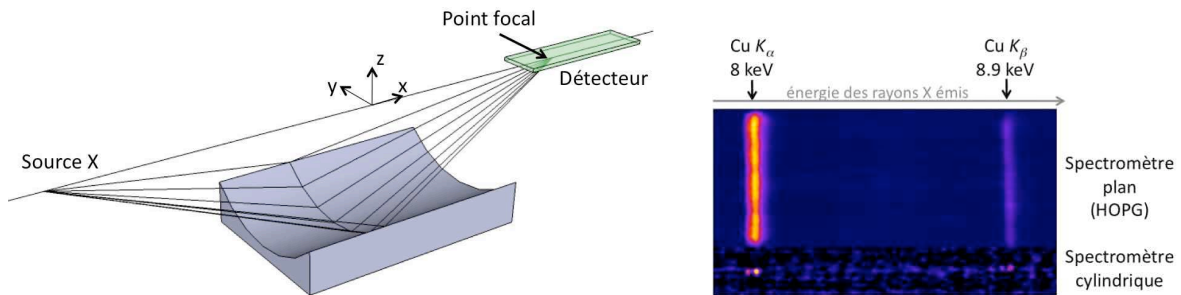


Figure 4.7: À gauche : géométrie d'un cristal cylindrique en configuration de Von Hamos. À droite : comparaison de la forme du spectre entre un cristal plan ou cylindrique. Le second apparaît focalisé. S'il paraît moins intense, c'est parce que sa résolution spectrale est meilleure.

Il y a plusieurs points communs avec le cas d'un cristal plan. En effet, dans le plan (x, z) selon les notations de la figure 4.7, le schéma est identique au cristal plan.

On a donc la même dispersion et la même résolution spectrale qu'un cristal plan.

À l'opposé, dans la direction y , il faut prendre en compte la courbure du cristal.

Déplacement de la source selon y

A partir du moment où la source est en dehors de l'axe du cristal, la symétrie est brisée. On peut alors s'attendre à des aberrations géométriques que nous ne considérerons pas ici car nous étudions de petits déplacements. Un déplacement de la source D_Y selon y induit, par analogie à une lentille cylindrique, un déplacement $-D_Y$ du point focal. Autrement dit, cet instrument de mesure est capable de produire une image de la source selon l'axe y , avec un grandissement -1 . Il serait très intéressant d'obtenir ainsi un spectre résolu selon une direction spatiale. Malheureusement pour nous, la relative qualité de réflexion intrinsèque à ces cristaux limite cette résolution spatiale à une centaine de microns, ce qui est insuffisant dans notre cas. Il nous faudrait une résolution de l'ordre de $10 \mu\text{m}$ pour distinguer les différentes parties du faisceau d'électrons.

D'autres critiques peuvent être apportées à l'utilisation d'un tel diagnostic afin de résoudre spatialement la source. Premièrement, la qualité de focalisation requiert une précision de positionnement des éléments de l'ordre de $100 \mu\text{m}$, ce qui est difficilement réalisable dans ce genre d'expérience. Deuxièmement, le détecteur doit avoir un angle précis à quelques degrés près, ce qui peut s'avérer compliqué avec certains types de sources. Il faut donc réserver cette configuration à la spectrométrie bien résolue spectralement, mais pas spatialement.

On conclut finalement qu'un spectromètre cylindrique ne donne pas d'informations spatiales pour les expériences présentées ici.

Cristaux cylindriques utilisés durant la thèse

Les différents cristaux cylindriques utilisés durant la thèse sont reportés en table 4.1. Y sont indiqués la distance entre les plans cristallins, le rayon de courbure, les raies spectrales mesurées et les expériences correspondantes, décrites dans les chapitres suivants.

Nom	Cristal	$2d$	R_C	Raies spectrales mesurées	Expériences
VH1	Quartz 2243	2.024 Å	100 mm	Cu- K_α , Cu- K_β , Ni- K_α , Ni- K_β	Chapitres 5 et 7
VH2	PET	8.742 Å	100 mm	Cl- He_α , Cu- K_α	Chapitres 6 et 7
VH3	PET	8.742 Å	50 mm	Cu- K_α	Chapitre 6

Table 4.1: Caractéristiques des différents cristaux cylindriques utilisés.

4.3.3 Spectromètre tronconique

On vient de voir (figure 4.7) que les cristaux courbés de façon cylindrique requièrent un détecteur placé sur l'axe du cylindre, car c'est sur cette ligne que le signal est focalisé. Tant que le détecteur est de petite taille (plaques photos, imaging plates) cela ne pose pas de problème. Mais s'il est un appareil volumineux tel une caméra à balayage de fente, il devient difficile d'adapter ce matériel à l'enceinte à vide. C'est pourquoi on s'intéresse à des formes de cristaux permettant de focaliser le signal différemment. Dans le cas d'un spectromètre *tronconique* [Martinolli2004], le signal est focalisé le long d'une ligne perpendiculaire à la surface du cristal comme illustré par la figure 4.8. Sa surface est une partie de celle d'un cône, de sorte qu'on peut l'assimiler à un spectromètre cylindrique dont le rayon de courbure n'est pas partout égal. Certains rayons seront focalisés plus près, d'autres plus loin, et on aboutit à une focalisation perpendiculaire à celle d'un spectromètre cylindrique.

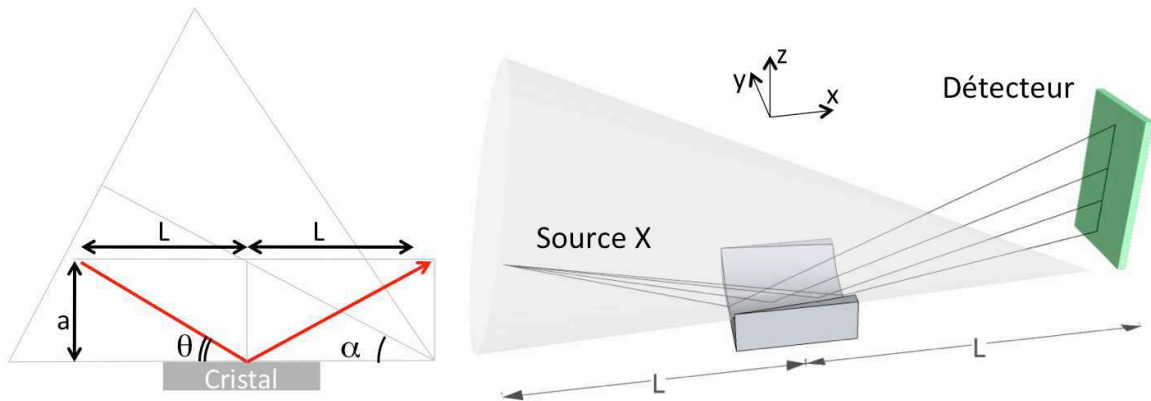


Figure 4.8: Géométrie d'un cristal tronconique. Le cône factice est représenté.

Ce type de crystal est défini par deux paramètres : son demi-angle α au sommet du cône et la distance L de son centre à l'apex du cône. La source est symétriquement opposée au détecteur. Contrairement à une courbure cylindrique, le stigmatisme n'est pas complet, la focalisation est donc imparfaite (voir figure 4.9). Il semble à première vue que de telles aberrations mélangent les différentes longueurs d'onde, détruisant la résolution spectrale. En réalité, en prenant appui sur la figure 4.9, les longueurs d'ondes sont toujours réparties selon des lignes quasi-verticales, assurant une bonne résolution spectrale de cet instrument.

Effet d'une source large sur la résolution spectrale

Par analogie avec le cas d'un cristal plan, nous pouvons calculer l'expression de la résolution spectrale induite par une source large selon z . Il est clair qu'une largeur de source δ_z crée une raie de même largeur sur le détecteur. Il reste à traduire cette distance en élargissement spectral ΔE_z .

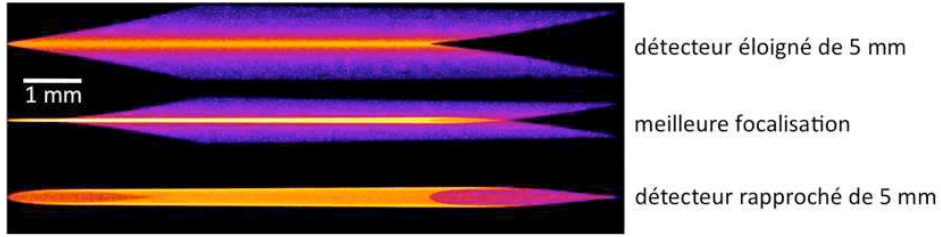


Figure 4.9: Simulation de focalisation du signal pour un cristal tronconique à différentes distances. L'intensité est représentée en échelle log pour mieux voir l'astigmatisme.

Le point central du cristal, à l'abscisse L donne un rayon arrivant sur le détecteur à l'ordonnée a . Considérons le point du cristal situé proche du milieu du cristal à l'abscisse $L + x$. Le rayon réfléchi atteint le détecteur à l'ordonnée z . On a alors les égalités $\tan \theta = a/(L + x) = z/(L - x)$. On peut les inverser et les différentier autour de $x = 0$ pour obtenir

$$\frac{-d\theta}{\sin^2 \theta} = \frac{dx}{a} = -\frac{dx}{a} - \frac{L}{a^2} dz.$$

Cela implique $dz = -2dx \tan \theta$ puis $d\theta = \sin \theta \cos \theta dz / (2a)$. En exploitant la formule (4.5), on trouve

$$\frac{dE}{E} = \frac{\cos^2 \theta}{2} \frac{dz}{a}.$$

En assimilant la largeur dz à celle de la raie spectrale identique à la taille de la source δ_z , on obtient exactement l'équation (4.7).

Par conséquent, on retrouve la même résolution spectrale qu'un cristal plan ou cylindrique. Et cela est également vrai pour une source large selon x ou pour une source sphérique.

Les spectromètres tronconiques utilisés au LULI

Deux cristaux, très similaires, sont disponibles au LULI dont les détails sont fournis dans la table 4.2. La principale différence réside dans la distance nécessaire entre la source et le détecteur. Mais il ne faut pas négliger la taille du cristal : celui dénommé *Manu* produit un spectre plus large. On peut se rendre compte des gammes d'énergie accessibles par ces deux cristaux sur la figure 4.10. À l'ordre de réflexion $n = 1$, la gamme est adaptée aux raies K_α et héliumoïde de l'aluminium. La raie K_α du cuivre, qui nous concerne davantage, est obtenue à l'ordre 5. On pourrait s'attendre à une réflectivité trop réduite à cet ordre, mais il apparaît que ce genre de cristaux y est suffisamment efficace. C'est pourquoi on peut voir, sur un même tir laser, les raies de l'aluminium et du cuivre. En pratique, ces deux groupes de raies sont présents sur le même spectre, l'une ayant été réfléchie au premier ordre, l'autre au cinquième.

Nom	Cristal	$2d$	Demi-angle α	Distance source-détecteur	Taille $\Delta x \times \Delta y$
Patrick	KAP	26.64 Å	17.48°	660 mm	50 × 40 mm
Manu	KAP	26.64 Å	17.48°	620 mm	70 × 40 mm

Table 4.2: Caractéristiques des différents cristaux tronconiques utilisés.

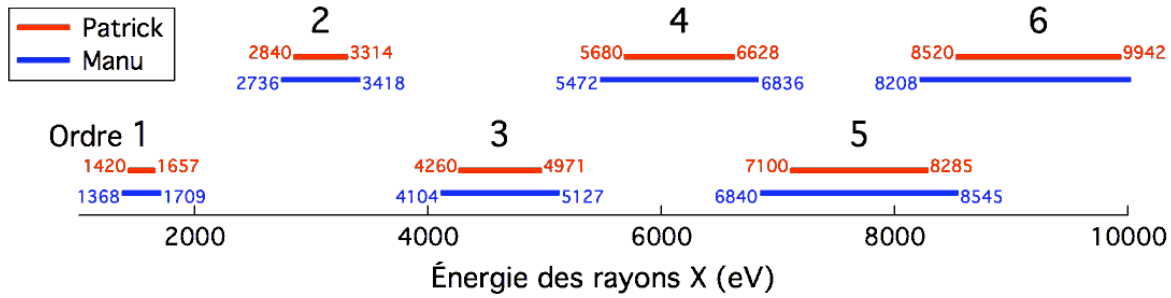


Figure 4.10: Gammes d'énergies accessibles par les deux cristaux tronconiques disponibles en fonction de l'ordre de réflexion. On voit que les raies de l'aluminium (1.5 keV) sont réfléchies au premier ordre, et que celles du cuivre (8 keV) sont réfléchies au cinquième.

4.3.4 Spectromètre sphérique

Les cristaux courbés de façon sphérique, dont l'utilisation en imagerie est décrite dans la section 4.4, sont une autre alternative aux cristaux cylindriques. Ils sont très similaires dans leur configuration mais différent dans la gamme des énergies accessibles. Leur courbure inchangée dans le plan (y, z) implique une focalisation du signal identique aux cristaux cylindriques : la source et le détecteur doivent être placés tous deux à une distance $z = R$ du plan du cristal. Mais à cause de la courbure dans le plan (x, z) , la gamme en énergie est différente de celle d'un cristal cylindrique sauf pour un angle de Bragg de 45° . Un angle inférieur à 45° pourvoit une gamme plus étendue, et un angle supérieur à 45° , une gamme plus restreinte (pour augmenter la réflectivité, la seconde possibilité serait plus sage à choisir). Ce nouveau paramètre offre une plus grande diversité de configurations accessibles.

Résolution spatiale

Comme ce genre de cristal est également utilisé pour réaliser une imagerie, on en vient à penser qu'il devrait être possible de le reconfigurer pour un spectre résolu spatialement (spectre dans une direction, image dans l'autre). On cherche alors à obtenir un grandissement suffisant (de 5 à 10). Contrairement au cas d'un cristal cylindrique, une bonne résolution spectrale serait conservée. Malheureusement, plusieurs difficultés interviennent. D'abord, la précision de positionnement du détecteur devient de plus en plus critique pour une focalisation de bonne qualité, puis la taille du détecteur devient très grande. Ce n'est donc pas un cristal adapté à la spectroscopie résolue spatialement.

Résolution spectrale

Pour connaître la résolution spectrale d'un cristal sphérique, il faut d'abord connaître sa dispersion, que nous pouvons calculer sous sa forme différentielle, autour du point central. D'après les notations de la figure 4.11 (à gauche), on peut écrire les équations

$$\tan(\theta - \alpha) = \frac{R}{L + x} \quad \text{et} \quad \tan(\theta + \alpha) = \frac{R}{X - x}$$

dont l'inverse peut être différentiée autour de $x = 0$ et $\theta = \theta_0$:

$$-\frac{d\theta - d\alpha}{\sin^2 \theta_0} = \frac{dx}{R} \quad \text{et} \quad -\frac{d\theta + d\alpha}{\sin^2 \theta_0} = \frac{dX}{R} - \frac{dx}{R}$$

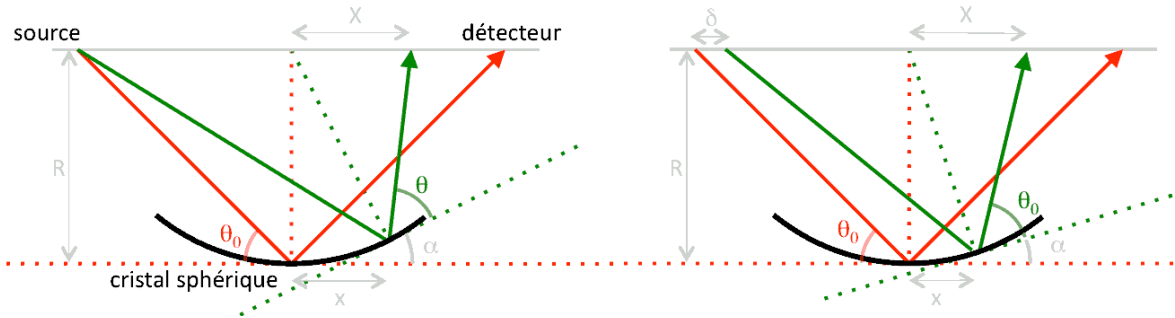


Figure 4.11: Configuration d'un cristal sphérique. Sur le schéma de gauche, deux rayons sont tracés, réfléchis avec une énergie différente. Sur celui de droite, les deux rayons sont réfléchis avec la même énergie, mais sont issus de points source séparés.

La somme de ces deux équations donne aisément l'expression $-2d\theta = \sin^2 \theta_0 dX/R$ dans laquelle on peut exploiter la formule (4.5) pour obtenir

$$\frac{dE}{E} = \frac{\cos \theta_0 \sin \theta_0}{2} \frac{dX}{R}. \quad (4.9)$$

Ceci nous donne la dispersion locale du spectromètre. Il faut maintenant comparer la largeur spectrale de raie dX à un élargissement artificiel imposé par la taille δ de la source, ce qui est illustré sur la partie droite de la figure 4.11. On peut ici écrire

$$\tan(\theta_0 - \alpha) = \frac{R}{L + x - \delta} \quad \text{et} \quad \tan(\theta_0 + \alpha) = \frac{R}{X - x}$$

ce qui se différentie en

$$\frac{d\alpha}{\sin^2 \theta_0} = \frac{dx}{R} - \frac{d\delta}{R} \quad \text{et} \quad -\frac{d\alpha}{\sin^2 \theta_0} = \frac{dX}{R} - \frac{dx}{R}.$$

La somme de ces équations donne directement $dX = d\delta$. C'est-à-dire qu'un petit élargissement de la source augmente de façon égale la taille de la raie spectrale.

Pour terminer, on combine $dX = d\delta$ avec l'équation (4.9) et il s'ensuit, en reprenant les notations utilisées pour les autres types de cristaux.

$$\frac{\Delta E_x}{E} = \cos \theta_0 \sin \theta_0 \frac{\delta_x}{2R}.$$

Étonnamment, on retrouve à nouveau strictement la même expression que pour un cristal plan, cylindrique ou tronconique, qui s'extrapole également pour une source étendue selon z .

Par conséquent, il semble que la résolution spectrale ne dépende pas de la forme du cristal, ce qui est d'autant plus crédible qu'aucune supposition sur cette forme n'a été faite dans ce précédent calcul. En effet, l'angle α , qui détermine la courbure du cristal, s'annule automatiquement.

Cette assertion doit toutefois être assouplie car ce n'est vrai que pour des sources infinitésimales et pour une réflexion effectuée au centre du cristal. La résolution dans le cas général dépend certainement du type de courbure.

Cercle de Rowland

Une notion assez importante à propos des spectromètres sphériques est celle du cercle de Rowland. Il est défini par le lieu des points pour lesquels tout le cristal réfléchit la même longueur d'onde.

Autrement dit, pour une source X placée sur le cercle de Rowland, tout le cristal ne réfléchit qu'une seule longueur d'onde.

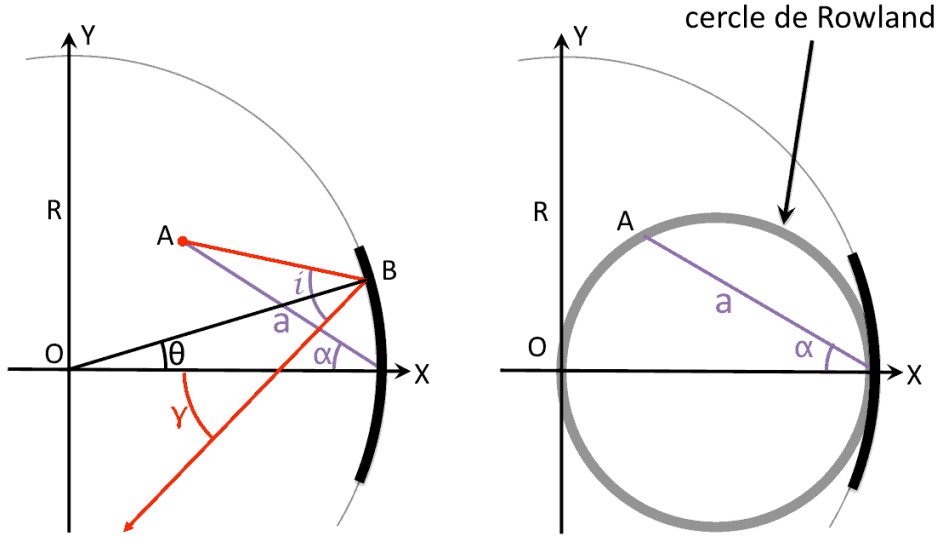


Figure 4.12: Schéma et notations utilisés pour l'explication de la notion de cercle de Rowland.

Prenons les notations utilisées sur la figure 4.12 pour calculer la position du point A sur le cercle de Rowland. Les coordonnées des points A et B sont respectivement $(R - a \cos \alpha, a \sin \alpha)$ et $(R \cos \theta, R \sin \theta)$. On peut alors calculer le produit scalaire

$$\vec{BA} \cdot \vec{BO} = R^2(1 - \cos \theta) + aR \cos(\alpha + \theta)$$

ainsi que $BO = R$ et $BA^2 = 2R^2(1 - \cos \theta) + a^2 + 2aR(\cos(\alpha + \theta) - \cos \alpha)$. On peut alors développer ces expressions au premier ordre en θ , c'est-à-dire avec l'approximation $\cos(\alpha + \theta) \sim \cos \alpha - \theta \sin \alpha$. On obtient, après quelques simples calculs, le cosinus de l'angle d'incidence i

$$\cos i = \frac{\vec{BA} \cdot \vec{BO}}{BA \times BO} \sim \cos \alpha \left(1 + \left(\frac{R}{a} \sin \alpha - \tan \alpha \right) \theta \right)$$

et le développement de l'arc-cosinus $\arccos(\cos \alpha(1 + X)) \sim \alpha - X/\tan \alpha$ aboutit à l'expression

$$i \sim \alpha - \left(\frac{R}{a} \cos \alpha - 1 \right) \theta. \quad (4.10)$$

Par définition du cercle de Rowland, on doit avoir une énergie réfléchie constante, c'est-à-dire i constant, donc égal à α . En utilisant l'équation (4.10), s'ensuit la formule

$$a = R \cos \alpha.$$

Il s'agit bien de l'équation d'un cercle de rayon $R/2$ comme indiqué sur la figure 4.12. Des rayons se croisant sur ce cercle seront réfléchis pour la même énergie. Cela permet de se faire une bonne idée

du spectre obtenu en fonction de la configuration choisie.

Notons également l'existence d'un autre cercle particulier. De la même façon que le cercle de Rowland est une généralisation du *centre* du miroir sphérique, on peut tenter de trouver une généralisation du *foyer* d'un tel miroir. C'est-à-dire l'ensemble des points objet A formant une image à l'infini, autrement dit un faisceau parallèle. On peut montrer que cela correspond à $a = R/2 \cos \alpha$. Il s'agit d'un cercle deux fois plus petit que le cercle de Rowland. C'est une notion utile pour savoir en quelle position on aura un faisceau convergent ou divergent.

4.3.5 Imperfections du cristal

Quelques petites précisions valent d'être apportées sur le fonctionnement des cristaux de Bragg. Prenons le cas d'un cristal plan. Comme indiqué dans la section 4.3.1, une source parfaitement ponctuelle et monochromatique ne peut être réfléchi que le long d'une ligne sur le cristal, ce qui produit finalement un spectre pour une source polychromatique. Si le cristal est parfait, cette ligne est infiniment fine, donc un rayon X a une probabilité nulle d'y être réfléchi. Cela impliquerait une réflectivité nulle du cristal. En réalité, la loi de Bragg n'est pas exacte. Un cristal n'étant jamais parfait, une longueur d'onde donnée peut être réfléchi pour plusieurs angles autour de l'angle de Bragg habituel. Cette imperfection est intrinsèque à chaque cristal. Elle est due notamment à sa structure cristallographique même. Cette complexité est souvent évitée grâce à des mesures expérimentales directes. Par exemple, un faisceau monochromatique collimaté est réfléchi sur un cristal à tester puis recueilli par une photodiode X. En changeant l'angle d'incidence on mesure le changement de réflectivité. Le maximum est atteint pour l'angle de Bragg classique, et on mesure la largeur (*Darwin width*) de cette courbe, appelée *rocking curve*, en degrés. On obtient généralement une valeur autour de 10^{-3} degrés pour différents quartz [Uschmann2005]. On peut comparer cette valeur à celle induite par une source large. On remarque qu'en général c'est plutôt la largeur de la source qui détermine la résolution spectrale.

Dans le cas d'un cristal courbé le long de l'axe x , il est nécessaire de prendre en compte l'épaisseur du cristal pour calculer le rocking curve. On obtient une valeur notablement plus élevée [del Rio2004]. Notons que cet effet est important surtout pour les petits angles de Bragg.

En plus des imperfections intrinsèques, il existe bien évidemment des imperfections de fabrication. Cependant elles sont très difficiles à mesurer et à simuler.

4.3.6 Conclusion sur la spectroscopie K_α

Les différents spectromètres présentés dans cette section possèdent chacun des atouts ou des défauts qu'il faut connaître lors de la préparation d'une expérience. Au niveau de leur résolution spectrale, il apparaît qu'elle est identique pour tous les rayons de courbure. Cependant, elle dépend de l'angle de Bragg, de la distance à la source, et de la forme de cette source. Il convient donc d'adapter la configuration à la résolution requise, sans oublier l'encombrement occasionné.

Le spectromètre plan est surtout utilisé dans le cas d'un cristal HOPG, permettant d'augmenter grandement la quantité de signal reçue, mais réduisant la résolution spectrale.

Le spectromètre cylindrique est relativement simple à fabriquer, et parvient à focaliser le signal pour en augmenter l'intensité. De plus, il est possible de choisir une large gamme d'angles de Bragg. Mais le spectre obtenu est souvent étalé et un long détecteur est vite nécessaire.

Le placement du détecteur est important dans de nombreux cas, et il faut tenir compte de sa position différente selon le type de spectromètre. Notamment, la géométrie tronconique offre moins

de liberté par rapport à l'angle de Bragg choisi : il faut s'en tenir à des valeurs très proches de la valeur nominale.

L'avantage du spectromètre sphérique par rapport au spectromètre cylindrique est de pouvoir changer la taille du spectre obtenu, autant spectralement que spatialement. L'inconvénient est qu'il faut choisir à l'avance un rayon de courbure adapté.

Il existe d'autres types de spectromètres, notamment toriques. Ils apportent surtout la possibilité de changer indépendamment les limites spectrales et la longueur du spectre. Certaines formes toriques pourraient même permettre d'effectuer un grandissement afin d'obtenir un spectre résolu spatialement. Ils sont par contre très onéreux à cause de la difficulté de fabrication et chaque forme est adaptée à une configuration unique.

4.4 Imagerie K_α

La façon la plus simple d'obtenir une image en rayons X d'un plasma créé par laser est la technique du sténopé. Un trou calibré d'épaisseur suffisante placé à quelques centimètres de la source donne une image avec une résolution de l'ordre de la taille du trou. Le principal inconvénient de cette méthode est l'impossibilité de choisir la longueur d'onde passante. Il s'agit donc d'une imagerie intégrant un grand nombre de rayons X d'énergies différentes. Nous cherchons, au contraire, à isoler des raies d'émission comme le K_α , caractéristiques du passage d'électrons rapides. Il est donc nécessaire d'utiliser un cristal monochromateur.

Ce système d'imagerie X [Aglitskiy1998, Koch2003], décrit dans cette section, est maintenant utilisé dans plusieurs laboratoires, afin d'estimer la forme spatiale du faisceau d'électrons générant cette émission K_α .

4.4.1 Géométrie

On a vu que les cristaux de Bragg jouent le même rôle que les miroirs en optique classique, à la différence près de la sélection en énergie. L'analogue du miroir sphérique est donc le cristal sphérique. Utilisé de la même façon qu'en optique classique, il permet la formation d'une image en rayons X. Le schéma général est représenté sur la figure 4.13. Il existe, comme pour un vrai miroir sphérique de rayon R_C , la relation de conjugaison entre la position de la source et celle de l'image

$$\frac{1}{b} = \frac{2}{R_C} - \frac{1}{a}. \quad (4.11)$$

Plus généralement, si l'on considère l'apparition de deux plans image (sagittal et tangentiel) lors d'une utilisation non paraxiale, on a les formules

$$\frac{1}{b_t} = \frac{2}{R_C \sin \theta_0} - \frac{1}{a} \quad \text{et} \quad \frac{1}{b_s} = \frac{2 \sin \theta_0}{R_C} - \frac{1}{a} \quad (4.12)$$

où les indices s et t désignent respectivement *sagittal* et *tangentiel*, et où θ_0 est l'angle de Bragg au centre du cristal.

Pour nos expériences, la bonne résolution spatiale nécessaire exigeait une géométrie paraxiale ($\theta_0 \sim 90^\circ$) et un grandissement b/a de l'ordre de 10. Les cristaux utilisés ici ont un rayon de courbure de 380 mm, donnant une distance du cristal au détecteur de l'ordre de 2 m.

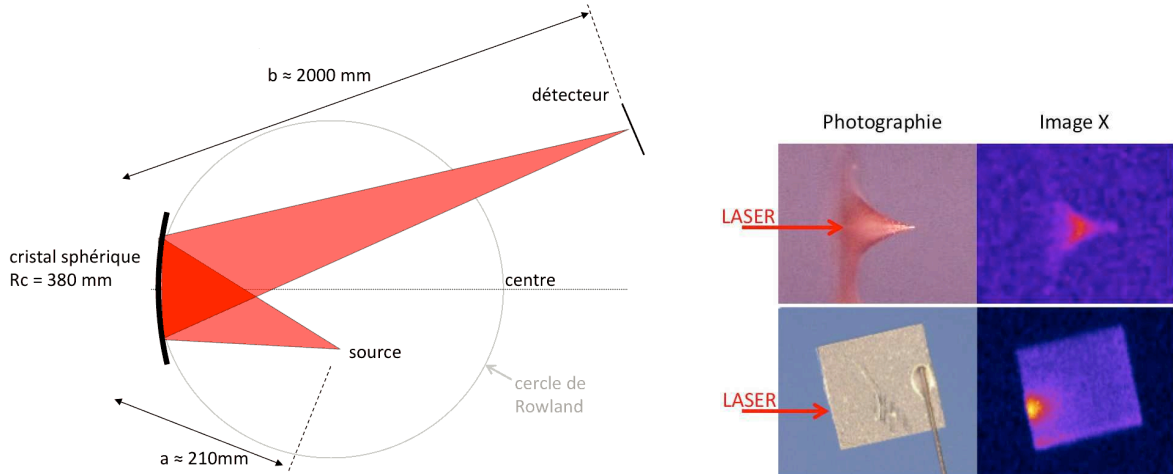


Figure 4.13: À gauche : schéma de mise en place d'un cristal sphérique imageur. À droite : exemples d'images obtenues en rayons X, avec les photographies des cibles correspondantes. La première est un cône creux, la seconde une cible plane avec une incidence transverse du laser.

Cristal	$2d$	Raie spectrale	Angle de Bragg	Ordre de réflexion
Quartz 2131	3.082 Å	Cu- $K_{\alpha 1}$ @ 8048 ± 5 eV	$88.5 \pm 1.0^\circ$	2
Quartz 2023	2.749 Å	Ti- $K_{\alpha 1}$ @ 4511 ± 5 eV	$88.5 \pm 1.5^\circ$	1

Table 4.3: Configurations pour imageurs X.

Cette configuration avec θ_0 proche de 90° implique une très sévère restriction sur les possibles cristaux utilisables. En effet, il faut trouver une raie spectrale suffisamment intense, témoin du faisceau d'électrons, et possédant exactement la même longueur d'onde qu'impose la loi de Bragg avec $\theta = 90^\circ$. Il existe en fait deux configurations adaptées à nos expériences, décrites dans le tableau 4.3. Durant cette thèse, seule la première configuration a été utilisée. Le principal défaut de la seconde est la faible valeur de l'énergie des photons (4.5 keV), alors absorbés trop vite dans la matière solide. De plus, nous cherchons à détecter les électrons les plus rapides, or plus l'énergie des rayons X est élevée, plus les électrons dont ils témoignent sont rapides. C'est pour cela que l'émission du cuivre à 8 keV est plus intéressante que celle du titane à 4.5 keV.

Deux exemples d'images obtenues dans la configuration à 8 keV sont donnés sur la figure 4.13. La première correspond à un cône creux dans lequel est focalisé le laser. Pour la seconde, le laser est focalisé sur la tranche d'une cible plane. Dans les deux cas, le signal est émis depuis la zone d'interaction laser jusqu'à plusieurs dizaines de microns à l'intérieur de la cible. Seuls les électrons rapides sont susceptibles de pénétrer la matière solide. Il s'agit donc bien de l'émission X provenant de ces électrons.

4.4.2 Précautions de mise en place

Plusieurs conditions expérimentales doivent être réunies pour assurer le bon fonctionnement de cet instrument. D'abord, l'image dans le domaine visible, permettant de dégrossir l'alignement, s'avère toujours décalée par rapport à la position de l'image en rayons X. C'est pourquoi plusieurs tirs laser doivent être réservés à son alignement précis. Ensuite, le bruit parasite provenant directement de la source, sans être réfléchi par le cristal, doit être éliminé par un bouclier. On utilise par exemple du plomb de plusieurs centimètres d'épaisseur. Un aimant puissant aide également à dévier les particules

rapides susceptibles de générer une émission secondaire proche du détecteur. Il peut être bénéfique d'ajouter des collimateurs avant le détecteur. Ceux-ci sont souvent en plomb avec quelques millimètres d'épaisseur de plastique. Finalement, l'utilisation d'une caméra CCD, par rapport à des plaques sensibles aux rayons X, apporte souvent une meilleure qualité autant en résolution spatiale qu'en réduction du bruit et en facilité d'utilisation.

4.4.3 Zone utile et précision d'alignement

Chaque rayon arrive sur le cristal avec un angle d'incidence légèrement différent des autres. Il peut être intéressant de savoir lesquels sont de la bonne énergie pour être réfléchis, et plus généralement, quelle partie du cristal a été vraiment mise à contribution. La variation de l'angle d'un bout à l'autre du cristal est quasiment de l'ordre du degré. On peut donc négliger l'effet du rocking curve ($\sim 10^{-3}$ °) pour connaître cette *zone utile* du cristal. Le paramètre le plus important est en fait la largeur spectrale de la source. On estime qu'elle est d'environ 10 eV pour la raie K_α du cuivre, comme expérimentalement observé (cf. section 5.2.2). La figure 4.14 montre, grâce à un programme de tracé de rayons, que la zone utile a une forme d'arc de cercle. Le cristal est quasiment totalement utilisé pour une largeur spectrale de 10 eV.

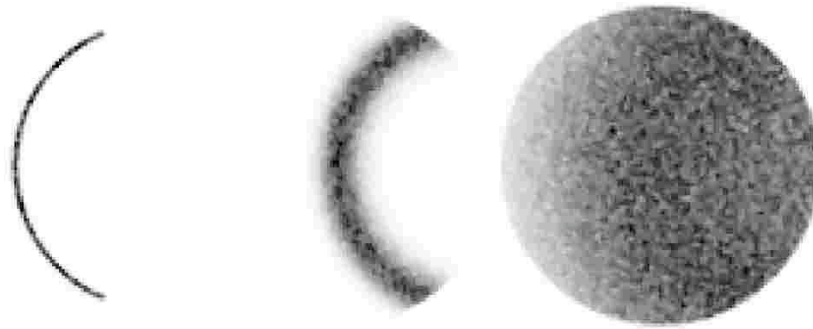


Figure 4.14: Simulations de la zone utile du cristal imageur pour une source de Cu-K_α de largeurs spectrales respectives 0.1, 1, et 10 eV (de gauche à droite). La source est placée à 210 mm du cristal avec un angle de Bragg 88.6° . Le cristal possède un diamètre de 25 mm et un rayon de courbure 380 mm.

Ce genre de simulations permet également de prédire la précision avec laquelle l'angle de Bragg doit être aligné. Il suffit d'imposer un angle de Bragg différent, et d'observer à partir de quelle valeur la zone utile disparaît.

On obtient ainsi que la zone utile est fortement réduite pour $\theta_0 < 87^\circ$. D'où la précision requise de $88.5 \pm 1.0^\circ$.

4.4.4 Résolution spatiale

Le faisceau d'électrons s'étendant au maximum sur quelques centaines de microns, il est nécessaire d'avoir une bonne résolution pour pouvoir distinguer ses différentes parties. Expérimentalement, on parvient jusqu'à une résolution de l'ordre de $10 \mu\text{m}$. On peut d'abord estimer le rôle du rocking curve. Supposons qu'il vaille 5×10^{-5} radians. Les rayons sont donc susceptibles d'être déviés de ce même angle par rapport à la réflexion spéculaire. Pour une distance au détecteur de 2 m, on obtient donc un décalage de l'ordre de $100 \mu\text{m}$. En prenant en compte le grandissement ~ 10 on retrouve la résolution de $10 \mu\text{m}$.

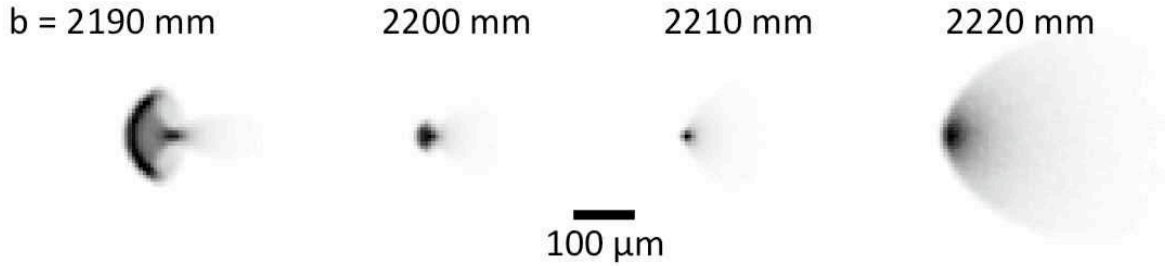


Figure 4.15: Simulations de la tache obtenue au niveau du détecteur pour la raie Cu-K_α large de 10 eV, avec l'angle de Bragg 88.6° . Le cristal possède un diamètre de 25 mm et un rayon de courbure 380 mm. Les différents cas correspondent à différentes positions du détecteur. L'effet du rocking curve a été négligé.

On peut maintenant évaluer l'effet d'un mauvais alignement du cristal, ou plutôt de la position trop peu précise du détecteur. La position optimale est donnée par la formule de conjugaison (4.11). En prenant l'exemple de l'imagerie du Cu-K_α avec l'angle de Bragg $\theta_0 = 88.6^\circ$ et une source ponctuelle placée à 208 mm du cristal, on obtient, pour différentes position du détecteur autour de la position optimale, les résultats de la figure 4.15. L'image de la source ponctuelle est la plus petite pour un détecteur à une distance entre $b = 2200$ à 2210 mm du cristal. En dehors de cette profondeur de champ, la tache s'élargit en révélant des aberrations géométriques. Elle dépasse alors $100 \mu\text{m}$, ce qui correspond à la taille typique limitée par le rocking curve.

La taille de la tache sur le détecteur reste inférieure à celle induite par le rocking curve pour une profondeur de champ de l'ordre de 20 mm. On peut donc se permettre une précision d'alignement à ± 5 mm.

4.4.5 Résolution spectrale et effet de la température du plasma

Nous avons vu que le cristal réfléchit les rayons X de 8048 eV environ, mais ce n'est pas un monochromateur parfait. En réalité, l'angle de bragg n'est pas unique car chaque partie du cristal est orientée de façon légèrement différente : chaque partie du cristal réfléchit des rayons X d'énergie légèrement différente. Il existe donc une réflectivité du cristal dépendant de l'énergie des photons. Elle a été simulée grâce au programme de tracé de rayons, et la courbe correspondante est reportée sur la figure 4.16(à gauche). On voit que le cristal est ainsi capable de réfléchir les rayons X entre 8045 et 8055 eV environ.

Sur la même figure, on a superposé les spectres théoriques d'émission K_α du code FLYCHK pour différentes températures électroniques T_e . Avec $T_e = 10$ eV, la raie K_α est bien centrée sur la gamme du cristal. Avec $T_e = 100$ eV, la raie est décalée, et son maximum (autour de 8060) commence à sortir de cette gamme. Avec $T_e = 300$ eV, il n'existe quasiment plus de signal dans la gamme réfléchi par le cristal. On comprend alors que la température influence la quantité de signal recueillie sur le détecteur. Pour évaluer quantitativement cet effet, on intègre le signal réfléchi sur tout le cristal et on trace le résultat pour différentes valeurs de T_e . Cela est tracé sur la figure 4.16(à droite). On observe une chute du signal détecté à partir de 200 eV. On en conclut que pour nos expériences, étant donné que la température dépasse rarement 200 eV, on peut se permettre de ne pas prendre en compte la dépendance en température de la réflectivité du cristal.

Akli *et al.* [Akli2007] trouvent une variation plus brutale du signal avec la température : ils obtiennent un signal cinq fois plus faible à 100 eV que pour le solide froid, alors que nous n'obtenons

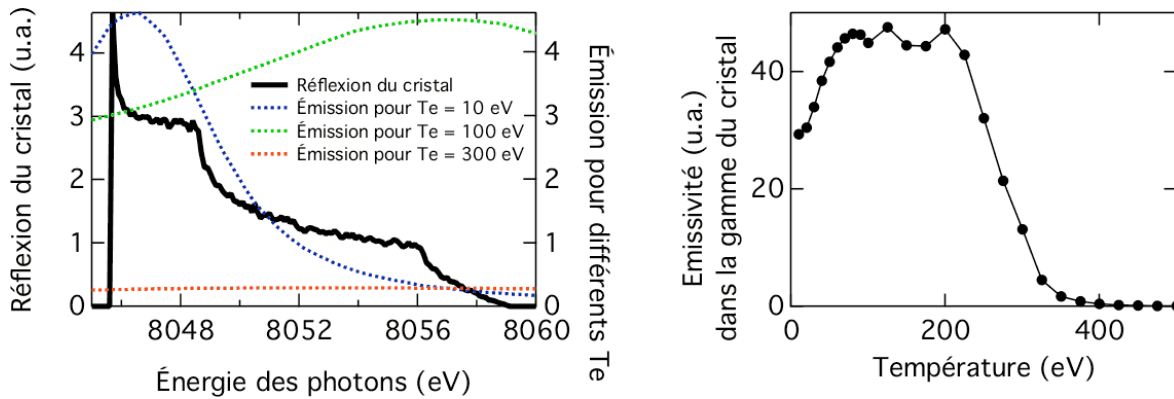


Figure 4.16: À gauche : réflectivité du cristal en fonction de l'énergie des photons incidents, et comparaison avec les spectres théoriques de la raie K_{α} du cuivre. Les “marches” sur cette courbe de réflectivité sont dues à des effets géométriques issus de la taille limitée du cristal. À droite : réflectivité intégrée sur la gamme du cristal, en fonction de la température du plasma.

pas de forte variation. Cette nette contradiction avec nos calculs peut avoir deux origines. D'abord, leur cristal est de taille plus petite. Cela réduit la gamme spectrale admise par le cristal et donc accentue la perte de signal à haute température. Cet effet a été testé et ne permet d'expliquer une si grande différence. Deuxièmement, on remarque vite que les spectres tracés dans leur papier ne correspondent pas bien aux spectres que nous calculons. Comme nous le verrons dans le chapitre 5.2, ils seraient alors incohérents avec nos résultats expérimentaux. Cette différence entre les spectres calculés provient d'une version différente du code atomique FLYCHK. Comme leurs spectres ne correspondent pas à nos résultats expérimentaux, nous préférons supposer que nos simulations sont plus adaptées, et donc une dépendance faible du signal avec la température T_e , tant qu'elle est inférieure à 200 eV.

4.4.6 Conclusion sur l'imagerie K_{α}

La technique présentée dans cette section concernant l'imagerie en rayons X se révèle être robuste tant au niveau de sa mise en place que de son interprétation. En effet, sa profondeur de champ élevée et sa zone utile étendue facilitent son alignement. De plus, sa monochromaticité, sa bonne réflectivité et sa relative constance par rapport à la température du plasma pourvoient à la qualité de l'information recueillie.

Certaines limitations doivent toutefois être indiquées. La résolution étant difficilement meilleure que 10 μm , on ne peut pas observer de structures très fines, comme la filamentation. Le problème majeur est l'impossibilité d'adapter le système à n'importe quelle longueur d'onde. Si l'on veut changer l'angle d'incidence sur le cristal, il faut passer à des géométries contenant plusieurs cristaux courbés, impliquant moins de réflectivité et plus de difficultés pour l'alignement. Il serait pourtant très intéressant de mesurer des émissions X plus énergétiques car elles seraient témoins d'électrons plus rapides et donc plus adaptés à l'étude de l'allumeur rapide.

4.5 Spectroscopie de rayons X durs

Plus les électrons recherchés sont rapides, plus il faut s'intéresser à des rayons X de forte énergie. Ceux-ci sont créés en moindre quantité, ce qui rend leur détection particulièrement difficile. On comprend, en premier lieu, qu'une étude spatiale de l'émission des rayons X est d'autant plus compliquée,

car cela accentue la faible quantité de signal récolté. On préfère donc intégrer le signal sur toute la zone d'émission, et en former un spectre. Un avantage certain est qu'il est possible d'ajouter davantage de filtres pour retirer le bruit de fond de basse énergie.

4.5.1 Spectromètre par transmission

La première méthode consiste à utiliser à nouveau des cristaux de Bragg. Pour pouvoir réfléchir des rayons X durs, l'angle de Bragg doit être petit, souvent plus faible que 10° . Il devient alors plus pratique d'utiliser des cristaux par transmission, c'est-à-dire pour lesquels les couches atomiques ne sont pas sur le même plan que le cristal, mais perpendiculaires à ce plan. C'est donc en traversant l'épaisseur du cristal que les rayons sont réfléchis. En général on obtient une réflexion plus importante grâce à l'épaisseur de cristal mise à profit. Cependant il est impossible de focaliser le signal, à l'image des cristaux cylindriques décrits plus haut, en courbant le cristal. S'il s'avère que les cristaux par transmission sont effectivement courbés de façon cylindrique, ce n'est que pour obtenir un spectre de largeur adéquate sur une distance raisonnable, et non pas pour focaliser le signal.

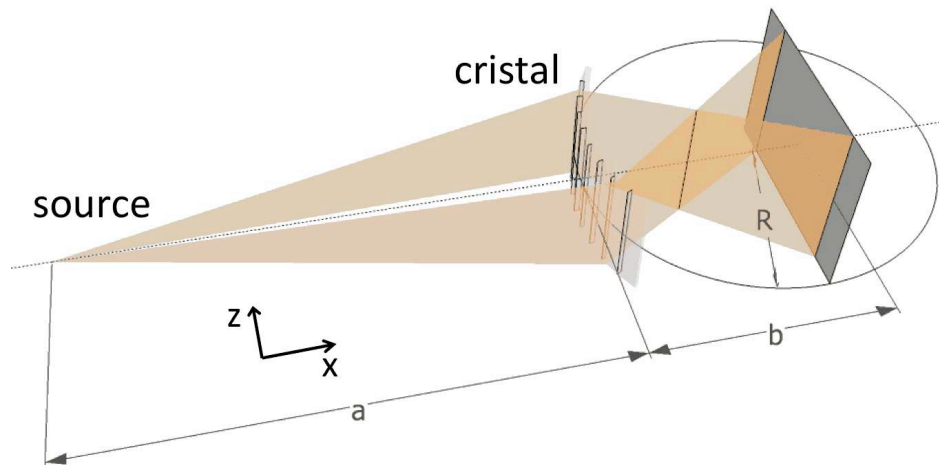


Figure 4.17: Schéma d'un spectromètre par transmission. Les nappes jaunes correspondent aux trajectoires des rayons X réfléchis pour une longueur d'onde donnée.

La figure 4.17 montre la façon dont un cristal à transmission courbé de façon cylindrique réfléchit les rayons X sur le détecteur. On peut voir que la symétrie impose que chaque longueur d'onde soit réfléchiée en deux endroits opposés. Cela implique la formation de deux lignes sur le détecteur. Le point le plus important est que ces deux trajets se croisent en un endroit donné, avant le détecteur. Et cela est vrai pour toutes les longueurs d'onde. Une fente de plomb très épaisse est alors capable d'éliminer tout le bruit qui passe à côté de cet endroit. Et un écran de plomb, placé avant le cristal, permet d'éliminer le reste du bruit. Finalement, la quasi-totalité du bruit peut-être efficacement retirée, d'où la force de ce genre de spectromètre. Un autre point fort est la facilité d'alignement: un positionnement à quelques centaines de microns près, grâce à une pointe de référence, est suffisant. Un désavantage, cependant, est que la très large gamme d'énergies accessibles réduit sa réflectivité.

Au LULI, un tel spectromètre, nommé LULI Crystal Spectrometer (LCS), est utilisé avec un cristal de quartz d'orientation $10\bar{1}0$. Ses caractéristiques sont $a = 600$ mm, $R = 254$ mm et $2d = 6.687$ Å. Le détecteur (une *imaging plate*) peut être positionné en deux endroits : $b = 262$ mm ou $b = 462$ mm.

Position de la ligne focale

Cherchons la position x_0 , sur l'axe x , à laquelle les rayons X se rejoignent. Il s'agit, autrement dit, de la ligne, visible sur la figure 4.17, intersection des deux surfaces jaunes.

Nous ne prenons pas en compte l'axe y . Soit un point du cristal (x, z) sur lequel les rayons sont réfléchis. La courbure cylindrique du cristal de rayon R impose

$$\frac{x}{R} = 1 - \sqrt{1 - \left(\frac{z}{R}\right)^2}. \quad (4.13)$$

Le rayon incident \vec{u} a pour coordonnées $(x + a, z)$ et est réfléchi sur les plans cristallins. Le vecteur unitaire \vec{n} normal à ces plans est aisément déterminé après avoir écrit qu'il est perpendiculaire à tout diamètre du cristal. On obtient ses coordonnées $(z/R, 1 - x/R)$. Le rayon réfléchi \vec{v} est obtenu après rotation de \vec{u} autour de \vec{n} d'un angle 180° . Ce rayon réfléchi s'écrit alors

$$\vec{v} = \begin{pmatrix} -a - x + 2\frac{z^2}{R} \left(\frac{a}{R} + 1\right) \\ -z \left[1 - 2\left(1 - \frac{x}{R}\right) \left(\frac{a}{R} + 1\right)\right] \end{pmatrix}$$

où l'on a exploité la formule d'Olindes Rodrigues $\vec{v} = -\vec{u} + 2(\vec{u} \cdot \vec{n})\vec{n}$. Son intersection avec l'axe x donne le point de focalisation x_0 . On obtient, en exploitant l'équation 4.13,

$$x_0(z) = R \times \left[1 + \frac{1}{\frac{1}{1+a/R} - 2\sqrt{1 - \left(\frac{z}{R}\right)^2}} \right].$$

Cette formule montre que la focalisation dépend de z , c'est-à-dire de la longueur d'onde réfléchie (c'est une aberration sphérique). Heureusement, la dépendance est très légère, et on peut calculer que la zone totale de focalisation est toujours plus petite qu'un millimètre. On peut donc négliger cette dépendance en z et récrire

$$\frac{1}{x_0} \simeq \frac{1}{a} + \frac{2}{R}.$$

La focalisation se fait donc selon une formule de conjugaison similaire à celle d'un miroir sphérique en optique classique. C'est en cet endroit qu'une fente épaisse en plomb permet d'éliminer une grande partie du bruit de fond.

Dispersion du cristal

Après focalisation, les rayons sont à nouveau dispersés et atteignent le détecteur à la distance b du cristal. On cherche à calculer la position Z du rayon sur le détecteur en fonction de l'énergie E . Pour calculer cette dispersion, il faut écrire l'égalité de l'angle de Bragg avant et après réflexion du rayon. Un calcul sous Maple permet de trouver efficacement une solution analytique à ces équations. Un développement à l'ordre 3 en $1/E$ aboutit à

$$Z = \frac{(1 + 2\mu)b - a E_0}{1 + \mu} \frac{E_0}{E} - \frac{(1 + 2\mu + 2\mu^2)a - (1 + 6\mu + 10\mu^2 + 6\mu^3)b}{2(1 + \mu)^3} \left(\frac{E_0}{E}\right)^3$$

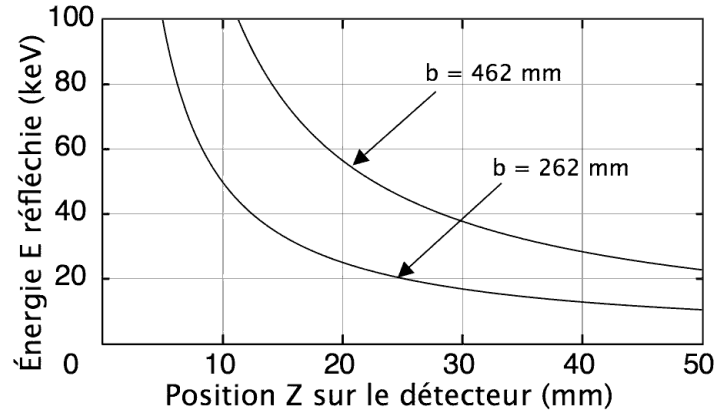


Figure 4.18: Dispersion du spectromètre LCS pour les deux positions possibles du détecteur.

où on a noté E_0 l'énergie réfléchie pour un angle de Bragg de 90° et $\mu = a/R$. On peut récrire cette relation de dispersion de façon plus commode, en calculant l'énergie E en fonction de la distance Z :

$$\frac{E}{E_0} = \frac{(1 + 2\mu)b - a}{1 + \mu} \frac{1}{Z} - \frac{(1 + 2\mu + 2\mu^2)a - (1 + 6\mu + 10\mu^2 + 6\mu^3)b}{2(1 + \mu)((2\mu + 1)b - a)^2} Z.$$

Notons que l'ordre 1 du développement limité est insuffisant pour les énergies les plus faibles. La prise en compte de l'ordre 3 est alors largement suffisante par rapport à la précision du détecteur. Le résultat est tracé sur la figure 4.18 pour les deux positions du détecteur.

Sensibilité à l'élargissement de la source

Une source large, comme d'habitude, provoque un élargissement de la raie spectrale. Dans la direction x , on peut aisément déplacer la source de dx en changeant autant la distance a . Le calcul numérique reste identique. Pour simuler un déplacement dz selon z , on peut faire l'approximation raisonnable $dz/z = dx/a$ où z est toujours la position du rayon sur le cristal. On utilise ainsi le même calcul numérique pour calculer l'élargissement de la raie ΔZ pour une valeur donnée de la taille de la source dz (la taille de source observée expérimentalement est environ $dz = 100 \mu\text{m}$).

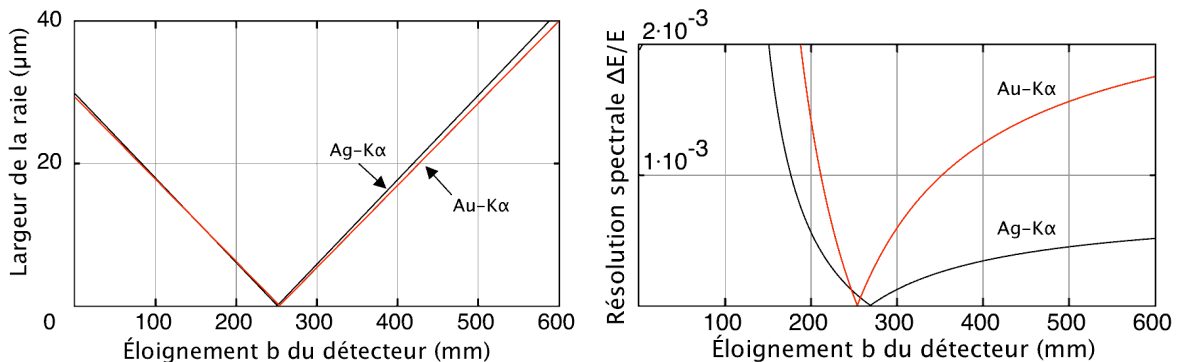


Figure 4.19: À gauche : élargissement de la raie spectrale en fonction de la position du détecteur. À droite : résolution spectrale en fonction de la position du détecteur. Dans les deux cas, la source fait $100 \mu\text{m}$ de large. L'effet du rocking curve et de l'épaisseur de cristal n'est pas pris en compte.

Deux informations peuvent être tirées. D'abord, on peut essayer de mesurer la taille de la source.

On trace donc la largeur de la raie ΔZ en fonction de la distance du détecteur. Ceci est réalisé sur la figure 4.19 (à gauche). On remarque que la taille de la raie spectrale est toujours inférieure à $40 \mu\text{m}$, ce qui est trop petit par rapport à la résolution du détecteur ($50 \mu\text{m}$).

Il est donc impossible pour nous d'utiliser ce spectromètre afin de mesurer la taille de la source, contrairement à ce qui est décrit dans la Réf. [Seely2008] où la source fait au moins 1 mm (pour le même spectromètre).

Deuxièmement, on pourrait chercher la position donnant la meilleure résolution spectrale. On a donc tracé cette résolution en fonction de b pour les raies K_α de l'argent et de l'or. La meilleure résolution est atteinte à une distance proche de $b = R$. Dans la plupart des cas, la résolution est suffisante pour résoudre les raies K_α et K_β , voire les raies $K_{\alpha 1}$ et $K_{\alpha 2}$. C'est plutôt la résolution du détecteur à laquelle il faut faire attention. La position $b = 262 \text{ mm}$ n'est effectivement pas plus intéressante en termes de résolution, car la taille des pixels devient le facteur limitant. Notons que la résolution ne pose pas un grand problème en ce qui concerne la séparation des raies, car elles sont relativement éloignées pour les éléments lourds. Cependant il est pour l'instant impossible de mesurer leur largeur précisément.

Conclusion sur le LCS

Ce type de spectromètre est, dans notre cas, uniquement adapté à la mesure de l'intensité d'émissions d'X durs. La largeur de la source ou l'élargissement des raies ne semble pas mesurable dans nos expériences. Cependant, peu de diagnostics sont capables de détecter ces émissions dans un environnement avec laser ultra-court et cet instrument apporte une nouvelle gamme de possibilités en terme de matériaux utilisés. Il sera de plus en plus adapté aux nouvelles installations laser, plus énergétiques, car l'émission X dure sera plus intense et donc mieux détectable.

4.5.2 Cannons

Nous venons de voir un spectromètre capable de détecter l'émission X de certaines transitions atomiques de forte énergie. Il s'agissait de spectres de raies, c'est-à-dire constitués de pics d'énergies distinctes. Décrivons maintenant un type de spectromètre très différent, capable de détecter du rayonnement encore plus énergétique (plusieurs centaines de keV) : le rayonnement de freinage, ou bremsstrahlung. On dénomme généralement *cannon* ce genre de spectromètre, ou plus précisément *spectromètre à X durs*. Les spectres détectés ne sont plus constitués de raies distinctes, mais d'une émission continue, lentement décroissante en fonction de l'énergie des rayons X.

L'émission de rayonnement bremsstrahlung étant relativement énergétique (de quelques keV à plusieurs MeV), sa détection est réalisée avec un empilement de filtres et de plaques sensibles comme illustré dans la figure 4.20. Chaque épaisseur absorbe une partie des rayons X. On récupère le signal déposé dans les plaques sensibles en différentes profondeurs. L'absorption étant connue à chaque étape, on peut remonter au spectre initial de l'émission X. Ce spectre X dépend du spectre électronique.

Ces spectromètres à bremsstrahlung permettent donc d'estimer la distribution en énergie des électrons rapides.

La méthode n'est pas aussi simple qu'il y paraît. En effet, les photons X produits ne sont pas directement liés à l'énergie incidente de l'électron. Une forte dépendance existe avec le type de matériau et l'angle d'émission. De plus, il s'agit à chaque fois d'un spectre large, donc difficilement interprétable lorsqu'un grand nombre de contributions se superposent.

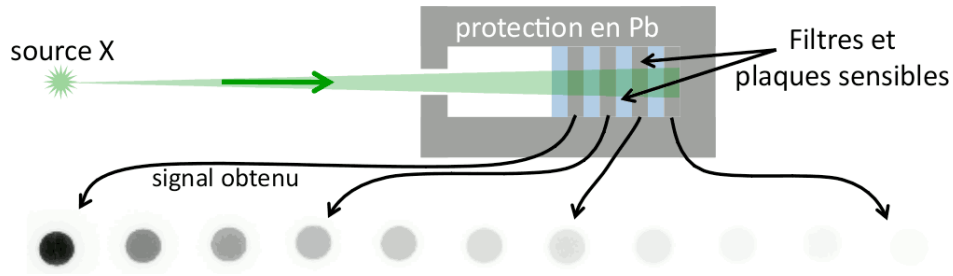


Figure 4.20: Principe d'un spectromètre à X durs ("cannon"). Les rayons X sont successivement atténués dans différents filtres et plaques photosensibles. Les détecteurs les plus profonds détectent moins de signal.

Pour interpréter les résultats des spectres X expérimentaux, on a recours à des simulations relativement complexes [Norreys1999, Chen2009]. On simule la cible et la propagation collisionnelle des électrons, contenant également l'émission théorique du bremsstrahlung. Puis l'émission X calculée est numériquement transmise à travers les différents filtres pour déterminer le signal créé sur chaque plaque sensible. On compare ce signal simulé à celui provenant des mesures expérimentales. Tant que le résultat n'est pas bon, on réitère le procédé en changeant le spectre des électrons numériquement injectés. Lorsqu'un bon accord est obtenu, on est capable de donner une estimation du spectre électronique.

Ce genre d'analyse a été effectué par différentes personnes au cours des expériences présentées dans cette thèse, et les résultats correspondants ont été exploités pour interpréter les données expérimentales. Retenons simplement que les "cannons" procurent une estimation du spectre en énergie des électrons rapides. Le nombre limité de plaques sensibles implique toutefois une incertitude sur ce spectre (plusieurs spectres distincts peuvent reproduire les signaux mesurés).

Chauffage isochore de cibles de taille réduite

“Je lui donne vie et chaleur, elle me donne une raison de vivre.”

Paulo Coelho (L’alchimiste).

Le chauffage de la matière par les électrons rapides est un point crucial pour l’allumeur rapide. Un autre point important est le temps très court requis pour ne pas trop perturber la densité du plasma. Un tel chauffage isochore est à la portée des lasers picoseconde, suffisamment courts et intenses pour ne pas altérer la qualité de la compression du combustible lors du chauffage. Dans nos expériences, la température à l’intérieur d’un matériau solide ne dépasse la centaine d’eV que dans un volume très réduit (de l’ordre de la taille de la tache focale). Elle s’avère alors particulièrement difficile à mesurer. En effet, les rayonnements X susceptibles de traverser toute l’épaisseur du matériau ($\gtrsim 10$ keV) sont peu sensibles à une si faible différence par rapport au solide froid. De plus, le bruit (rayons X, électrons, protons, ...) généré par la même interaction rend leur détection particulièrement difficile.

L’expérience présentée dans ce chapitre [Perez2010a] utilise deux méthodes favorisant l’augmentation de la température. D’une part, la réduction de la taille de la cible confine les électrons dans un volume plus petit (car la cible est électriquement isolée), et favorise ainsi le chauffage. D’autre part, le doublage de fréquence du laser (section 2.1) minimisant l’extension du préplasma assure une meilleure conversion de l’énergie laser vers celle des électrons entrant dans la cible. Ces deux techniques (le chauffage de petites cibles [Theobald2006, Baton2007, Myatt2007, Nilson2009] et l’utilisation du doublage de fréquence [Baton2008]) étaient déjà utilisées dans quelques expériences passées, mais séparément et surtout sans conclusion claire sur la valeur de la température.

Le but de cette expérience est de mesurer la température atteinte puis le rôle du préplasma et du volume de la cible sur ce chauffage.

L’interprétation des résultats est consolidée par de coûteuses simulations PIC (en terme de temps de calcul), rendues possibles grâce à la petite taille des cibles. Nous verrons qu’elles expliquent bien le rôle du préplasma dans les mécanismes de transport des électrons rapides.

5.1 Description de l’expérience

Cette expérience a été menée au LULI sur l’installation 100 TW en mars 2008, en collaboration avec l’équipe de Tom Cowan (GSI, Dresde) et celle d’Erik Lefebvre (CEA, Bruyères-le-Châtel). Une

grande quantité de tirs (115) a permis une bonne statistique sur chaque type de cible.

5.1.1 Installation laser

Le laser 100 TW du LULI délivre une impulsion d'environ 20 J en 300 fs et de longueur d'onde 1.057 μm . La tache focale de diamètre 12 μm FWHM contient environ 10 J. Elle est réalisée par une parabole hors-axe d'ouverture $f/3$. L'éclairement moyen dans cette tache est de $2 \times 10^{19} \text{ W} \cdot \text{cm}^{-2}$. Le piédestal s'étalant sur 500 ps environ est caractérisé par un contraste entre 10^6 et 10^7 en intensité, c'est-à-dire un éclairement d'environ $10^{13} \text{ W} \cdot \text{cm}^{-2}$.

Un cristal de KDP situé avant le compresseur était installé pour une partie des tirs. Il permet un doublage de fréquence de l'impulsion laser avec une énergie s'élevant à 50% de l'énergie initiale. La tache focale est réduite à 8 μm FWHM dans le même temps, conservant approximativement le même éclairement. Le point important est la réduction considérable du piédestal. En effet, le doublage de fréquence étant proportionnel au carré de la puissance lumineuse, le piédestal n'est que très peu converti à la fréquence double. Plus précisément, le contraste entre l'impulsion principale et la puissance du piédestal atteint 10^{10} voire davantage. Même s'il ne peut être mesuré directement, on estime le piédestal incapable de générer un préplasma notable. Seul le temps de montée de l'impulsion principale est susceptible de modifier légèrement la surface de la cible. Étant généralement de l'ordre de quelques 10 ps, et connaissant approximativement la vitesse du son (quelques nm/ps), la longueur de gradient peut être estimée à une centaine de nanomètres.

Le doublage de fréquence peut efficacement supprimer la quasi-totalité du préplasma.

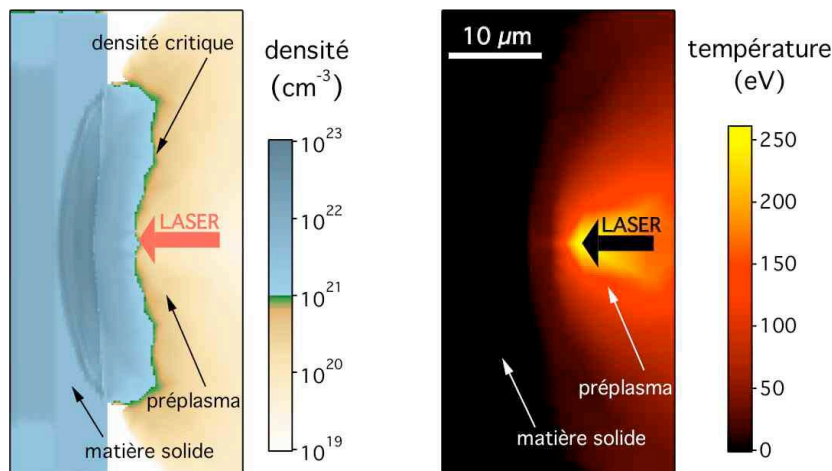


FIGURE 5.1 – Simulation hydrodynamique du préplasma créé par le piédestal du laser 100 TW.

Nous dénommerons respectivement ω et 2ω les tirs sans ou avec doublage de fréquence. Une simulation hydrodynamique a été effectuée par Tommaso Vinci avec le code DUED [Atzeni2005] afin de déterminer le préplasma présent à ω . La figure 5.1 résume cette simulation. La densité critique est avancée de plusieurs microns vers l'extérieur de la cible, et le préplasma, uniquement composé de vanadium, s'étend sur plusieurs dizaines de microns. La température atteint 200 eV dans la partie sous-dense. On s'attend à ce que le transport électronique soit modifié par ce préplasma, absent à 2ω . Par exemple, un préplasma plus long favorise l'apparition d'instabilités de filamentation (augmentant la divergence) et déplace sensiblement la zone d'interaction vers l'extérieur de la cible. À 2ω , le laser

interagit avec un solide, alors qu'à ω il interagit avec un plasma en expansion, de densité de l'ordre de cent fois plus faible que la densité solide.

5.1.2 Cibles

Les cibles, illustrées sur la figure 5.2, sont planes et composées de trois couches successives : $0.2 \mu\text{m}$ V + $5 \mu\text{m}$ Cu + $5 \mu\text{m}$ Al. La fine couche de vanadium en face avant empêche le laser d'interagir directement avec le cuivre. Cela pourrait fausser les spectres X. Les deux couches d'aluminium et de cuivre sont deux métaux conducteurs dont l'émission X est détectée par nos instruments. Transversalement, les cibles ont la forme d'un disque de diamètre 50, 100 ou $300 \mu\text{m}$.

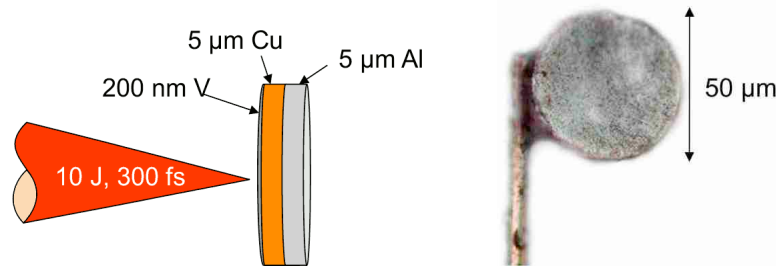


FIGURE 5.2 – Schéma d'une cible de taille réduite et une photographie correspondante. Les trois diamètres possibles sont 50, 100 et $300 \mu\text{m}$.

L'alignement de ces petites cibles requiert une précision importante. Il est réalisé à l'aide d'une imagerie visible de grandissement ~ 20 dans l'axe du laser. Avant chaque tir, lorsque l'enceinte laser est sous vide, une image de la tache focale est réalisée, puis l'ombre de la cible est placée au même endroit.

5.1.3 Diagnostics

Les cibles émettent plusieurs rayonnements X que nos instruments détectent : les raies K_α du cuivre et de l'aluminium ainsi que les raies héliumoides de l'aluminium. Nous nous intéressons surtout au raies du cuivre mais nous verrons que celles de l'aluminium sont également source d'informations importantes. Les diagnostics suivants détectent ces émissions X et nous résumons leur implantation dans la figure 5.3. Ils ne sont pas résolus en temps.

- ▷ Deux cristaux sphériques de quartz $21\bar{3}1$ (cf. section 4.4 et plus précisément le tableau 4.3) forment deux images X du Cu-K_α sur deux caméras X Andor (caméras CCD capables de détecter le rayonnement X). Le premier est placé proche de l'axe laser afin de réaliser une image depuis l'arrière de la cible, avec un grandissement de 7.5. Le second est placé perpendiculairement à l'axe laser pour des images de profil, avec un grandissement de 10.3.
- ▷ Un spectromètre tronconique en KAP (cf. tableau 4.2) recueille un spectre focalisé sur une caméra X "Ropper". Les raies détectées au premier ordre de réflexion sont la K_α et les raies héliumoides de l'aluminium. Il s'avère que le doublet K_α du cuivre apparaît aussi au cinquième ordre de réflexion. Ce spectromètre est placé à l'arrière de la cible car il est principalement voué à l'émission X de l'aluminium.
- ▷ Un spectromètre cylindrique en quartz $22\bar{4}3$ (cf. tableau 4.1) forme un spectre X sur une *imaging plate*. Il détecte le doublet K_α du cuivre au premier ordre de réflexion depuis l'avant de la cible.

La figure 5.3 présente aussi quelques exemples de résultats obtenus avec les différents diagnostics. Les images X proviennent d'une cible de $300 \mu\text{m}$ et on peut observer un signal plus important au centre,

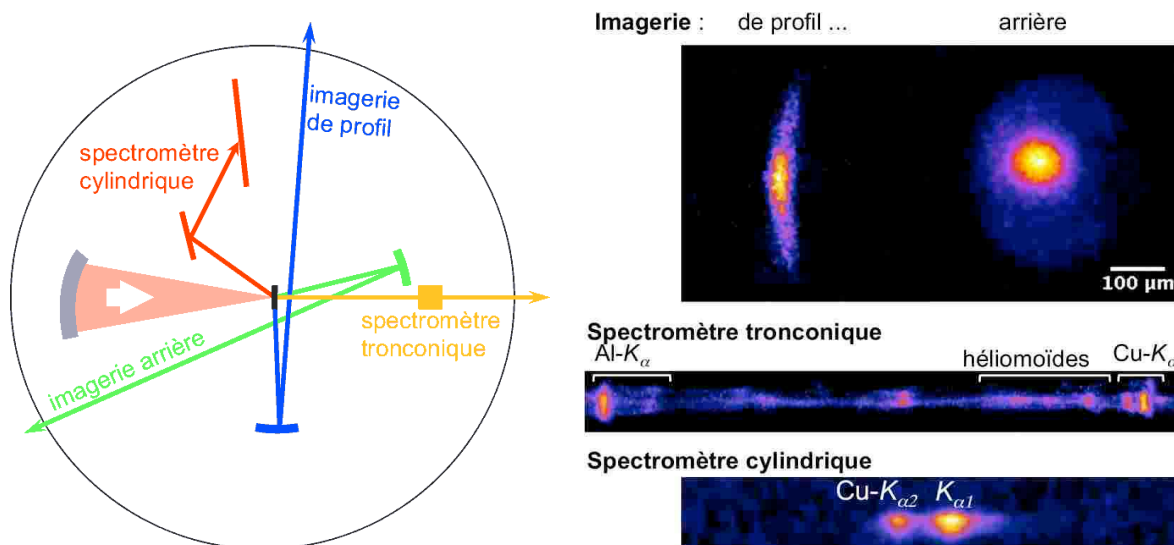


FIGURE 5.3 – À gauche : Schéma d'implantation des diagnostics. À droite : exemples d'images ou de spectres des différents diagnostics.

montrant ainsi que la majorité des électrons rapides circulent dans une zone de diamètre $100\ \mu\text{m}$. Les spectres présentent plusieurs groupes de raies différentes qui seront analysées par la suite.

5.2 Spectroscopie X et mesure de température

Les deux spectromètres, nous l'avons déjà dit, mesurent les raies d'émission X de l'aluminium et du cuivre. L'analyse de ces raies est particulièrement intéressante car elle renseigne sur l'état du plasma, en particulier sur sa température.

5.2.1 Raies de l'aluminium

Les raies de l'aluminium se trouvent aux alentours de $1.5\ \text{keV}$ et sont détectées par le cristal tronconique. Les différentes transitions $L \rightarrow K$ se distinguent par leur énergie, variant en fonction de la température. Un plasma peu ionisé émet la raie K_α froide à $1487\ \text{eV}$. À partir de cinq ionisations, cette même raie se décale suffisamment vers les hautes énergies pour être distinguée. On obtient alors une raie caractéristique de chaque état d'ionisation présent dans le plasma. Pour un plasma très chaud, quasiment totalement ionisé, on parvient jusqu'aux raies héliomoïdes (ou He_α) autour de $1550\ \text{eV}$. L'état d'ionisation augmentant avec la température, il semble à première vue que l'apparition des raies sur le spectre en différentes positions donne une estimation de la température du plasma.

Souvent, cette température peut varier fortement selon la densité du plasma ; un plasma peu dense chauffe plus facilement que l'intérieur dense de la cible, conduisant parfois jusqu'à une ionisation quasi-totale. Par exemple, le préplasma, peu dense, est facilement chauffé, et peut émettre des raies "chaudes". Dans notre cas, l'existence du préplasma ne peut pas expliquer directement l'apparition de ces raies "chaudes" de l'aluminium car, selon la simulation hydrodynamique, il ne contient pas d'aluminium. De plus, le spectromètre est aligné pour détecter l'émission en face arrière, et ne peut détecter l'émission de ce préplasma en face avant. Ces raies "chaudes" de l'aluminium ne peuvent donc pas en provenir. Elles sont très probablement issues de la détente à l'arrière de la cible et sur les bords.

Pour estimer ces effets, la figure 5.4 présente quelques résultats typiques obtenus par le spectromètre tronconique.

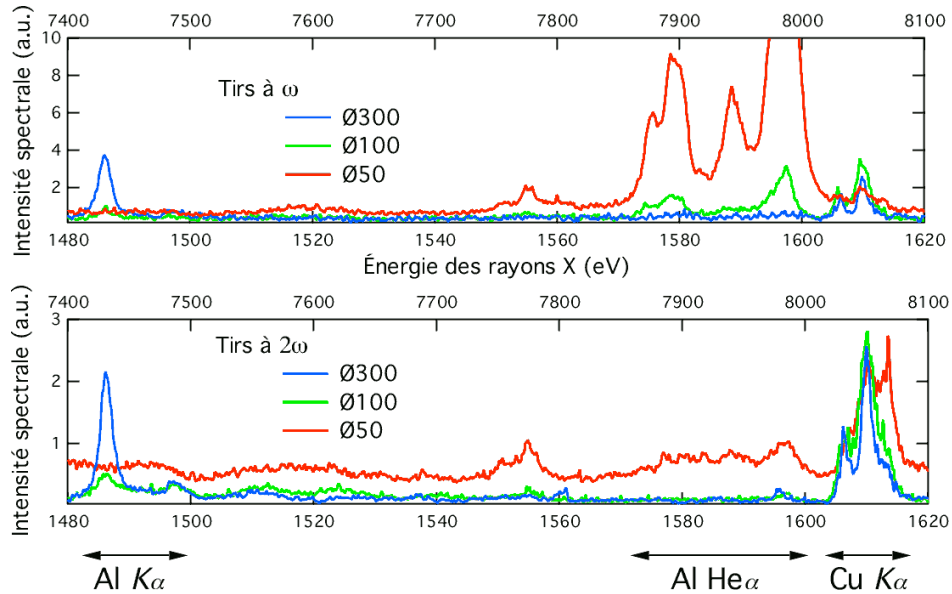


FIGURE 5.4 – Quelques résultats du spectromètre tronconique à ω ou 2ω et pour différents diamètres de cible. La double abscisse des spectres correspond au premier ordre de réflexion (pour les raies de l'aluminium sur l'abscisse du bas) et au cinquième (pour les raies du cuivre sur l'abscisse du haut).

Raies Al- K_α

Commençons par étudier la forme des raies K_α de l'aluminium sur la figure 5.4. Un comportement apparaît clairement : la raie Al- K_α diminue fortement dès lors que la cible devient plus petite que 300 μm , que ce soit à ω ou 2ω . D'après les simulations avec le code FLYCHK, ce phénomène se produit lorsque la température passe de 10 à 20 eV. Par conséquent, les cibles de 300 μm sont chauffées à moins de 10 eV, et les cibles plus petites à plus de 10 eV. C'est une première preuve d'un meilleur chauffage en diminuant la taille de la cible. On pourrait objecter que cette réduction de signal provient du nombre réduit d'atomes émetteurs dans les petites cibles. Or les raies K_α du cuivre ne subissent pas cet effet. Par conséquent, c'est surtout l'augmentation de la température qui amoindrit l'intensité des raies Al- K_α .

L'étude de la raie Al- K_α froide montre que les cibles de petite taille atteignent au moins 10 eV.

On peut même voir qu'à 2ω , une série de raies à 1495, 1510, 1525 et 1540 eV apparaît parfois, mais quasiment jamais à ω . Il s'agit du décalage de la raie Al- K_α lorsque l'ionisation dépasse 5+. Cela laisse penser qu'il y a davantage de chauffage à 2ω , car une ionisation importante est la preuve d'une forte température. Estimons ce chauffage dans le cas le plus visible : des cibles de 100 μm . Pour pouvoir reproduire le spectre correspondant, il est impossible d'utiliser FLYCHK avec une unique température. On s'aperçoit vite qu'une distribution spatiale de la température influe sensiblement sur la forme du spectre. Nous avons donc sélectionné un ensemble de spectres théoriques dont la température varie entre 10 et 100 eV et nous affectons à chacun de ces spectres un poids arbitraire censé représenter le volume de la cible à la température correspondante. De nombreux essais avec cette température non-uniforme nous mènent au résultat présenté sur la figure 5.5. La simulation correspond convenablement

au résultat expérimental lorsque la distribution de températures est centrée autour de 40 eV. Cette simulation requiert une température assez finement ajustée pour reproduire correctement le spectre expérimental. L'incertitude correspondante est d'une dizaine d'eV.

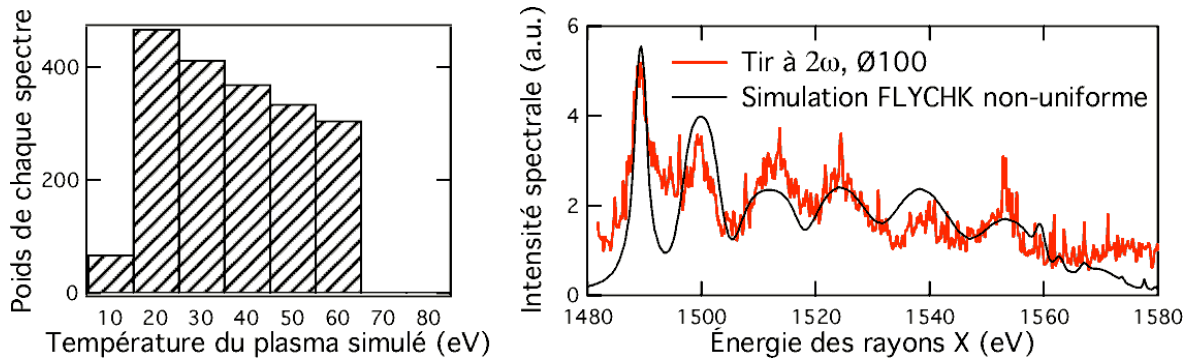


FIGURE 5.5 – Simulation FLYCHK de l'émission Al- K_{α} . Les contributions de différentes températures sont additionnées selon la pondération de l'histogramme à gauche. Le spectre résultant est tracé sur la courbe de droite. Il correspond bien au résultat expérimental pour une cible de 100 μm à 2ω .

On en conclut que ces cibles de 100 μm sont chauffées à 40 ± 10 eV en moyenne à 2ω . Cela n'est pas observé à ω .

On pourrait critiquer cette approche car seule la température a été modifiée, et pas la densité. En réalité, un plasma peu dense n'émet que très peu de raies K_{α} , pour deux raisons. D'abord, comme il est moins dense, il contient moins d'émetteurs. Ensuite, comme il chauffe beaucoup plus vite qu'un plasma dense, les raies émises ne sont plus dans la même gamme spectrale. C'est pourquoi nous avons négligé l'effet de la densité (ce qui n'est pas possible dans le paragraphe suivant).

Raies Al- He_{α}

Intéressons-nous maintenant à l'ensemble des raies héliumoïdes de l'aluminium (He_{α}). Pour émettre de telles raies, il faut des atomes d'aluminium totalement ionisés. Cela n'est possible que dans un plasma très chaud et donc, dans notre cas, peu dense. La figure 5.4 montre que ces raies apparaissent, de façon importante, uniquement à ω et pour des cibles de 50 μm . Ce comportement amène de nombreuses questions car l'aluminium est situé sur la face arrière et on ne s'attend pas à un plasma chaud et peu dense à cet endroit.

- ▷ D'abord, pourquoi observe-t-on les raies He_{α} uniquement à ω ? Une explication raisonnable est que le piédestal laser a été mal estimé et que le choc qu'il implique est parvenu jusqu'à la face arrière, y créant ainsi un plasma en expansion. Cela ne suffit pas à expliquer les raies héliumoïdes car ce plasma de détente en face arrière chauffe très peu. Ce sont en fait les électrons rapides créés par l'impulsion courte qui sont capables de chauffer fortement le plasma en expansion sur la face arrière.
- ▷ Ensuite, pourquoi seules les cibles les plus petites émettent-elles les raies He_{α} ? La raison n'est pas évidente mais nous pouvons imaginer que cette ionisation accrue a la même origine que le chauffage important des cibles de taille réduite. En effet, la recirculation du faisceau d'électrons rapides oblige ceux-ci à passer plusieurs fois par la zone d'expansion en face arrière. Le chauffage y est donc plus important, et les raies héliumoïdes peuvent être émises par ce plasma peu dense (et pas par le plasma dense, car il faudrait trop d'énergie pour l'ioniser autant).

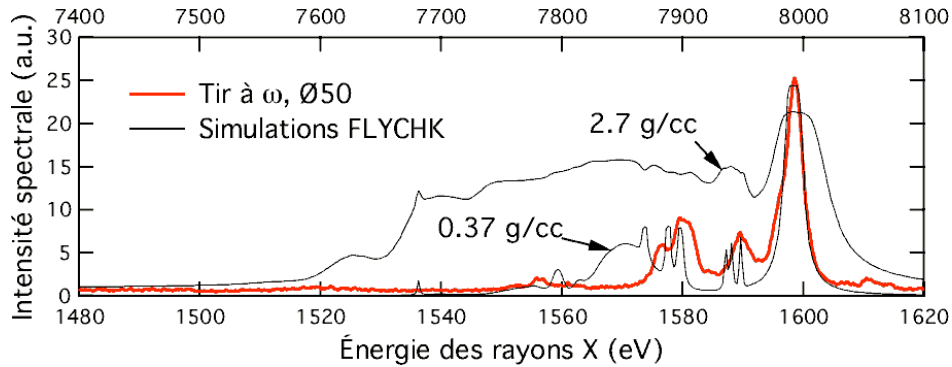


FIGURE 5.6 – Comparaison des raies Al-He $_{\alpha}$ obtenues expérimentalement (cibles de diamètre 50 μm à ω) ou numériquement par le code FLYCHK. Pour ces dernières, la température électronique est 170 eV, et deux densités différentes sont affichées, dont la densité solide de l'aluminium 2.7 g/cm^3 . La simulation tient compte de l'auto-absorption des raies de l'aluminium dans une épaisseur de 2 μm .

Une objection possible est que la raie Al-He $_{\alpha}$ ne soit pas émise par une zone peu dense, mais directement par l'aluminium dense, fortement chauffé. Infirmos cela par une simulation atomique du code FLYCHK. Reprenons le seul cas donnant une forte émission He $_{\alpha}$ (cible de diamètre 50 μm à ω) et tentons de reproduire sa forme numériquement. La figure 5.6 montre que les spectres expérimentaux sont correctement reproduits pour une température de 170 eV et une densité moyenne de 0.37 g/cm^3 . On voit aussi que la densité solide ne donne pas un spectre convenable. En effet, il est beaucoup trop large et ne présente pas de raies bien marquées. Nous avons bien entendu testé un grand nombre de densités différentes et on ne peut reproduire les résultats expérimentaux que dans la gamme 0.2 – 0.4 g/cm^3 . C'est donc forcément un plasma peu dense qui émet, à ω , les raies chaudes de l'aluminium. Ce plasma est très certainement une détente en face arrière due au choc créé par le piédestal.

Le comportement des raies Al-He $_{\alpha}$ reflète l'influence du piédestal présent à ω . Elles ne renseignent pas sur la température atteinte dans la matière solide.

Bilan de la spectrométrie de l'aluminium

Nous venons de voir que certaines raies de l'aluminium nous renseignent sur la température atteinte dans le plasma. Les valeurs de la température dans la partie dense sont données par l'émission K_{α} et nous résumons les valeurs obtenues dans la figure 5.7. Les cibles les plus petites (50 μm) ne donnent pas d'informations précises et seules des bornes grossières ont pu y être déterminées.

En plus du chauffage plus important des cibles petites, on peut dès maintenant remarquer une tendance pour les tirs à 2ω à chauffer davantage. La spectrométrie des raies du cuivre va nous apporter plus de détails.

5.2.2 Raies du cuivre

Nos deux spectromètres mesurent les raies K_{α} du cuivre. Rappelons, en citant la section 4.1.1, que ces raies s'élargissent et sont décalées vers le bleu lorsque la température augmente. Leur forme constitue donc une mesure de la température électronique.

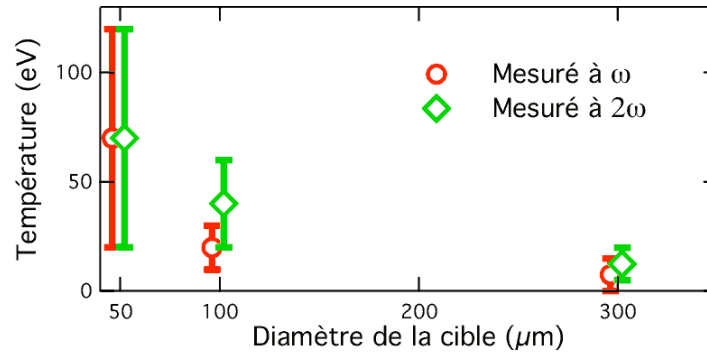


FIGURE 5.7 – Température mesurée dans la partie en aluminium par spectrométrie K_α . Les barres d’erreur sont dues à la fois aux variations d’un tir à l’autre, à l’incertitude liée au nombre de raies visibles, et à la non-uniformité en température de la cible.

Décalage vers les hautes énergies

Nous pouvons déjà faire une remarque sur la forme des raies K_α du cuivre apparaissant sur la figure 5.4. Le spectre d’une cible de $50 \mu\text{m}$ à 2ω présente une raie du cuivre décalée vers les hautes énergies par rapport aux autres cas. Plus précisément, un décalage d’environ 20 eV est visible. Le code FLYCHK permet de reproduire ce décalage à condition que la température moyenne du plasma avoisine les 100 eV . Quant aux autres cas, ne présentant pas de décalage notable, ils entraînent forcément une température moyenne inférieure à 70 eV (d’après les mêmes simulations).

L’observation du décalage de la raie $\text{Cu-}K_\alpha$ montre que les cibles de $50 \mu\text{m}$ à 2ω sont les seules à atteindre la température moyenne de 100 eV .

Le spectromètre cylindrique, quant à lui, n’est pas calibré spectralement de façon absolue et ne peut donc pas mesurer ces décalages. Il est cependant bien adapté à la mesure de l’élargissement des raies, comme nous allons le voir maintenant.

Élargissement des raies

Grâce au spectromètre cylindrique, nous possédons des mesures du spectre du cuivre K_α au premier ordre de réflexion, c’est-à-dire sans la présence des raies de l’aluminium. Par conséquent, ces résultats sont moins bruités et nous pouvons étudier en détails l’élargissement des raies du cuivre. De plus, comme nous possédons plusieurs tirs reproductibles pour chaque type de cible, nous pouvons faire une moyenne sur quelques spectres, réduisant encore le bruit.

Afin de mesurer la température du plasma, il nous faut comparer la largeur des raies expérimentales avec des données numériques. Nous utilisons le code FLYCHK dans lequel un plasma de cuivre à densité solide et à différentes températures est traversé par une population d’électrons rapides. Leur énergie moyenne est $T_h = 500 \text{ keV}$ (voir l’équation 1.1) et leur fraction par rapport à la totalité des électrons libres est prise égale à $f_h = 0.1 \%$. Ces deux paramètres T_h et f_h n’influencent que très peu l’élargissement des raies spectrales tant que $f_h < 2\%$. C’est pourquoi nous ne nous attarderons pas à étudier leur rôle ici. Le seul paramètre est donc la température T du plasma, que nous ajustons afin de reproduire au mieux les spectres expérimentaux. La figure 5.8 présente un spectre de chaque taille de cible, à ω et 2ω . On peut voir qu’un ajustement théorique a été trouvé pour chaque cas, donnant ainsi des mesures de la température. On remarque clairement, d’une part, que les cibles les plus petites sont davantage chauffées que les grandes, et d’autre part qu’il y a un chauffage globalement plus important à 2ω .

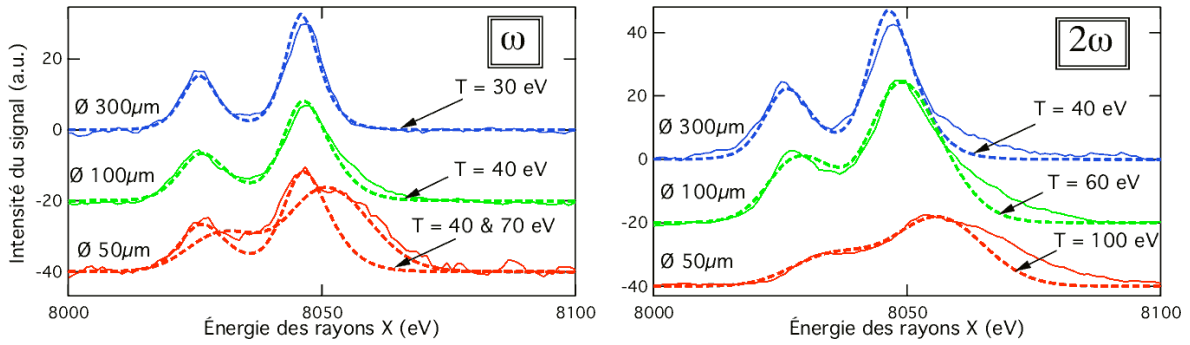


FIGURE 5.8 – Spectres K_{α} expérimentaux (traits continus) du cuivre pour différentes tailles de cible, à ω (à gauche) ou 2ω (à droite). Les courbes en pointillés sont les simulations numériques du code FLYCHK qui reproduisent le mieux les mesures expérimentales.

L'étude des raies du cuivre confirme de façon plus précise que les cibles plus petites chauffent davantage, et de façon encore plus marquée à 2ω .

Non-uniformité en température

On peut s'attendre à ce que les cibles ne chauffent pas de façon uniforme car les électrons sont plus nombreux près du centre. Cela aurait pour effet de déformer et d'élargir encore plus les raies $\text{Cu-}K_{\alpha}$. On ne voit pas vraiment cet effet à ω : les simulations reproduisent bien les spectres mesurés. Par contre, à 2ω , il existe toujours une partie haute-énergie du doublet K_{α} mal reproduite par FLYCHK. Cela est clairement dû aux non-uniformités en température.

Illustrons cela dans le cas le plus flagrant : les cibles de $50 \mu\text{m}$. Nous voyons en effet sur la figure 5.8 que le spectre correspondant n'est pas tout à fait bien reproduit. En effet, une différence notable apparaît autour de 8070 eV dénotant une partie de la cible chauffée au-delà de 100 eV . Nous pouvons reproduire cet effet en supposant que seul le centre a été intensément chauffé, et que le pourtour de la cible est resté plus froid.

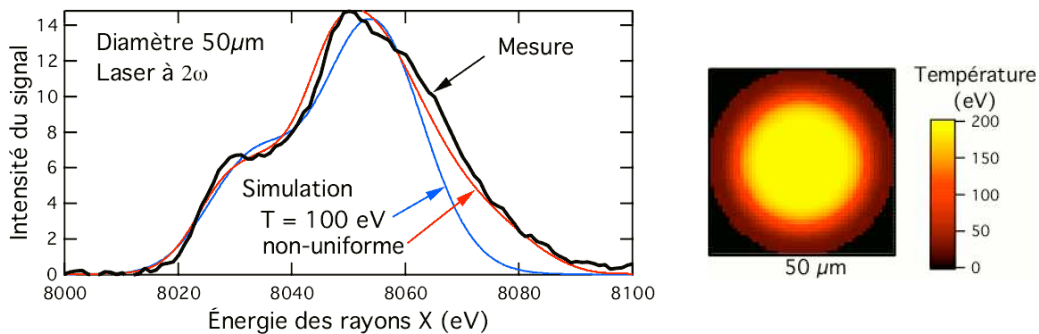


FIGURE 5.9 – Exemple de température non-uniforme sur la forme de la raie $\text{Cu-}K_{\alpha}$. Le graphe (à gauche) représente le spectre calculé à partir de la répartition spatiale des températures (à droite).

La figure 5.9 illustre cet exemple. Le spectre expérimental (à gauche) est bien reproduit par le spectre théorique, mais uniquement si la température est supposée non-uniforme sur la surface de la cible. L'image (à droite) représente la distribution spatiale utilisée pour la température (ce n'est pas l'unique possibilité, des températures encore plus élevées pourraient aussi être compatibles avec les mesures). La zone centrale (diamètre $\sim 25 \mu\text{m}$) est fortement chauffée jusqu'à 200 eV . Le pourtour de la cible reste à une température plus faible (40 eV environ). On comprend ainsi que les électrons

rapides chauffent majoritairement la cible proche de la zone d'interaction laser. Le chauffage ne semble donc pas dispersé dans toute la cible. Rappelons que l'on observe cela surtout à 2ω .

À 2ω , le chauffage semble majoritairement localisé autour de la zone d'interaction laser.

Une objection possible est qu'il s'agit d'un effet temporel et non spatial. En effet, la température varie au cours du temps. Il existe certainement un effet de ce type, mais s'il était prépondérant, il existerait aussi à ω . C'est pourquoi nous pensons l'effet de non-uniformité spatiale plus réaliste.

Effet de la taille de la source du signal

Nous verrons dans la section 5.3 que la taille de la source de l'émission X dépasse $100 \mu\text{m}$ pour les cibles les plus grandes. D'après les calculs de résolution spectrale effectués précédemment (formule (4.8)), une telle taille élargit légèrement les raies $\text{Cu-K}\alpha$. Cet élargissement n'est pas dû à l'augmentation de la température de la cible. Il induit donc une erreur de mesure : la température est surestimée lorsque la source X est trop large. Nous avons estimé cet effet à environ 10 eV de différence pour les cibles de $300 \mu\text{m}$ et 5 eV pour les cibles de $100 \mu\text{m}$. Les cibles de $50 \mu\text{m}$ induisent un effet négligeable. Ces corrections ont été appliquées aux mesures de la température présentées dans le paragraphe suivant.

Bilan de la spectrométrie du cuivre $K\alpha$

Les résultats précédents nous permettent de tracer la température pour différentes tailles de cible. La figure 5.10 rassemble ces données.

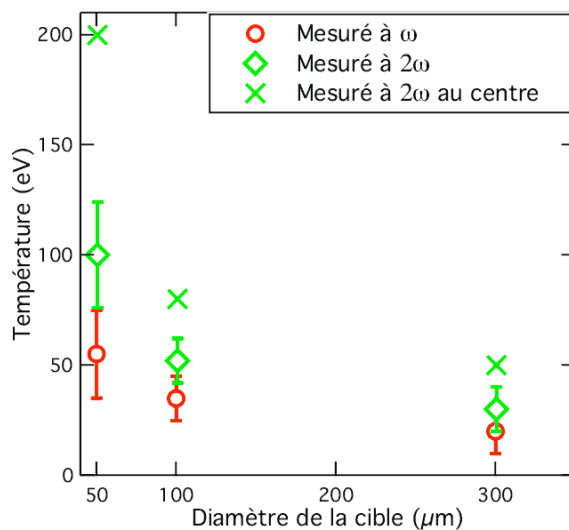


FIGURE 5.10 – Température moyenne mesurée dans la partie en cuivre par spectrométrie $K\alpha$.

Les valeurs sont tirées de la comparaison entre les spectres expérimentaux et ceux simulés par FLYCHK.

Les croix représentent la valeur maximale de la température, atteinte au centre de la cible. Cette température non-uniforme n'apparaît qu'à 2ω .

Nous retrouvons plusieurs des effets indiqués précédemment, cette fois-ci de façon très claire.

- ▷ La température est plus élevée pour les petites cibles.
- ▷ Toutes les cibles sont plus chaudes à 2ω .
- ▷ À 2ω , le chauffage se fait de façon non-uniforme, avec une forte température au centre de la cible.

Avec doublage de fréquence, malgré deux fois moins d'énergie laser, on obtient une température deux fois plus forte qu'à ω .

Ce résultat central du présent chapitre montre combien l'effet du préplasma peut être néfaste pour le chauffage des cibles.

5.2.3 Interprétation

L'élévation de la température dans des petites cibles est surtout due à la recirculation des électrons rapides qui chauffent plusieurs fois le même plasma. Pour simplifier, la même énergie du faisceau d'électrons est déposée dans un volume plus petit. C'est pourquoi la température augmente dans les petites cibles. Tentons de reproduire les résultats expérimentaux par un modèle simple. Nous supposons que :

- ▷ le rendement d'énergie laser en énergie des électrons chauds η est compris entre 15 et 25%,
- ▷ les électrons déposent toute leur énergie sous forme d'agitation thermique, et ce de façon uniforme par unité de masse,
- ▷ le laser contient 10 J dans la tache focale à ω et deux fois moins (5 J) à 2ω à cause de l'efficacité du doublage de fréquence.

Ce modèle permet d'estimer rapidement l'énergie déposée dans la cible par unité de masse (en J/g). Pour connaître la température induite, on fait appel aux équations d'état tabulées SESAME du laboratoire de Los Alamos. Elles donnent directement la relation entre une quantité d'énergie par unité de masse (en J/g) et une température (en eV). On compare ces estimations théoriques aux résultats expérimentaux dans la figure 5.11.

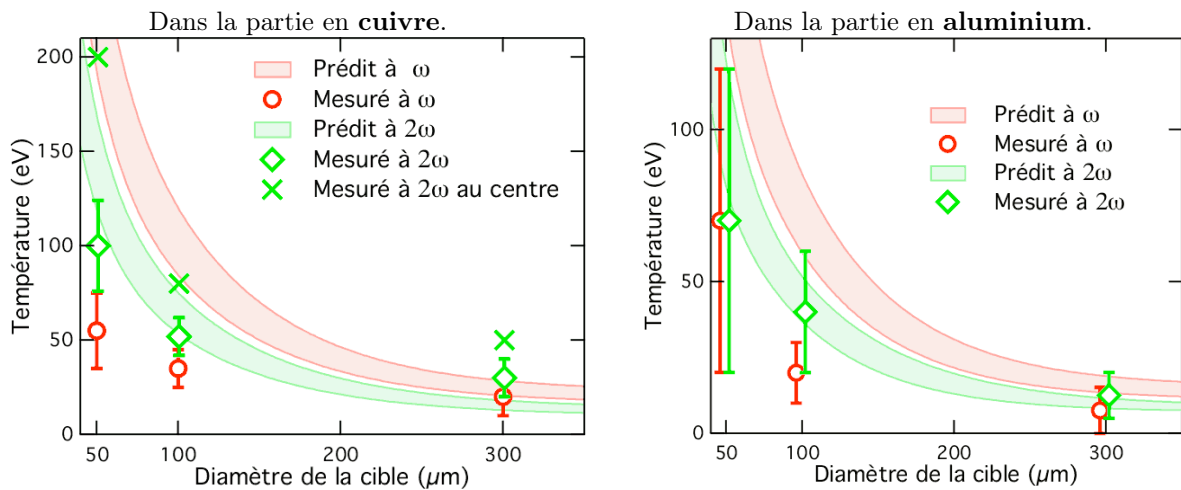


FIGURE 5.11 – Comparaison des résultats expérimentaux avec la température estimée par un modèle simple. Les plages de valeur correspondent au rendement de conversion laser-électrons variant entre 15 et 25 %.

Le modèle simple reproduit correctement les résultats à 2ω . C'est-à-dire que la conversion de l'énergie laser en chauffage de la cible est correctement réalisée.

Cependant, à ω , la température est d'un facteur 4 en dessous de la prédiction théorique. Le couplage entre le laser et les électrons semble donc affaibli en présence d'un préplasma.

Ajoutons une remarque succincte sur ces résultats. Il apparaît que les cibles de grande taille ne donnent pas un bon accord à 2ω , mais au contraire, un accord raisonnable à ω . Cela contredirait l'interprétation précédente. En réalité, le modèle simple présenté au-dessus n'est pas adéquat pour les cibles de grande taille, car il néglige la non-uniformité des électrons. Par conséquent, on ne peut pas se fier au modèle pour les cibles de 300 μm .

Pour résumer l'analyse de la spectroscopie X, nous avons montré une conversion du laser en énergie thermique quatre fois moins bonne à ω par rapport à 2ω , mais également par rapport à la prédiction

théorique. Il apparaît donc que moins d'électrons contribuent au chauffage à ω . Il semble aussi que le préplasma (à ω) ait un rôle important : lorsqu'il est présent, les électrons sont dilués dans toute la cible, preuve en est la forte non-uniformité mesurée à 2ω . Avant d'expliquer ces phénomènes, complétons l'analyse par les résultats des autres diagnostics X.

5.3 Imagerie X

La technique d'imagerie, décrite dans la section 4.4, indique la zone (de cuivre uniquement) dans laquelle sont passés les électrons rapides (> 10 keV). Deux imageurs étaient utilisés : le premier en direction de la face arrière et le second de profil.

5.3.1 Images de la face arrière

La figure 5.12 présente les images typiques obtenues en face arrière de la cible.

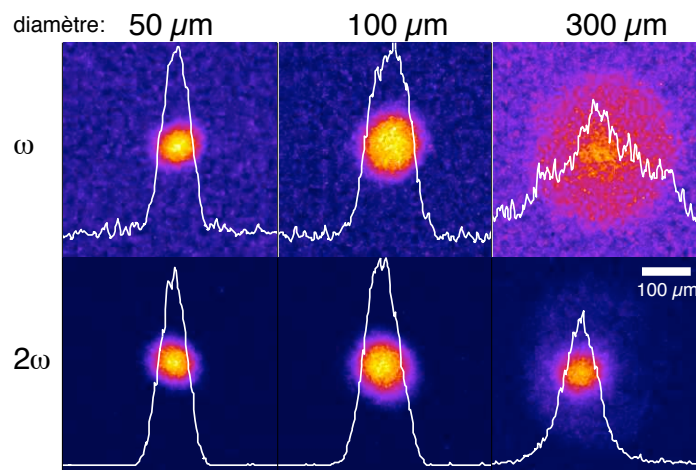


FIGURE 5.12 – Images X de la face arrière de la cible. Un signal intense indique une forte densité d'électrons rapides (> 10 keV). L'échelle de couleur est arbitraire, mais identique pour toutes les images.

Les cibles de 50 et 100 μm de diamètre émettent du signal sur toute leur surface, montrant que les électrons recirculent dans tout le volume de la cible, avec toutefois une certaine prépondérance de la zone centrale. Les cibles les plus grandes ne présentent pas un signal si uniforme. À 2ω , la partie centrale est très contrastée par rapport au reste de la cible. Au contraire, à ω , le contraste est beaucoup moins prononcé. On voit que la partie centrale n'est pas beaucoup plus intense que le reste. La même tendance apparaît pour les cibles de 100 μm . Pour les cibles les plus petites, l'effet est très réduit, mais cela est dû notamment à la résolution limitée de notre détecteur.

Par imagerie X, on retrouve la concentration spatiale des électrons à 2ω , déjà observée par la spectroscopie.

Ajoutons une remarque importante pour mieux comprendre ces images. Dans la section 5.2.2, nous prévoyions une taille de la zone chauffée avoisinant 25 μm de diamètre (figure 5.9). Ici, cela s'approche davantage de 100 μm . Ces deux valeurs sont d'origines différentes. La première est la partie chaude de la cible, et la seconde la zone traversée par les électrons. Les électrons qui chauffent la cible ne

sont pas forcément ceux qui produisent la majorité du rayonnement X. Par exemple, une portion importante des électrons rapides est d'énergie inférieure à 100 keV, et ceux-ci ne se propagent pas sur plus de 20 μm de profondeur. Ces derniers chauffent efficacement la cible au centre. Les électrons plus rapides, notamment au-dessus de 400 keV, recirculent plusieurs fois dans toute la cible, et génèrent une température de fond un peu plus faible, tout en produisant une grande quantité de rayonnement X. Cela explique pourquoi on n'obtient pas d'image aussi petite que 25 μm .

5.3.2 Images de profil

La figure 5.13 présente les images typiques obtenues de profil. Elles montrent encore la tendance à une meilleure concentration des électrons au centre de la cible à 2ω .

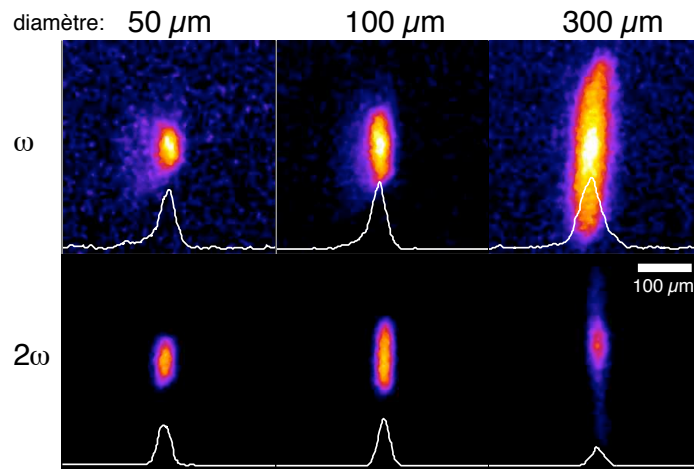


FIGURE 5.13 – Images X de profil. Un signal intense indique une forte densité d'électrons rapides (> 10 keV). Le laser arrive du côté gauche de la cible.

Ces images de profil donnent de nouvelles informations sur le plasma présent. Notons que l'alignement du détecteur est d'autant plus difficile que les cibles sont grandes. Par souci d'interprétation correcte, nous ne considérons donc pas les cibles de 300 μm . Avec des cibles de 50 ou 100 μm , nous voyons clairement l'apparition d'une émission de rayons X depuis une zone étendue devant la cible, et ce uniquement à ω . Il s'agit forcément du préplasma existant à cause du piédestal et des préimpulsions laser. Celui-ci s'étend jusqu'à 50 μm avant la cible.

Le préplasma existant à ω est observé par l'imagerie de profil. Cela confirme l'état dégradé de la cible à ω .

Il est intéressant de se demander pourquoi le préplasma émet une radiation X suffisamment intense pour être détectée. En effet, la densité faible de matière, et à plus forte raison de cuivre, ne devrait pas être capable d'émettre autant de rayons X. Énumérons plusieurs raisons pouvant être invoquées.

- ▷ La matière peu dense n'absorbe pas sa propre émission, contrairement à la partie dense.
- ▷ Un piégeage magnétique des électrons peut exister dans le préplasma, zone de forts champs.
- ▷ Les électrons sont moins ralentis dans la matière peu dense, donc y restent plus longtemps.
- ▷ L'émission K_α n'est peut-être pas seule responsable : le bremsstrahlung est susceptible d'intervenir.
- ▷ Le champ magnétique étendu piège des électrons alors susceptibles d'émettre un rayonnement synchrotron.

Il reste indéniable qu'un plasma est visible à l'avant de la cible et il s'agit sans aucun doute du préplasma.

Pour résumer l'analyse des images X, nous avons observé deux phénomènes majeurs.

- ▷ Le préplasma est d'une ampleur importante à ω .
- ▷ Les électrons sont alors répartis dans toute la cible au lieu de rester concentrés au milieu.

On peut maintenant conjecturer que c'est le préplasma qui empêche les électrons d'entrer dans la cible de façon groupée. Étant trop dispersés, la température atteinte est forcément réduite à ω , ce qui explique les résultats de la spectroscopie X.

5.4 Comparaison aux simulations PIC

Pour confirmer que le préplasma est la cause de la pénétration diluée des électrons dans la cible, et donc de la température réduite, des simulations PIC collisionnelles ont été menées au CEA par Laurent Gremillet. Nous avons vu dans le chapitre 3 que ces simulations sont les plus complexes qui existent dans notre domaine, ainsi que celles qui consomment le plus de temps de calcul. Ici, elles apparaissent nécessaires car ce sont les seules capables de reproduire l'accélération des électrons par le laser, et non leur transport uniquement. De plus, étant donnée la taille réduite des cibles et la courte durée de ce laser, le cadre est particulièrement adapté à de telles simulations PIC.

5.4.1 Description des simulations

Le code particulière CALDER a été utilisé pour simuler les cibles les plus petites. Les simulations sont bidimensionnelles en espace et tridimensionnelles en vitesse. La cible a un diamètre de $50 \mu\text{m}$ et une profondeur de $10 \mu\text{m}$, entièrement constituée de cuivre dans un état d'ionisation $15+$. Initialement à une température de 10 eV et une densité de $400 n_c$ (trois fois moins que la densité solide), elle ne reproduit pas les conditions expérimentales exactes. Cependant le chauffage numérique et le long temps de calcul imposent de limiter ses caractéristiques à des valeurs ne reproduisant pas parfaitement la réalité. Le choix de l'état d'ionisation $15+$ assure toutefois une résistivité du même ordre que celle que l'on peut prédire théoriquement [Lee1984]. On pourrait critiquer que, l'ionisation n'étant pas calculée en temps réel, une bonne mesure de la température est impossible (les électrons perdent leur énergie dans l'énergie d'ionisation). Il est vrai que (dans le pire des cas) un facteur 2 sur la température finale est plausible. Cependant, nous n'espérons pas bien reproduire la valeur de la température car une simulation bidimensionnelle la surestime grandement : c'est sa répartition spatiale qui nous intéresse en premier lieu et non sa valeur absolue. Étant donné que ce sont des valeurs relatives que nous cherchons à calculer, une estimation trop grossière de la valeur absolue de la température ne nous chaut guère.

Le pas du maillage spatial vaut $\sim 0.01 \mu\text{m}$. Le temps est compté à partir du maximum de l'impulsion laser ($t = 0$).

- ▷ À ω , le laser possède un profil temporel en \sin^2 de durée 350 fs , et un profil spatial gaussien de diamètre $12 \mu\text{m}$. L'intensité maximale atteinte est $1.8 \times 10^{19} \text{ W} \cdot \text{cm}^{-2}$. Le préplasma est tiré directement de la simulation DUED présentée dans la figure 5.1.
- ▷ À 2ω , la durée est légèrement réduite à 250 fs en raison de la conversion de fréquence, ainsi que le profil spatial ($8 \mu\text{m}$ de diamètre). Le préplasma est très court : longueur de gradient de $0.1 \mu\text{m}$. L'énergie laser est réduite de moitié.

Les collisions sont incluses dans ces simulations selon la méthode décrite dans la section 3.3.3.

5.4.2 Température simulée

Pour estimer la température électronique dans un code PIC, il suffit de mesurer l'énergie cinétique moyenne des électrons, sans oublier d'éliminer la contribution des électrons suprathermiques qui ne sont pas représentatifs de la température du plasma. Nous avons choisi une borne arbitraire à 10 keV pour des raisons numériques. Pour affirmer le caractère thermique de cette population "froide", nous avons vérifié que sa vitesse de dérive était négligeable par rapport à sa vitesse thermique. Mesurer l'énergie moyenne de ces électrons permet donc bien une estimation de la température.

Insistons sur le fait que cette mesure surestime la température réelle. En effet, un code PIC bidimensionnel néglige l'expansion électronique dans la direction transverse et ainsi surestime la densité électronique. D'autres phénomènes accentuent cet effet : l'ionisation est négligée, et la densité initiale est trois fois plus faible que le solide. Il faut prévoir environ un ordre de grandeur de différence avec la mesure expérimentale de la température. Cependant, les variations spatiale et temporelle sont tout à fait pertinentes, et on peut légitimement les comparer à l'expérience.

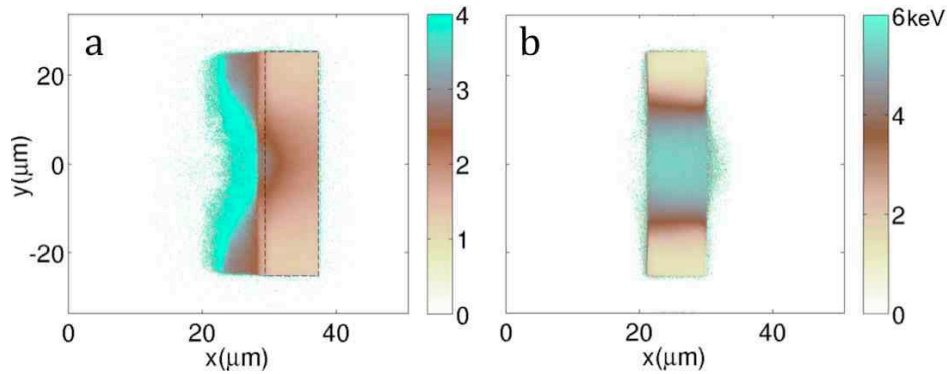


FIGURE 5.14 – Énergie moyenne des électrons thermiques (< 10 keV) à $t = 400$ fs après le maximum du laser, (a) à ω et (b) à 2ω . Les pointillés délimitent la cible à la densité maximale (sans le préplasma). Le laser arrive depuis la gauche.

La figure 5.14 montre la répartition spatiale de la température à ω et 2ω . On constate clairement deux comportements totalement différents.

- ▷ L'énergie des électrons thermiques est principalement située dans le préplasma à ω , et dans la cible dense à 2ω . Cela confirme les résultats expérimentaux vus plus haut : dans la partie dense, une température plus importante est obtenue à 2ω malgré l'énergie laser deux fois moins grande. On retrouve même que la température moyennée dans toute la partie dense est deux fois plus faible à ω (cf. figure 5.10).
- ▷ Il existe une forte non-uniformité de température à 2ω , peu visible à ω . En effet, La partie fortement chauffée, de diamètre $\sim 35 \mu\text{m}$, présente une température quatre fois plus forte que sur les bords. Ces variations sont très similaires à celles obtenues expérimentalement (cf. figure 5.9).

La répartition de la température dans la cible est reproduite par le code PIC. On retrouve une température plus forte et moins uniforme à 2ω .

D'aucuns critiqueraient la non-uniformité à 2ω , estimant qu'un plasma uniforme est plus approprié pour des mesures expérimentales. Cependant, malgré sa non-uniformité *transverse*, le chauffage à 2ω

se fait dans un matériau de densité uniforme. Au contraire, à ω , le chauffage est en grande partie présent dans le préplasma, et pas dans la partie dense. Par conséquent il vaut mieux s'affranchir du préplasma pour éviter de très forts gradients en densité et température.

5.4.3 Électrons rapides simulés

Tentons maintenant de comprendre pourquoi la température est répartie de cette façon. Pour cela, nous devons observer la répartition des électrons rapides dans la cible.

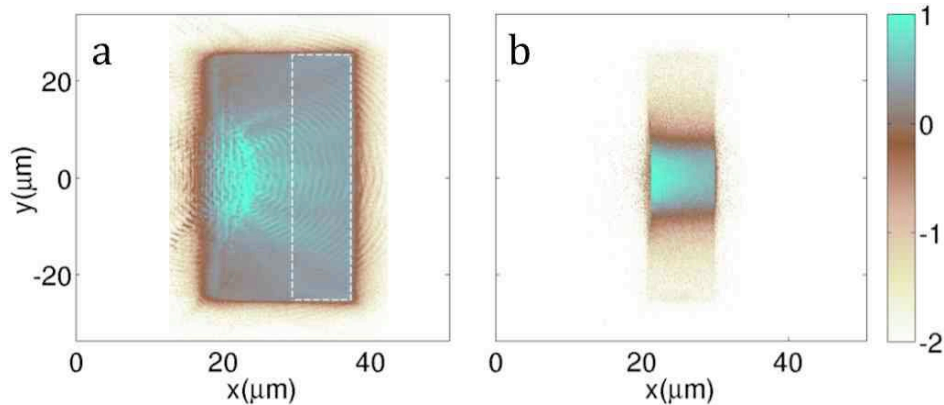


FIGURE 5.15 – Énergie moyenne des électrons rapides (> 10 keV) en échelle \log_{10} à $t = 400$ fs après le maximum du laser, (a) à ω et (b) à 2ω . Les pointillés délimitent la cible à la densité maximale (sans le préplasma). Le laser arrive depuis la gauche.

La figure 5.15 montre l'énergie moyenne contenue dans les électrons rapides. Une distinction frappante apparaît entre ω et 2ω . Lorsqu'un préplasma existe, le laser est forcément arrêté proche de la densité critique. Ici, il s'agit d'environ $5 \mu\text{m}$ de décalage par rapport à la surface initiale de la cible. On voit alors que les électrons sont produits très tôt devant la cible, c'est-à-dire entre 5 et $10 \mu\text{m}$ avant la partie dense. Leur propagation initiale présente des filaments, preuves de diverses instabilités existant dans la partie peu dense. Ils possèdent donc une divergence importante et sont fortement dilués. Leur propagation semble alors peu affectée par le changement de densité entre le préplasma et la partie dense : ils recirculent dans un volume bien plus grand. Ils sont dilués dans le plasma à densité solide, et c'est pourquoi ils chauffent moins.

D'autre part, à 2ω , l'injection des électrons rapides dans la cible se fait de façon quasiment perpendiculaire à la surface. L'effet moins prononcé des instabilités de filamentation à cette interface leur permet de rester collimatés dans un premier temps, puis de s'étaler transversalement au-fur-et-à-mesure de leur recirculation. Étant donnée l'absence de préplasma étendu, ils sont confinés dans un volume deux fois plus petit qu'à ω , ce qui assure un chauffage plus important de la partie dense. Ce chauffage est principalement dû au courant de retour lors du premier passage des électrons rapides.

Avec préplasma, les électrons rapides sont injectés loin de la surface solide et de façon plus divergente. Ils recirculent dans un volume deux fois plus grand.

Ces *effets géométriques* sont la cause des phénomènes expérimentalement observés : une température plus faible mais plus uniforme à ω .

Une deuxième contribution doit être prise en compte pour expliquer l'efficacité réduite des électrons pour chauffer la cible à ω . Il s'agit des champs magnétiques intenses régnant dans le préplasma. Ceux-ci piègent une partie significative des électrons rapides. La figure 5.16 montre que les champs

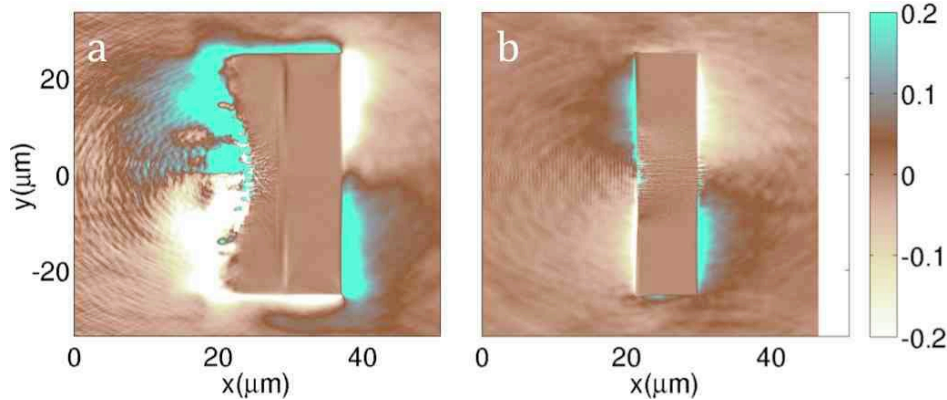


FIGURE 5.16 – Champ magnétique azimuthal à $t = 100$ fs après le maximum du laser, (a) à ω et (b) à 2ω . Le champ est normalisé à $m_e \omega_0 / e \sim 10^4$ Teslas.

magnétiques s'étendent sur une région bien plus vaste à ω , remplissant quasiment tout le préplasma. L'intensité de ce champ atteint quasiment 10000 Tesla à proximité de la densité critique. Le rayon de Larmor associé est typiquement inférieur au micron. On comprend alors que les électrons rapides restent un certain temps piégés dans le préplasma.

À 2ω , l'étendue du champ magnétique est très restreinte. Elle se limite à quelques microns en dehors de la cible solide. Les électrons ne s'y aventurent que très peu à cause du champ électrique les empêchant de sortir loin dans le vide, comme l'illustre déjà la figure 5.15. Ainsi le champ magnétique à l'extérieur est très peu perturbateur. Il existe même un champ magnétique collimateur dans la partie dense. On peut en effet voir que le fort gradient de courant génère un champ magnétique de l'ordre de 100 à 1000 Teslas dans la partie dense, grâce à la force en $\eta \vec{\nabla} \wedge \vec{j}$. Il contribue à collimater les électrons dans l'axe du laser.

Le champ magnétique, à l'extérieur de la cible, tend à piéger les électrons dans l'éventuel préplasma. Ce dernier étant beaucoup plus étendu à ω , le piégeage est plus efficace à ω qu'à 2ω .

Mettons maintenant des chiffres sur les différentes contributions à la détérioration du chauffage (à ω) que nous venons d'énumérer, obtenues par le code PIC.

- ▷ À ω , les 10 Joules du laser sont convertis à 60% en électrons rapides avec une énergie moyenne de 1.5 MeV. Le tiers de leur énergie totale se trouve retenue dans le préplasma, le reste étant dilué dans tout le volume de la cible dense.
- ▷ À 2ω , les 5 Joules du laser sont convertis à 30% en électrons rapides avec une énergie moyenne de 370 keV. La quasi-totalité de leur énergie reste dans la partie dense, mais dans un volume plus réduit.

Résumons ces valeurs dans la figure 5.17. À ω , la perte d'énergie dans le préplasma, mais surtout la dilution dans un grand volume de la cible, contrebalancent largement l'importante énergie initialement injectée dans les électrons rapides. On obtient bien une densité d'énergie deux fois plus grande à 2ω .

5.5 Conclusion sur le chauffage isochores

L'expérience présentée dans ce chapitre montre combien l'état de la surface de la cible détermine la qualité d'injection des électrons dans la cible ainsi que leur transport. Plus précisément, la présence

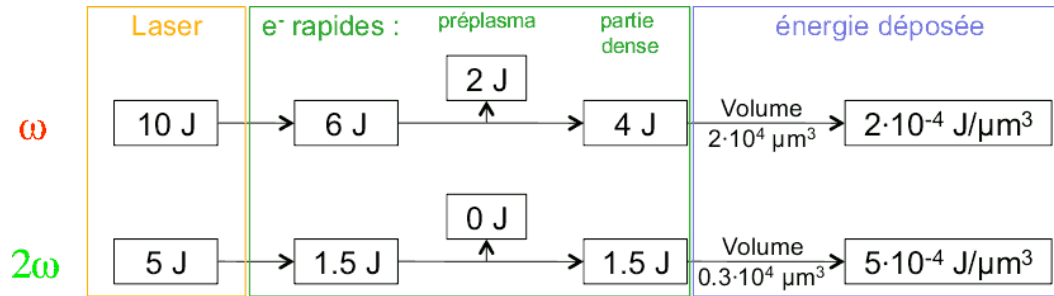


FIGURE 5.17 – Récapitulatif du devenir de l'énergie laser à ω et 2ω , d'après les simulations PIC.

d'un préplasma, causée par le mauvais contraste du laser, provoque les effets suivants :

- ▷ Un recul de la zone de création des électrons (\sim densité critique).
- ▷ Une divergence accrue du faisceau d'électrons.
- ▷ Des électrons plus rapides.
- ▷ Une recirculation dans un volume deux fois plus grand que la partie dense, donc une forte dilution.
- ▷ Un champ magnétique piégeant une partie des électrons dans le préplasma.
- ▷ L'absence de champ magnétique collimateur.

Tous ces phénomènes détériorent le chauffage atteint à ω . Malgré deux fois moins d'énergie laser à 2ω , la température y est au moins deux fois supérieure.

Cette étude montre qu'il est fort intéressant d'utiliser le doublage de fréquence (ou tout autre méthode) pour éliminer le préplasma, si l'on cherche une forte température dans la matière dense. Par exemple, les expériences portant sur la matière dense et chaude peuvent requérir de fortes températures tout en conservant une forte densité, ce qui est plus facilement atteint à 2ω .

Comparons brièvement ces résultats avec ceux obtenus récemment lors d'expériences similaires. Commençons par le papier de Nilson *et al.* [Nilson2009] concernant le chauffage de petites cibles à l'aide d'un laser similaire (5 J, 1 ps) et atteignant des températures proches de 200 eV. Sachant qu'il s'agit de cibles très petites ($20 \times 20 \times 2 \mu\text{m}^3$), une température encore plus élevée aurait pu être atteinte, si l'on en croit nos résultats. En effet, nos cibles sont 25 fois plus volumineuses, mais la même température est atteinte. Plusieurs explications sont possibles. D'abord, leur laser est utilisé sans doublage de fréquence, mais leur niveau de piédestal laser est relativement faible. Le préplasma induit semble donc être d'extension intermédiaire entre les cas ω et 2ω de notre expérience. Cette différence pourrait expliquer la température légèrement plus faible que ce que l'on aurait espéré. Deuxièmement, nos cibles sont chauffées de façon relativement non-uniformes (surtout au centre) et le volume chauffé n'est probablement pas très différent de celui de Nilson *et al.* Cela revient à utiliser des cibles légèrement plus petites. Troisièmement, la prise en compte de l'opacité pour l'émission K_α du cuivre n'est pas clairement apparente. Une forte température ou une forte densité d'électrons rapides pourraient augmenter fortement l'absorption de la raie K_α , diminuant artificiellement la température mesurée. Pour résumer, il est difficile de connaître vraiment les différences expérimentales avec nos mesures. Rappelons simplement que nous apportons deux nouveautés essentielles : la comparaison entre deux configurations (avec ou sans préplasma) et l'interprétation à l'aide du code PIC.

Pour finir, citons une autre étude concernant l'influence du préplasma : Baton *et al.* [Baton2008] (puis MacPhee *et al.* [MacPhee2010]) expliquent le même genre d'effets que nous avons présenté dans

ce chapitre, cette fois-ci lorsque le laser est focalisé à l'intérieur d'un cône. Ils observent l'augmentation de la taille de la source d'électrons et sa dilution (comme nous l'avons montré par imagerie X) mais n'en déduisent pas une différence de chauffage de la cible.

Mesure de la divergence du faisceau d'électrons

Par rapport au chapitre précédent mettant en jeu des cibles de petite taille, le transport des électrons sur de longues distances s'accompagne d'effets collisionnels ou collectifs supplémentaires modifiant la forme initiale du faisceau. Une caractéristique fondamentale de ce transport est la divergence qu'il induit. Sa mesure constitue un véritable défi expérimental tant la direction des électrons est difficile à connaître. Comme nous allons le voir, plusieurs écueils sont malheureusement sources d'erreurs dans l'interprétation des résultats expérimentaux. On utilise depuis un certain nombre d'années des cibles multicouches contenant une épaisseur de cuivre (par exemple) en guise de traceur, placée à différentes profondeurs. Cela assure une connaissance du faisceau seulement en quelques endroits particuliers, peu représentatifs de son ensemble, mais surtout requiert plusieurs tirs avec différentes épaisseurs de cible pour une seule mesure de la divergence. De plus, les interfaces entre les différentes couches peuvent être sources de phénomènes supplémentaires. Ces trois principales difficultés empêchent une connaissance détaillée de la divergence des électrons.

Nous proposons ici un type de cible innovant, permettant de mesurer la forme du faisceau en deux dimensions et en un seul tir laser [Perez2010b]. Cela nous permet d'indiquer certaines erreurs parfois commises dans l'interprétation des cibles conventionnelles et de prouver l'efficacité des nouvelles cibles pour mesurer la divergence du faisceau d'électrons. Des cibles similaires avaient été testées il y a quelques années [Freeman2006] mais sans conclusion finale claire.

6.1 Description de l'expérience

En collaboration avec les équipes américaines de Pravesh Patel (LLNL, Livermore) et Farhat Beg (UCSD, San Diego), une expérience fructueuse sur le laser Titan au laboratoire LLNL fut réalisée en été 2009. Quelques tirs ont été réservés aux cibles innovantes apportées par l'équipe du LULI, et nous leur consacrons ce chapitre.

6.1.1 Installation laser

Le laser Titan produit une impulsion de 150 J en 0.7 ps à la longueur d'onde 1054 nm. Focalisée par une parabole hors-axe d'ouverture $f/3$, la tache focale fait environ 10 μm de diamètre à mi-hauteur. Environ 50 J sont contenus dans ce même diamètre, donnant ainsi une intensité moyenne de l'ordre de $8 \times 10^{19} \text{ W/cm}^2$. Le contraste du piédestal est de l'ordre de $4 \cdot 10^6$ à $4 \cdot 10^7$ en intensité pour une

durée d'environ 3 ns [Le Pape2009]. Une préimpulsion de quelques millijoules est également présente 100 ps avant l'impulsion principale.

6.1.2 Cibles

Les cibles planes composées de plusieurs couches sont généralement utilisées en focalisant le laser sur une des deux larges surfaces. Ici, le laser est focalisé sur la tranche de la cible, comme indiqué sur la figure 6.1(a).

Cette différence majeure permet d'observer le faisceau électronique de profil au lieu de le mesurer à différentes profondeurs.

On peut faire l'analogie de ce genre de cibles avec une coupe 2D du faisceau d'électrons dans le sens de la longueur. Nous dénommons alors *transverses* ce type de cibles. Elles ont pour avantage majeur de permettre l'observation de l'ensemble du faisceau d'électrons en un seul tir, contrairement aux cibles habituelles, qui nécessitent plusieurs tirs pour reconstruire la propagation du faisceau.

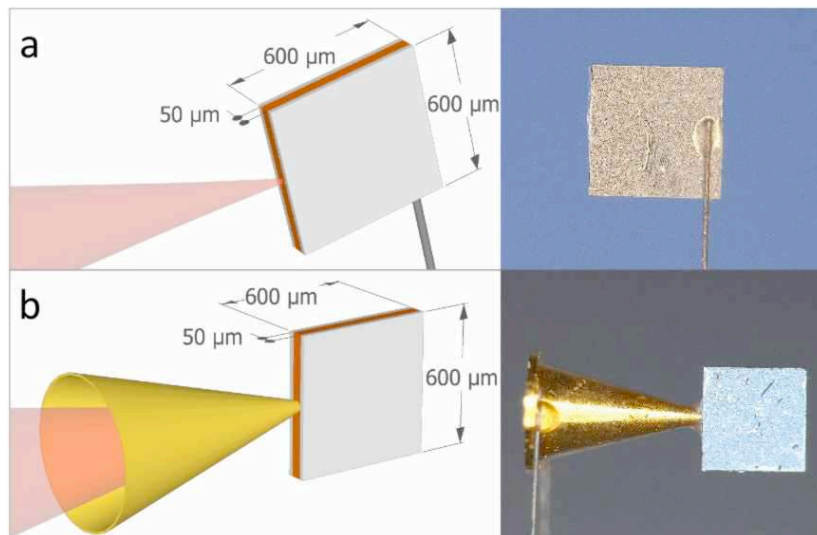


Figure 6.1: Cibles transverses (a) avec ou (b) sans cône.

Afin de détecter le passage des électrons accélérés par le laser, la cible est composée d'une épaisseur de cuivre de $50 \mu\text{m}$. L'émission K_{α} produite dans le cuivre (voir section 4.1.1) est caractéristique de la présence d'électrons rapides. En plus du cuivre, deux feuilles d'aluminium de $20 \mu\text{m}$ ont été apposées de chaque côté de la feuille de cuivre. Elles servent à éliminer tout effet de bord potentiellement détectable à cause d'une éventuelle extension du plasma sur les deux faces de la cible.

Un second type de cible est utilisé pour estimer l'influence d'un cône sur le transport électronique. Un cône creux (et fermé) en or, dans lequel on focalise le laser, est accolé directement au cuivre. L'épaisseur de sa paroi est de $10 \mu\text{m}$ pour une ouverture de 30° et un sommet de diamètre interne $30 \mu\text{m}$.

Chacun de ces deux types de cibles, avec ou sans cône, existe en deux tailles différentes : 300×300 ou $600 \times 600 \mu\text{m}$. On s'attend, avec les plus petites, à une recirculation plus importante des électrons, et donc un signal détecté plus important.

Notons que les cibles sans cône devaient être inclinées de 14° afin d'éviter toute lumière laser réfléchi et revenant endommager la chaîne laser.

6.1.3 Diagnostics

Parmi les différents instruments de mesure utilisés lors de cette expérience, seuls deux sont particulièrement pertinents pour la présente étude. Leur disposition par rapport au laser et à la cible est représentée sur la figure 6.2.

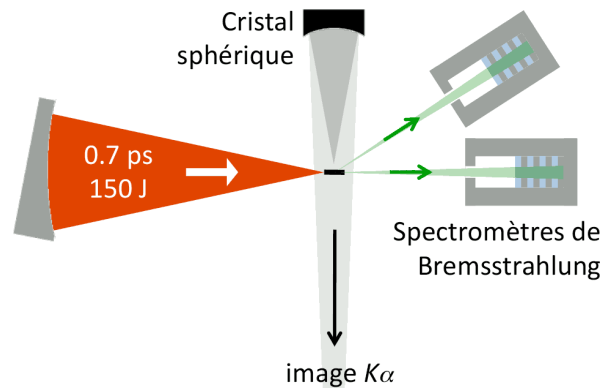


Figure 6.2: Disposition des diagnostics et du laser.

- ▷ Le premier est un imageur de l'émission K_{α} du cuivre, signature du passage des électrons rapides. Son fonctionnement est détaillé dans la section 4.4. Positionné de profil par rapport à la cible, il permet d'observer la région traversée par les électrons. Les rayons X émis par l'impact d'un électron rapide sortent de la cible, sont réfléchis par un cristal sphérique, puis l'image formée est détectée sur une *imaging plate*.
- ▷ Le second diagnostic est un spectromètre à bremsstrahlung, décrit dans la section 4.5.2. Placé dans l'axe du laser, il détecte l'émission X due aux déviations des électrons rapides dans le plasma. Les rayons X de bremsstrahlung passent par une série de filtres et d'*imaging plates*. Plus le signal est détecté après les filtres les plus profonds, plus les photons sont énergétiques. On peut donc mesurer le spectre du bremsstrahlung. Les spectres obtenus permettent de remonter à la distribution des électrons en énergie, moyennant quelques limitations décrites plus loin. Notons que deux de ces spectromètres étaient présents lors de cette expérience, mais nous n'en n'utilisons qu'un.

Les diagnostics utilisés fournissent des informations autant sur la forme spatiale du faisceau d'électrons, que sur son spectre.

6.2 Résultats et analyse

Nous présentons ici les images de la cible en rayons X acquises grâce au système d'imagerie X, placé de profil à la cible. Rappelons que le signal détecté est caractéristique de la présence des électrons rapides lorsqu'ils passent dans le cuivre.

6.2.1 Présentation des résultats

La figure 6.3(a) donne un exemple d'une image X obtenue lors de cette expérience. Plusieurs caractéristiques peuvent être observées.

- ▷ D'abord, un point brillant apparaît à proximité de la zone d'interaction avec le laser, jusqu'à une centaine de microns à l'intérieur de la cible (voire plus). Cette émission est produite par le faisceau d'électrons rapides s'étendant dans la matière solide dès qu'il est créé. Sa dilution et son ralentissement atténuent l'intensité du signal au fur et à mesure de sa progression.
- ▷ On voit aussi que toute la cible émet un signal uniforme. Sachant que l'imageur détecte uniquement l'émission K_α du cuivre, il s'agit forcément également d'électrons rapides passant dans le cuivre. Pour pouvoir remplir toute la cible de façon uniforme, il faut que ces électrons soient suffisamment rapides (1 ou plusieurs MeV). Ils peuvent alors recirculer dans tout le volume.

Le point brillant observé correspond aux électrons directement générés par le laser et se propageant dans la cible. Le signal uniforme autour correspond aux mêmes électrons ayant recirculé, s'ils sont assez rapides, dans toute la cible.

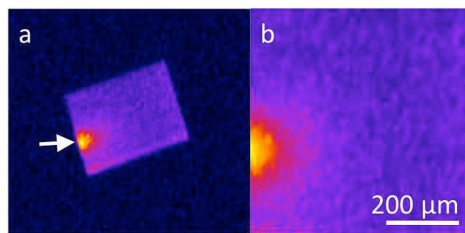


Figure 6.3: Exemple d'une image de la cible en rayons X, (a) non traitée, et (b) avec une déformation pour prendre en compte l'angle de vue. La flèche indique la direction du laser.

Le détecteur n'est pas placé de façon parfaitement perpendiculaire au plan de la cible. L'angle de vue provoque une déformation apparente de la forme de l'image. En effet, la cible est carrée, mais on observe un parallélogramme. Pour retrouver la forme initiale de la cible, la déformation inverse est appliquée, comme illustré sur la figure 6.3(b).

Une remarque supplémentaire s'applique sur ces mêmes images. En dessous du point brillant, au niveau du bord de la cible, un trait lumineux est clairement visible. Il s'agit simplement d'un artefact dû au point de vue du détecteur. Celui-ci est placé en-dessous du plan équatorial avec un angle d'environ 40° . Ainsi, on observe la tranche inférieure de la cible, dépourvue de couverture d'aluminium. Le signal provenant du cuivre ne subit plus l'absorption de l'aluminium et il apparaît plus intense.

Donnons maintenant quelques résultats caractéristiques obtenus. La figure 6.4 présente les images issues des différents types de cibles utilisées. Afin de vérifier la répétitivité des tirs, chacun a été réitéré une fois.

Nous pouvons dès maintenant observer les différentes caractéristiques de ces images.

- ▷ Les électrons semblent pénétrer dans la matière à une profondeur typique de 100 ou 150 μm .
- ▷ Sans cône, le faisceau semble relativement isotrope, quoique légèrement dirigé vers l'avant. Avec cône, il a une forme aplatie, comme si les électrons pouvaient plus facilement être éjectés sur le côté, et pas dans l'axe du laser.
- ▷ Les cibles de petite taille présentent un signal de fond plus intense, et une tache brillante plus petite.

La forme du faisceau électronique varie apparemment en fonction du type de cible. Il est beaucoup plus large que la taille du laser.

Nous verrons plus bas comment interpréter ces différentes observations, mais d'abord, montrons comment mesurer proprement les caractéristiques de ces images.

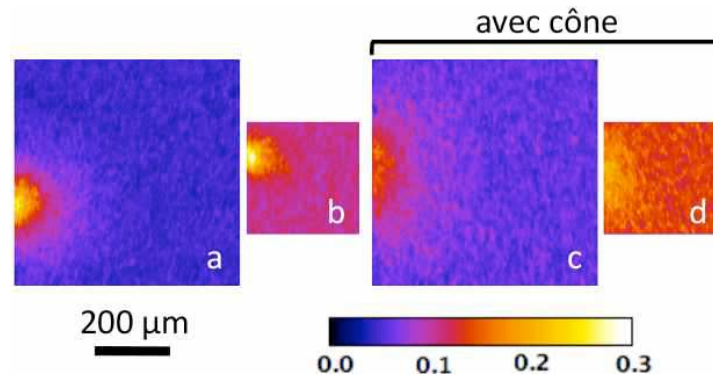


Figure 6.4: Images obtenues en rayons X avec ou sans cône. (b) et (d) correspondent aux cibles de $300 \times 300 \mu\text{m}$. Le laser arrive depuis la gauche.

6.2.2 Risques de la méthode habituelle

Revenons pour un temps à la méthode employée d’habitude pour mesurer la divergence du faisceau d’électrons. Les expériences passées utilisaient principalement des cibles multicouches, le laser interagissant avec la première couche, et les électrons se propageant dans les couches suivantes. Généralement, une couche de cuivre est placée à une profondeur donnée en guise de traceur pour les électrons rapides. En répétant plusieurs tirs avec un traceur successivement à différentes profondeurs, on connaît le faisceau électronique en différents endroits. Comme l’illustre la figure 6.5, on obtient une image pour chaque profondeur étudiée. La taille du faisceau électronique varie en fonction de la profondeur. Ce “cône” fictif contenant les électrons possède un angle caractéristique, appelé divergence. En général, le demi-angle obtenu est compris entre 20 et 50°.

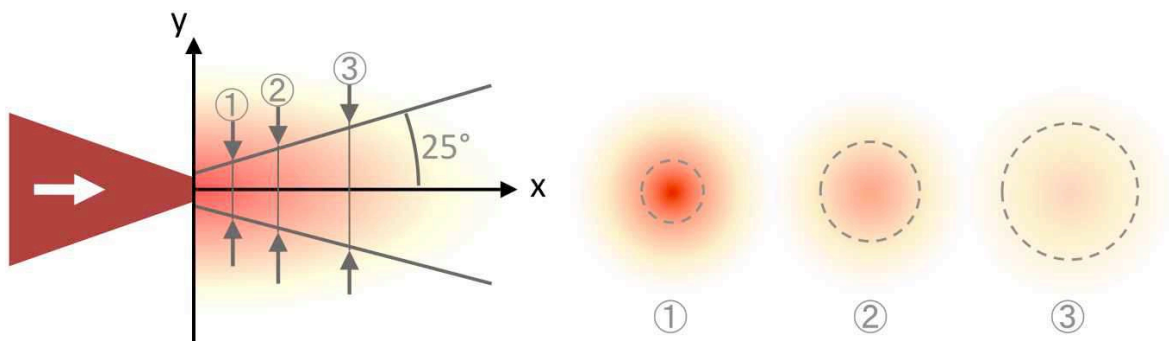


Figure 6.5: Méthode habituelle pour mesurer la divergence avec des cibles multicouches. Un traceur situé à différentes profondeurs (1, 2, 3) donne successivement différentes images de la coupe du faisceau. La taille de chaque image évolue (cercles pointillés), ce qui donne un angle dénommé divergence.

Cette façon de mesurer ladite divergence est en réalité très critiquable. Nous pouvons nous en rendre compte par un exemple fictif. Imaginons que les électrons soient émis de façon totalement *isotrope* à partir du point de focalisation du laser. Leur densité est donc représentée uniquement par la coordonnée r , distance par rapport au point source. Notons cette densité d’électrons chauds $n_h(r, t)$, où t est le temps. On peut également imaginer que l’expansion isotrope du faisceau le dilue à la façon d’une expansion sphérique, c’est-à-dire de la forme $n_h(r, t) \propto 1/r^2$. Plus on s’éloigne de la source, moins on rencontre d’électrons.

Le signal que nous mesurons à partir de cette densité électronique est une intensité des rayons X

émis. Ce signal est intégré dans le temps et s'exprime $I(r) \propto \int \overline{\sigma v} n_h dt$ où $\overline{\sigma v}$ est la moyenne (sur les vitesses) de la section efficace multipliée par la vitesse. En supposant que cette grandeur $\overline{\sigma v}$ ne dépend pas beaucoup du temps ou de l'espace, on obtient finalement $I(r) \propto 1/r^2$, c'est-à-dire un signal isotrope, décroissant en r^{-2} .

Déduisons-en la divergence mesurée lorsque des cibles multicouches sont employées. Supposons qu'une couche de cuivre (le traceur) ait été placée à la profondeur $x = x_0$. Les électrons traversent cette couche et provoquent l'émission de rayons X selon le modèle du paragraphe précédent. Ainsi l'intensité émise par cette couche de cuivre s'exprime $I(y) \propto 1/(x_0^2 + y^2)$. Ce signal correspond à une tache circulaire dont la demi-largeur vaut x_0 . Autrement dit, à une profondeur x_0 , le faisceau électronique semble avoir une demi-largeur x_0 . L'angle correspondant vaut 45° , et c'est celui que l'on nomme habituellement divergence.

Nous avons supposé un faisceau isotrope, et nous obtenons une divergence de 45° . Cela prouve que l'angle mesuré par cette méthode n'est pas représentatif de la divergence des électrons.

Nous pourrions même aller plus loin dans cette description. En supposant non pas $I(r) \propto 1/r^2$, mais une décroissance différente, il est possible d'obtenir tous les angles entre 0 et 90° , voire même négatifs (faisceau convergent), alors que le faisceau est défini isotrope. Cela montre encore davantage que cette "divergence" est peu crédible. Prenons par exemple une décroissance gaussienne du signal $I(r) \propto \exp(-r^2)$. On remarque rapidement que la divergence vaut alors 0° , à la manière d'un faisceau collimaté, alors qu'il s'agit d'un faisceau isotrope !

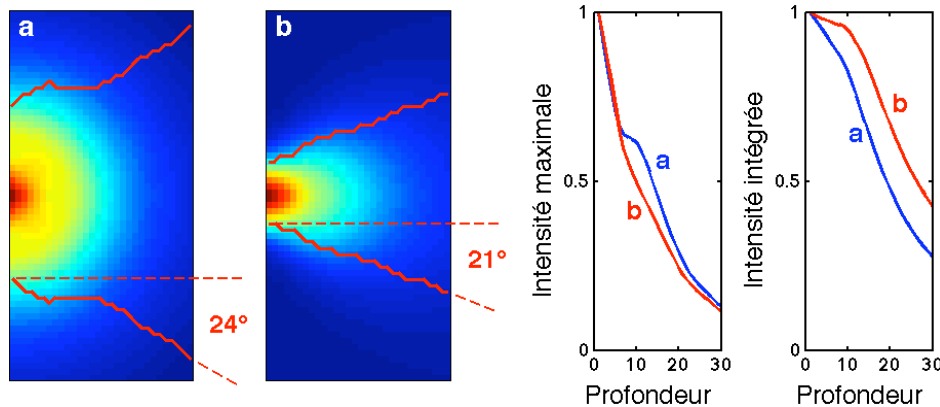


Figure 6.6: Deux exemples arbitraires de faisceaux électroniques : (a) isotrope et (b) injecté de façon peu divergente. Sur les images (a) et (b), les lignes rouges représentent la taille FWHM mesurée par la méthode des cibles multicouches. Elles aboutissent à des divergences apparentes de 24° et 21° respectivement.

Les deux graphes représentent les profils d'intensité maximale et intégrée, issus de ces deux exemples.

Ces raisonnements montrent qu'une analyse très fine des données est nécessaire lorsque la méthode des cibles multicouches est employée. Il ne faut pas s'arrêter à la vision simpliste d'un faisceau électronique de forme conique, dont on mesure la largeur en différentes profondeurs. Agrémentons ces réflexions d'exemples précis en s'aidant de la figure 6.6. Deux exemples arbitraires de faisceaux électroniques sont présentés. Le premier est isotrope, le second est peu divergent (injecté selon une distribution angulaire gaussienne de demi-angle typique 10°). En appliquant la méthode des cibles multicouches, on peut tracer, en chaque profondeur, la largeur du faisceau. C'est ce qui est représenté par des lignes rouges sur la même figure. On s'aperçoit vite que cette méthode donne deux angles

très similaires pour les deux exemples : 24 et 21° respectivement. Or leur forme est très différente. Par conséquent nous avons montré une fois de plus que l'angle mesuré à l'aide de cibles multicouches n'est pas représentatif de la forme du faisceau d'électrons.

L'utilisation des cibles multicouches est souvent limitée à l'étude de cet angle. On vient de voir qu'il ne permet pas de mesurer une divergence. On peut alors penser qu'il faille compléter cela avec l'étude de paramètres supplémentaires. Reprenons les exemples de la figure 6.6 où l'on a également tracé les profils de deux nouveaux paramètres : l'intensité maximale (au centre du faisceau), et l'intensité intégrée à une profondeur donnée. Ces deux grandeurs décroissent avec la profondeur à laquelle elles sont mesurées. Ces décroissances sont similaires quoique légèrement différentes selon le type de faisceau électronique. La différence de ces profils entre un faisceau isotrope et un faisceau peu divergent est relativement faible. On comprend bien que cette différence sera difficile à détecter sur des données expérimentales, étant donnée leurs incertitudes. Il apparaît donc que ces deux nouveaux paramètres ne sont pas à même de fournir beaucoup d'informations sur la divergence des électrons.

Au final, comment peut-on différencier les deux cas proposés sur la figure 6.6 ? Le seul paramètre ayant fortement changé entre ces deux exemples est la taille "initiale" du faisceau, c'est-à-dire celle que l'on mesure à une profondeur assez faible. Si les électrons sont peu divergents, cette taille initiale sera comparable à source électronique ($\sim 20 \mu\text{m}$). Si les électrons sont fortement divergents, cette taille initiale sera plus élevée. Expérimentalement [Stephens2004], on obtient souvent une valeur s'approchant de $100 \mu\text{m}$, c'est-à-dire beaucoup plus grande que la tache focale laser ($10 \mu\text{m}$). Il semble donc que le faisceau électronique soit fortement divergent, quoiqu'on ne peut l'affirmer, car on ne connaît pas bien sa forme globale.

Pour conclure cette section, nous avons montré que les expériences portant sur des cibles multicouches sont très difficiles à analyser. Nous n'y avons pas trouvé de paramètre donnant à coup sûr une mesure de la divergence électronique. Une faible taille initiale du faisceau électronique ($< 50 \mu\text{m}$) semble être la meilleure indication d'une faible divergence.

Afin de compléter ces raisonnements, nous ajoutons, dans l'annexe D, une tentative d'explication de la profondeur observée pour le signal K_α .

6.2.3 Méthode alternative pour l'analyse des données

Au lieu de mesurer le signal en une profondeur donnée, différente à chaque tir, il est évidemment préférable de le connaître en tout point et en un seul tir. Les cibles transverses que nous avons proposé remplissent ce rôle. Nous obtenons, comme l'illustre déjà la figure 6.4, une coupe longitudinale du faisceau électronique. De ces observations, nous voulons tirer deux mesures :

- ▷ la profondeur typique atteinte,
- ▷ l'anisotropie des électrons rapides.

Pour cela, modélisons approximativement la forme apparente de la tache brillante observée. La figure 6.7 résume succinctement cette modélisation. Tout d'abord, nous avons vu que le faisceau observé est proche d'être isotrope, c'est-à-dire que son intensité s'exprimerait simplement en fonction du rayon : $I(r/L)$, où L est la distance typique de décroissance du signal. En comparant cela aux images expérimentales, nous avons trouvé qu'une décroissance exponentielle donnait un bon accord. C'est pourquoi nous avons choisi $I(r) = \exp(-r/L)$. Cela nous donne une caractérisation de la profondeur typique.

Pour mesurer l'anisotropie, il faut ajouter un second paramètre. L'idée sous-jacente est que les électrons sont plus nombreux et/ou plus énergétiques sur l'axe du laser. On s'attend donc à une

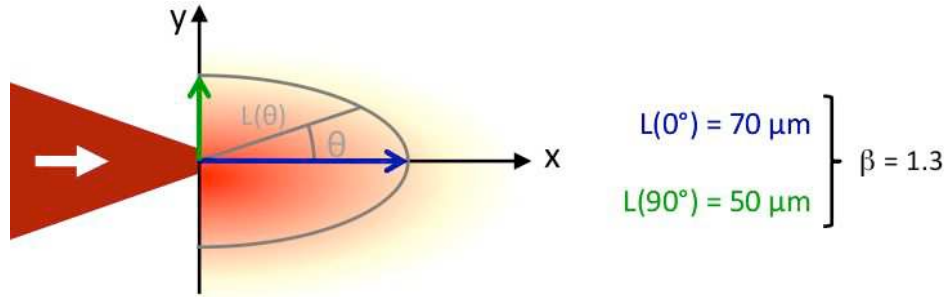


Figure 6.7: Méthode pour mesurer la divergence avec des cibles transverses. La distance atteinte vers l'avant $L(0^\circ)$, et celle atteinte sur le côté $L(90^\circ)$ sont comparées. Le rapport entre les deux, noté β , constitue une bonne caractérisation de la forme observée.

profondeur typique plus importante vers l'avant que vers le côté. En d'autres termes, il faut que la profondeur L dépende de l'angle θ d'accélération des électrons. Nous avons choisi cette profondeur $L(\theta)$ de la façon suivante : $L(\theta) = L_0 (1 - \alpha \sin^2 \theta)$ où $L_0 = L(0^\circ)$ est la profondeur dans l'axe du laser et α est un paramètre déterminant l'anisotropie des électrons. Au final, l'image X est décrite par une intensité de la forme

$$I(r, \theta) = I_0 \exp\left(\frac{-r/L_0}{1 - \alpha \sin^2 \theta}\right). \quad (6.1)$$

L'anisotropie du faisceau est indiquée par le paramètre α . Si $\alpha > 0$, les électrons sont préférentiellement dirigés vers l'avant. Si $\alpha < 0$, les électrons sont plutôt dirigés vers les côtés. Il n'est pas très aisé de manipuler cette grandeur. Nous lui préférons le paramètre

$$\beta = \frac{L(0^\circ)}{L(90^\circ)} = \frac{1}{1 - \alpha}.$$

Il s'agit de la profondeur typique vers l'avant $L(0^\circ)$, divisée par celle atteinte perpendiculairement $L(90^\circ)$. Si $\beta > 1$, les électrons vont vers l'avant, et si $\beta < 1$, les électrons vont davantage sur les côtés. Cette propriété du paramètre d'anisotropie β est représentée dans la figure (6.8).

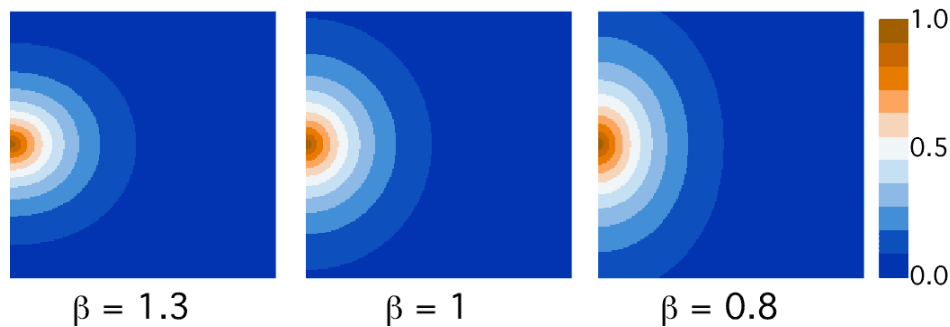


Figure 6.8: Illustration du paramètre d'anisotropie β . L'ajustement empirique des résultats selon l'équation (6.1) est représenté pour différentes valeurs de β . Le faisceau apparaît isotrope pour $\beta = 1$.

La nouvelle méthode utilisée pour mesurer les données caractérise correctement la profondeur et l'anisotropie du faisceau électronique.

Il est vrai qu'aucune considération physique ne permet de justifier complètement cette approche. En effet, les électrons ne se propagent pas en ligne droite depuis un point source, surtout en présence

de collisions et de forts champs. Notre but n'est pas d'interpréter le comportement physique des électrons par cette analyse, mais plutôt de proposer des bons paramètres mesurables, caractéristiques de la forme du signal observé. La distance L_0 est représentative de la distance typique parcourue, et la grandeur β montre à quel point le faisceau est collimaté ou divergent. Pour faire le lien entre ces paramètres et la distribution initiale des électrons, des simulations numériques doivent être utilisées (à défaut de modèle analytique) et c'est ce que présente la section 6.3.

6.2.4 Bilan des mesures

La méthode présentée dans la section précédente a été appliquée aux images expérimentales. Plus précisément, la formule (6.1) a été ajustée à chaque image avec les paramètres d'ajustement I_0 , L_0 et α . Nous obtenons les résultats de la figure 6.9.

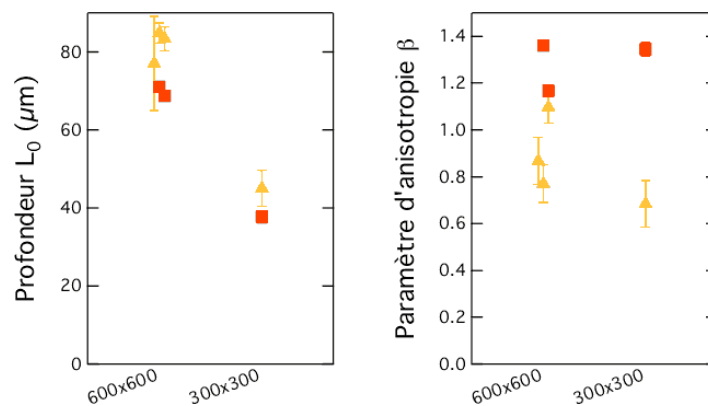


Figure 6.9: Mesures de la profondeur atteinte et de l'anisotropie du faisceau d'électrons. Les carrés rouges correspondent aux cibles carrées, et les triangles jaunes aux cibles avec cône.

Ce que nous avons déjà estimé précédemment est maintenant mesuré :

- ▷ La profondeur typique est de l'ordre de 70 à 80 μm , avec un léger avantage aux cibles avec cônes.
- ▷ Le faisceau est généralement dirigé vers l'avant avec un paramètre d'anisotropie moyen $\beta \sim 1.3$. Avec un cône, les électrons semblent plutôt émis vers les côtés avec $\beta \sim 0.8$.
- ▷ Dans les cibles plus petites, la profondeur atteinte est plus faible : de l'ordre de 40 μm .

Pour expliquer tous ces résultats, des simulations numériques sont décrites dans la section suivante. Nous pouvons déjà être étonnés de la faible collimation apparente du faisceau d'électrons, surtout avec un cône.

6.3 Comparaison aux simulations

Pour donner une explication à la forme du faisceau électronique observé, des simulations Monte-Carlo ont été employées. Le code Calder-MC [Lefebvre2003] simule le transport collisionnel des électrons rapides dans la cible, mais ne peut pas calculer leur création par le laser. Il faut donc injecter une population électronique dont les caractéristiques sont à déterminer.

Nous commençons donc par une détermination expérimentale du spectre électronique, puis nous verrons comment le transport est simulé à partir de cela.

6.3.1 Spectre des électrons

Les spectromètres à X durs (ou “cannons”) permettent d’estimer la distribution en énergie des électrons rapides, comme cela a déjà été expliqué dans la section 4.5.2.

L’analyse de ces données n’est pas un point central de cette thèse. Elle a été réalisée au laboratoire LLNL par Cliff Chen avec le code Monte-Carlo ITS [Chen2009]. Nous en donnons seulement le résultat qui nous concerne. Il faut aussi savoir qu’il s’agit d’un procédé long et complexe. Or il a été réalisé pour un type de cible différent des nôtres : des cibles planes, mais avec un laser incident perpendiculairement à la surface et pas sur la tranche. La même analyse sur les cibles transverses n’a pas encore pu être achevée, mais cela n’est pas préjudiciable. En effet, la création du faisceau électronique ne dépend que très peu du type de cible. Elle est surtout sensible aux conditions du laser (intensité, énergie, préplasma). Ces paramètres étant presque identiques pour les différentes cibles, nous pouvons admettre que le spectre final ne sera pas trop modifié.

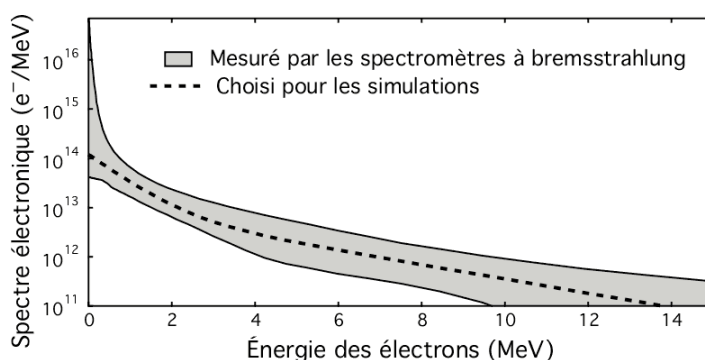


Figure 6.10: Distribution des électrons en énergie mesurée à l’aide des spectromètres à bremsstrahlung. La courbe en pointillés correspond au spectre choisi pour les simulations Calder-MC de la section suivante.

Voici donc, sur la figure 6.10, le spectre électronique mesuré à partir des spectromètres à bremsstrahlung. Le domaine s’étendant de 0.5 à 10 MeV est relativement bien déterminé. Hors de ces bornes, les mesures ne sont pas précises et nous ne pouvons donner qu’une estimation grossière. Néanmoins, nous ne sommes pas tant intéressés par les électrons trop lents ou trop rapides (les premiers s’arrêtent très tôt, les seconds sont peu nombreux). Parmi les différents spectres contenus dans les barres d’erreurs, nous en avons choisi un en particulier (courbe en pointillés). Il reproduit correctement l’allure du spectre mesuré, tout en contenant une quantité raisonnable d’énergie : 15 joules en tout. Nous avons bien vérifié que des spectres modifiés, mais toujours contenus dans les barres d’erreurs, aboutissaient à des résultats comparables quoique légèrement différents.

Les mesures expérimentales procurent une estimation du spectre des électrons, utilisé ensuite pour simuler leur transport.

6.3.2 Le code Calder-MC

Le code Calder-MC, créé par Erik Lefebvre, est un code Monte-Carlo simulant la propagation collisionnelle des électrons dans une cible prédéfinie. Il s’agit d’une description totalement tridimensionnelle en vitesses et positions. La cible est représentée par un maillage régulier où chaque maille possède les caractéristiques d’un matériau donné. Les cibles transverses ont été modélisées par des mailles de taille $2 \times 2 \times 3 \mu\text{m}$. Le nombre de mailles est $300 \times 300 \times 30 = 2.700.000$. Le calcul est

réparti sur plusieurs processeurs, généralement 48 ou 72, pour une durée de simulation de l'ordre de 15 min.

Les électrons sont injectés dans la cible sur une tache de diamètre $10\ \mu\text{m}$ pendant 0.7 ps. En tout, quelques 10^5 particules sont créées. Chacune est en fait un *macro*-électron, censé représenter à lui seul un grand nombre d'électrons réels. Ces particules numériques sont créées avec une énergie et une divergence initiales tirées au sort parmi des distributions choisies par l'utilisateur. Le spectre en énergie est déjà décrit dans la section précédente et illustré dans la figure 6.10 (courbe pointillée). La distribution angulaire est prise gaussienne dont la demi-largeur à mi-hauteur θ_0 est modifiable.

Le temps est discrétisé en pas de durée 2 fs pour une durée totale de 10 ps. À chaque pas de temps, les électrons sont déviés par des collisions multiples (voir section 2.3.1) et ralentis. Ils sont aussi susceptibles d'induire de l'émission K_α , modélisée selon les considérations de la section 4.1.1. Ce signal K_α est intégré dans le temps, afin de reproduire le comportement réel du diagnostic expérimental.

Les photons K_α produits au cours de la propagation des électrons traversent toute l'épaisseur de la cible (quelques $10\ \mu\text{m}$) avant d'arriver sur le détecteur. Durant cette traversée, ils peuvent être absorbés. C'est pourquoi nous devons prendre en compte l'opacité des matériaux constituant la cible. C'est surtout le cuivre qui est susceptible d'absorber les photons K_α . En effet, l'opacité correspondante vaut environ $0.045\ \mu\text{m}^{-1}$ dans le cuivre froid, c'est-à-dire que la moitié du signal sera absorbé au bout de $15\ \mu\text{m}$. Les trois quarts de l'intensité mesurée proviennent de la moitié de l'épaisseur de cible. Le reste est trop absorbé dans le cuivre. Cet effet a été inclus dans le code Calder-MC.

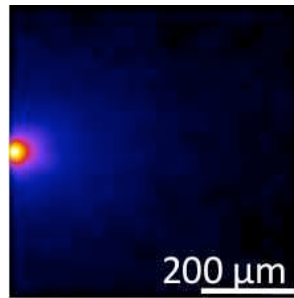


Figure 6.11: Image X typique obtenue numériquement avec le code Calder-MC (divergence initiale $\theta_0 = 40^\circ$).

Au final, on parvient à calculer l'image en rayons X produite par le passage des électrons rapides dans la couche de cuivre. La figure 6.11 montre un exemple typique de ce genre d'images. Elle montre clairement une profondeur atteinte nettement plus faible que celle mesurée expérimentalement : $20\ \mu\text{m}$ au lieu de $70\ \mu\text{m}$.

Le code, sans traitement supplémentaire, est incapable de reproduire les résultats expérimentaux, même en faisant varier fortement les paramètres de la source. La majorité du signal semble devoir venir d'une zone très petite.

Afin de lever cette contradiction, nous avons tenté plusieurs explications, décrites dans les sections suivantes.

6.3.3 Rôle de la température

L'émission de photons K_α dépend de la température du milieu. Comme nous l'avons déjà vu dans la figure 4.16, plus la température est élevée, plus les raies $\text{Cu-}K_\alpha$ sont décalées vers le bleu.

Au-delà d'une température de 200 eV, elles commencent à sortir de la gamme d'énergie détectée, et le signal chute. Cette dépendance en température est tracée sur la figure 6.12 (à gauche) grâce au code atomique FLYCHK. Elle provoque un signal très affaibli dans les zones de forte température. Cela est aisément inclus dans le code grâce à un ajustement empirique de la courbe théorique de l'émissivité :

$$\frac{S}{S_0} = (1 - a) \exp \left[\left(\frac{T_0}{T_1} \right)^4 - \left(\frac{T - T_0}{T_1} \right)^4 \right] + a \exp \left(- \frac{T^2}{T_2^2} \right)$$

où $a = 0.27$, $T_0 = 140$ eV, $T_1 = 150$ eV et $T_2 = 10$ eV. La grandeur S_0 est la valeur de l'émissivité dans le solide froid, dont nous n'avons pas besoin car nous cherchons simplement une valeur relative. Cet ajustement est tracé sur la même figure, et l'on s'aperçoit que l'accord est tout à fait correct. Il est donc intégré au code Calder-MC, et calculé en temps réel.

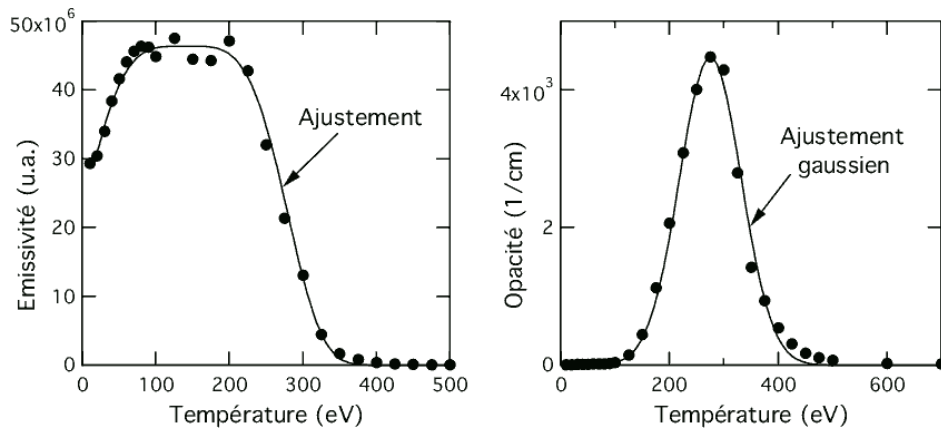


Figure 6.12: Résultats de simulations FLYCHK pour l'émissivité et l'opacité K_α du cuivre traversé par une fraction de 0.1% d'électrons rapides d'énergie moyenne 500 keV. Uniquement la gamme spectrale du cristal imageur est prise en compte. Les lignes correspondent aux différents ajustements proposés.

Un second effet de la température est à prendre en compte. Il s'agit de l'opacité du cuivre. Nous avons vu dans la section précédente que l'opacité du solide froid est déjà calculée. Lorsque la température augmente, l'opacité change. Dans un premier temps, l'opacité augmente avec la température. Cela vient des trous apparaissant en couche L , permettant l'absorption de photons K_α via des transitions $K \rightarrow L$. Il s'agit donc d'une opacité *lié-lié*, c'est-à-dire faisant intervenir une transition entre deux niveaux atomiques (c'est simplement le processus inverse de l'émission K_α). Cette opacité augmente jusqu'à environ 300 eV. Ensuite, on assiste encore une fois à un décalage spectral vers le bleu. L'opacité ne concerne alors plus la gamme spectrale du détecteur, et elle chute à nouveau. Toute cette évolution de l'opacité en fonction de la température est tracée dans la figure 6.12 (à droite), à nouveau grâce au code FLYCHK. Elle est maximale à 275 eV avec une valeur de l'ordre de $0.45 \mu\text{m}^{-1}$. Le plasma chaud absorbe ainsi dix fois plus que le solide froid. Il est donc important d'inclure l'effet de la température dans les simulations. Pour cela, un ajustement gaussien permet de reproduire empiriquement les données théoriques :

$$\mu [\text{cm}^{-1}] = 4480 \exp \left(- \left(\frac{T[\text{keV}] - 275}{80} \right)^2 \right).$$

Cette formule empirique de l'opacité μ est tracée sur la même figure.

Les deux effets précédents de la température (sur l'émissivité et l'opacité) ont été intégrés au code Calder-MC, mais ne modifient que très faiblement les résultats.

En fait, la zone du plasma suffisamment chauffée est très petite. Seuls quelques microns de matière sont chauffés au-delà de 200 eV. De plus, cette zone est enfouie à 25 μm de profondeur du point de vue du détecteur. Elle n'a donc que très peu d'influence sur le résultat final.

Pour expliquer les résultats expérimentaux présentant une pénétration importante du faisceau, il faut recourir à d'autres explications.

6.3.4 Rôle de la densité électronique

Un second effet a été testé. Il s'agit de la modification de l'opacité lorsque la densité d'électrons chaud n_h devient importante. L'opacité *lié-lié*, déjà discutée dans la section précédente, ne résulte pas exclusivement d'une augmentation de la température. Comme elle est due aux lacunes électroniques dans la couche L des atomes de cuivre, elle peut être créée directement par l'impact des électrons rapides. En effet, nous savons déjà que les électrons relativistes peuvent ioniser, par impact, les électrons de la couche K (émettant ensuite un photon K_α). Il en va de même pour les électrons de la couche L : l'impact d'un électron rapide peut créer une lacune en couche L , capable d'absorber un photon K_α . Cette nouvelle origine de l'opacité doit être prise en compte dans les simulations.

Pour cela, nous proposons encore un modèle empirique simple. L'opacité est à nouveau calculée à l'aide du code FLYCHK en fonction de la température, mais cette fois-ci en présence d'une quantité importante d'électrons chauds, caractérisée par la grandeur f_h , fraction des électrons chauds par rapport aux électrons libres. Trois cas ont été étudiés : $f_h = 0.1, 2$ ou 5% . La courbe d'évolution de l'opacité en fonction de la température est tracée dans la figure 6.13 pour chaque cas.

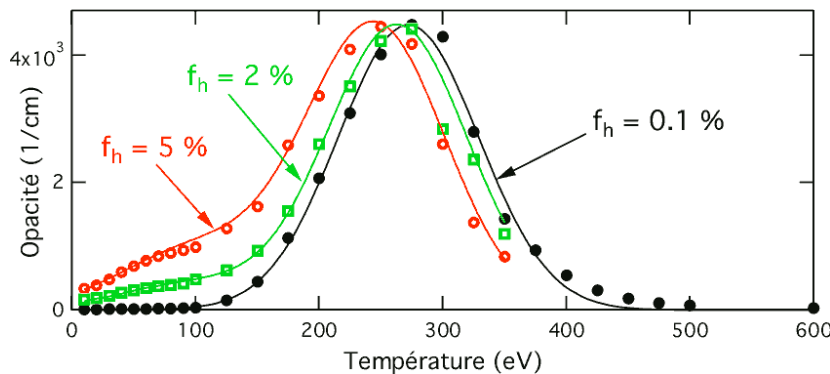


Figure 6.13: Résultats de simulations FLYCHK pour l'opacité K_α du cuivre, avec différentes fraction d'électrons chauds f_h . Seule la gamme spectrale du cristal imageur est prise en compte. Les lignes correspondent aux différents ajustements proposés.

La courbe noire est identique à celle de la figure 6.12. Lorsque cette fraction d'électrons rapides augmente, on observe deux effets :

- ▷ Le pic d'opacité, initialement à 275 eV, se trouve décalé vers des températures plus faibles. Ce pic est dû, comme nous l'avons déjà dit, à la température élevée du plasma créant des lacunes dans la couche L . Lorsque f_h augmente, davantage de lacunes sont créées, et cela facilite l'apparition du pic. C'est pourquoi celui-ci est déplacé vers les températures plus basses.
- ▷ L'opacité devient importante même à basse température (entre 0 et 100 eV), alors que précédemment elle y était négligeable. Cela pourrait rendre opaques certaines régions du plasma.

Le premier point est simplement reproduit en déplaçant le maximum de la gaussienne vers les basses températures. Le second point est empiriquement ajusté par une seconde gaussienne. Donnons directement le résultat de ces ajustements. L'opacité s'écrit

$$\mu [\text{cm}^{-1}] = 4480 \exp\left(-\left(\frac{T[\text{keV}] - 272 + 600 f_h}{80}\right)^2\right) + 19000 f_h \exp\left(-\left(\frac{T[\text{keV}] - 100}{86}\right)^2\right).$$

Cette formule est simple d'utilisation et a été intégrée au code Calder-MC.

Encore une fois, les résultats ne sont que très peu améliorés.

La raison est la même que précédemment. Les électrons sont très rapidement diffusés, et leur densité décroît fortement après quelques microns. L'influence de f_h est limitée à une zone très petite, proche de la source électronique.

6.3.5 Rôle du préplasma

La taille conséquente du faisceau électronique observé a finalement été expliquée par un autre phénomène. Il existe en fait un préplasma important au niveau de la zone d'interaction, créé par le piédestal avant l'impulsion courte. Il provoque principalement un déplacement de la source d'électrons vers le vide. La limite de la densité critique peut se trouver décalée de plusieurs microns, voire dizaines de microns, en avant de la partie solide. Or nous ne détectons que la partie dense (car il y a davantage d'émetteurs, et la température est suffisamment faible). Il nous est donc impossible d'observer la source du faisceau d'électrons. Pour estimer ce décalage de la source, des simulations hydrodynamiques ont été réalisées par l'équipe du LLNL. Ils obtiennent une distance de la densité critique d'environ 5 à 10 μm de la partie solide, avec les caractéristiques du piédestal données plus haut.

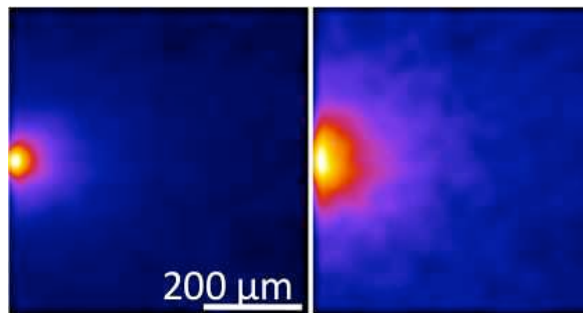


Figure 6.14: Images X simulées en tenant compte d'un préplasma de (a) 10 μm et (b) 50 μm , pour une divergence initiale $\theta_0 = 45^\circ$.

La figure 6.14 (à gauche) montre comment est modifié le résultat des simulations lorsqu'un décalage de la source de 10 μm est ajouté. La tache lumineuse s'est élargie, et on obtient $L_0 = 45 \mu\text{m}$. Ceci est plus raisonnable que les 15 μm précédents, même s'il reste une différence par rapport aux 70 μm expérimentalement mesurés. Il faudrait ajouter d'autres effets du préplasma, comme l'augmentation de la taille de la source, la dilution et la rétention, notamment à cause des champs magnétiques, etc. Quoiqu'il en soit, une tendance adéquate est clairement observée lorsque le préplasma est partiellement pris en compte. L'anisotropie vaut d'ailleurs $\beta = 1.3$, ce qui est en bon accord avec les mesures expérimentales.

L'effet du préplasma est encore plus visible en présence d'un cône. Les simulations hydrodynamiques montrent que l'expansion du plasma d'or dans le cône s'étend sur une longue distance.

Dans ce cas, la densité critique se trouve à environ $40 \mu\text{m}$ de la partie solide. Il faut y ajouter les $10 \mu\text{m}$ d'épaisseur du sommet du cône pour finalement un décalage total de la source électronique de $50 \mu\text{m}$. Le résultat des simulations avec un tel décalage, présenté sur la figure 6.14 (à droite), montre que le faisceau électronique apparaît très différent. En effet, on obtient $L_0 = 75 \mu\text{m}$ et $\beta = 0.9$. Ces valeurs, en très bon accord avec les résultats expérimentaux, prouvent que la forte divergence apparente du faisceau électronique est principalement un artefact dû à l'extension du préplasma.

Le décalage de la source d'électrons à cause du préplasma permet de reproduire les résultats expérimentaux sur l'anisotropie observée.

En ce qui concerne la profondeur du signal K_α , nous renvoyons le lecteur à l'annexe D, qui décrit pourquoi ce paramètre est difficilement interprétable.

6.3.6 Effet de la recirculation

La recirculation des électrons dans la cible est la cause du signal uniforme observé sur toute la cible. Plus la cible est petite, plus les électrons passent un grand nombre de fois au même endroit. C'est pourquoi le signal de fond augmente significativement avec les cibles $300 \times 300 \mu\text{m}$ (au lieu de $600 \times 600 \mu\text{m}$). Pour confirmer l'efficacité de cet effet, les simulations ont également été réalisées avec des cibles de cette taille.

Les résultats numériques sur ce type de cibles montrent une augmentation du signal de fond d'un facteur 6 (à comparer à un facteur ~ 4 expérimentalement). Cela confirme l'effet de la recirculation.

Un autre phénomène est expliqué dans ce cadre. Nous avons observé expérimentalement une diminution de la taille du faisceau électronique d'un facteur 2 en utilisant les petites cibles. Les simulations reproduisent ce changement de taille, montrant encore que la recirculation peut fausser l'apparence du faisceau d'électrons. Le lien entre la taille sous-estimée du faisceau et la recirculation n'est pas évident. On peut l'expliquer succinctement de la manière suivante. La recirculation ne produit pas une augmentation uniforme du signal, mais préférentiellement sur les bords de la cible. Cela change la décroissance spatiale du signal, et donc sa taille apparente. Cet artefact est éliminé en utilisant de grandes cibles.

6.3.7 Contribution des électrons les moins rapides

Une question récurrente dans les expériences de ce type, c'est-à-dire avec une mesure de l'émission K_α , est le rôle des électrons les plus rapides dans le signal observé. En effet, l'allumeur rapide requiert des électrons entre 1 et 10 MeV, mais le diagnostic utilisé détecte tous ceux à partir de 20 keV. C'est pourquoi nous cherchons à connaître l'importance des électrons typiquement au-delà de 1 MeV, représentée sur la figure 6.15.

Il apparaît que la largeur initiale importante du faisceau d'électrons est due aux électrons les moins rapides. En effet, les collisions diffusent rapidement ces derniers, qui prennent la forme d'un faisceau isotrope. Les électrons plus rapides que 1 MeV sont moins déviés et restent sous forme d'un faisceau collimaté plus longtemps. Ils sont ensuite diffusés dans toute la cible.

L'importance dans le signal observé des électrons de plus de 1 MeV apparaît toujours supérieure à 30%, voire même à 50% dans l'axe du laser. Cela confirme la pertinence de ce genre de diagnostics pour la mesure des électrons rapides. La profondeur maximale mesurée correspond apparemment à la

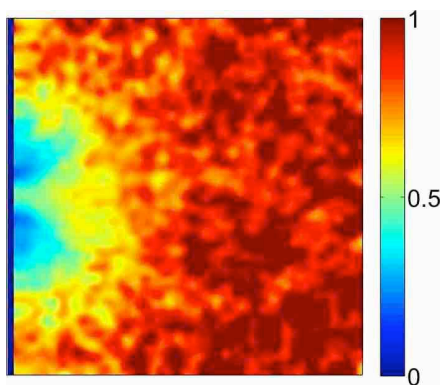


Figure 6.15: Fraction du signal K_α simulé issu des électrons d'énergie cinétique de plus de 1 MeV par rapport au total des électrons rapides (divergence initiale $\theta_0 = 45^\circ$). La taille de la cible est ici $600 \times 600 \mu\text{m}$.

distance caractéristique parcourue par les électrons de 1 MeV. Cela pourra encore être amélioré dans un futur proche par de nouveaux diagnostics capables de s'affranchir de la contribution des électrons trop lents.

6.3.8 Rôle de la divergence initiale

L'intérêt principal de cette expérience est de démontrer qu'il est possible de mesurer une divergence du faisceau d'électrons. Dans nos conditions, on a vu que le faisceau observé est quasiment isotrope, notamment à cause des électrons les moins rapides, très vite diffusés par les collisions. Il pourrait donc sembler difficile d'estimer une divergence "initiale" du faisceau d'électrons, c'est-à-dire la divergence des électrons avant qu'ils soient diffusés. Cette divergence initiale correspond en fait à l'angle initial θ_0 inclus dans les simulations.

En fait, si l'on modifie le paramètre θ_0 dans le code Monte-Carlo, on s'aperçoit qu'il est fortement lié à l'anisotropie observée (paramètre β). À titre d'exemple,

- ▷ $\theta_0 = 30^\circ$ donne $\beta = 1.6$,
- ▷ $\theta_0 = 45^\circ$ donne $\beta = 1.3$.

Dans notre cas, le meilleur accord avec l'expérience est obtenu pour $\theta_0 = 40 \pm 10^\circ$.

Le schéma utilisé permet une bonne mesure de la divergence initiale des électrons.

Dans le cadre de l'allumage rapide, on cherche surtout à connaître la divergence "globale" du faisceau (la forme générale du faisceau d'électrons), et pas sa divergence initiale, car c'est précisément la taille du faisceau après une longue propagation qui compte. Dans un régime dominé par les collisions, comme c'est apparemment le cas dans la présente expérience, il est impossible de donner une telle conclusion. En effet, au fur-et-à-mesure de leur transport, les électrons sont continûment diffusés, et leur divergence augmente progressivement ; il n'existe pas forcément d'angle caractéristique global pouvant décrire le faisceau d'électrons. C'est pourquoi nous avons préféré utiliser les simulations pour induire un angle "initial" des électrons.

6.4 Bilan

L'expérience présentée ici a montré l'efficacité des cibles proposées pour observer la forme spatiale du faisceau d'électrons. Elles permettent une meilleure compréhension de sa géométrie, et une meilleure mesure de sa divergence, par rapport aux cibles multicouches classiques. Les écueils habituellement rencontrés avec ces dernières sont ici évités, et un seul tir laser est requis. Ces avancées sont une étape importante sur la mesure du transport électronique dans les cibles solides.

En outre, plusieurs phénomènes ont été mis en évidence.

- ▷ La méthode habituelle de mesure de la divergence (avec cibles multicouches) est trompeuse et ne donne pas réellement une estimation de la divergence.
- ▷ La température et la densité électronique ne modifient pas sensiblement nos résultats, quoique cela pourrait s'avérer différent dans d'autres configurations.
- ▷ La taille du préplasma tient un rôle majeur dans la compréhension des résultats. Notamment, les cibles comprenant un cône sont particulièrement influencées.
- ▷ La recirculation peut modifier sensiblement les résultats apparents, et il faut en tenir compte dans les simulations.
- ▷ La largeur initiale du faisceau d'électrons est due aux électrons les moins rapides (typiquement < 1 MeV), rapidement isotropisés.

Pour conclure ces résultats, l'émission K_α accompagnant le transport des électrons au sein de ces nouvelles cibles a été simulée en détail dans le cadre d'un modèle Monte-Carlo collisionnel. Ces cibles constituent un outil important pour mesurer la divergence du faisceau d'électrons. Dans le futur proche, elle permettront de mesurer efficacement l'influence de certains paramètres expérimentaux sur la divergence électronique. Par exemple, on s'attend à une différence importante en augmentant la durée de l'impulsion laser et son énergie. Les champs électromagnétiques auront le temps de se développer et peut-être assurer la collimation du faisceau électronique. On pourrait aussi imaginer changer l'état de la surface, l'énergie laser, les matériaux employés, ou même la température du plasma. Quelques unes de ces avancées prometteuses seront probablement testées dans les prochains mois.

Ajoutons une petite critique sur ce travail. Le type distribution angulaire des électrons injectée dans le code est relativement arbitraire (gaussienne). Malheureusement, il n'existe pas de modèle approuvé ou même de mesures expérimentales sur cette distribution angulaire et nous ne pouvons pas affirmer que notre choix est le mieux adapté. Une vaste variété de distributions existe et chacune donnerait probablement des résultats légèrement différents. C'est pourquoi la mesure *absolue* de la divergence proposée ici possède une forte incertitude à cause de cette distribution initiale inconnue. De futures études pourront peut-être la définir plus proprement et avec davantage d'arguments physiques, mais cela ne nous est pas accessible à l'heure actuelle. Malgré cette imperfection, il reste certain qu'une divergence plus faible tend à créer une image du faisceau électronique plus allongée, et une forte divergence une image plus aplatie. En d'autres termes, une mesure *relative* de la divergence est tout à fait réalisable. En résumé, la technique proposée est particulièrement bien adaptée à une mesure de la variation de la divergence des électrons lorsque des paramètres expérimentaux sont changés (durée du laser, préplasma, résistivité, etc.), plutôt qu'une mesure absolue de la divergence.

6.5 Note sur la divergence à 2ω

Afin de compléter l'étude de la divergence des électrons, et d'en proposer une perspective intéressante, nous décrivons ici très succinctement quelques résultats provenant de deux expériences différentes de celle constituant le début de ce chapitre. Proposées par Peter Norreys dans le cadre d'une collaboration européenne sur le projet HiPER, elle se sont déroulées sur le laser pico2000. Leur particularité est la possibilité d'utiliser le doublage de fréquence afin de supprimer une grande partie du préplasma (voir section 2.1.3). Nous avons déjà remarqué que la présence de préplasma changeait considérablement l'injection des électrons dans la cible, dans le chapitre 5. On peut donc s'attendre à une influence importante sur la divergence observée du faisceau électronique.

Le laser pico2000 est utilisé sous deux formes différentes, selon qu'il fonctionne à ω (avec préplasma, lors de la première expérience) ou à 2ω (sans préplasma, lors de la seconde expérience).

- ▷ À ω , il délivre environ 40 J en 1 ps, à la longueur d'onde $1.054 \mu\text{m}$. La focalisation sur une tache focale de diamètre FWHM $\sim 15 \mu\text{m}$ donne une intensité moyenne sur cette tache de l'ordre de $2 \times 10^{19} \text{ W} \cdot \text{cm}^{-2}$. Le contraste en intensité du piédestal, valant entre 2×10^6 et 4×10^6 , dure typiquement une nanoseconde.
- ▷ À 2ω , un cristal doubleur dans la chaîne laser convertit 30% de la lumière laser à la longueur d'onde $0.527 \mu\text{m}$. Cette conversion assure un contraste de l'ordre de 10^{-10} en intensité, c'est-à-dire que le piédestal n'a quasiment plus aucun effet sur la surface de la cible. Le laser produit finalement environ 25 J en 1 ps. Sa focalisation sur une tache focale de $12 \mu\text{m}$ typiquement donne une intensité moyenne d'environ $2 \times 10^{19} \text{ W} \cdot \text{cm}^{-2}$.

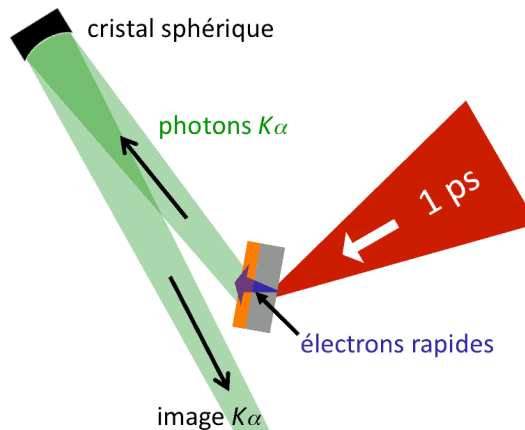


Figure 6.16: Principe de l'expérience. Les électrons accélérés par le laser se propagent dans une épaisseur variable d'aluminium. En passant dans la couche de cuivre, ils induisent une émission de photons $K\alpha$. Un cristal sphérique permet d'en faire l'image, donc d'observer la forme du faisceau électronique.

Les cibles sont des assemblages multicouches souvent utilisés dans les expériences de ce genre. Le schéma sur la figure 6.16 résume leur principe. Une couche d'aluminium d'épaisseur variable assure la propagation des électrons sur une distance choisie (10, 25, 50 ou $100 \mu\text{m}$ d'épaisseur). Ensuite, une couche de cuivre joue le rôle de traceur. Les électrons y parvenant produisent des photons $K\alpha$ émis de façon isotrope. Un cristal sphérique en forme une image. Par conséquent, ce système permet de connaître la forme du faisceau d'électrons après qu'ils ont traversé une épaisseur donnée d'aluminium.

Nous avons mesuré la taille de ce faisceau électronique en différentes profondeurs en faisant varier l'épaisseur de la couche d'aluminium. Nous en déduisons la profondeur typique $L(0^\circ)$ atteinte par les électrons et leur extension transverse $L(90^\circ)$, selon les notations de la section 6.2.3. Les résultats

obtenus sont clairement différents avec ou sans préplasma.

- ▷ Avec préplasma, la profondeur atteinte par les électrons est typiquement $L(0^\circ) = 50 \pm 10 \mu\text{m}$. La distance latérale parcourue est également mesurée : $L(90^\circ) = 60 \pm 10 \mu\text{m}$. On en déduit un paramètre d'anisotropie $\beta = 0.8 \pm 0.3$. Il s'agit d'un faisceau très peu directif (aucune direction privilégiée des électrons ne semble être observée).
- ▷ Sans préplasma, la taille du faisceau d'électrons est différente. Dans l'axe du laser, la profondeur typique est maintenant $L(0^\circ) = 70 \pm 10 \mu\text{m}$, légèrement plus grande qu'avec préplasma. Latéralement, les électrons parcourent typiquement $L(90^\circ) = 30 \pm 5 \mu\text{m}$, c'est-à-dire une dispersion transverse deux fois plus faible. Le paramètre d'anisotropie est donc $\beta = 2.3 \pm 0.5$. On en conclut que les électrons sont plus directs dans ce cas.

Il ressort de ces résultats qu'une grande différence de divergence émerge selon le préplasma présent. Sans préplasma, les électrons sont globalement bien dirigés sur un axe donné. Avec préplasma, aucune direction privilégiée n'apparaît, et les électrons semblent être créés de façon isotrope. Cela est résumé sur la figure 6.17 où deux exemples d'images expérimentales donnent une estimation du diamètre initial du faisceau électronique ($= 2 \times L(90^\circ)$). Celui-ci apparaît deux fois plus fin sans préplasma. Afin de se donner une représentation visuelle simple, deux représentations du faisceau électronique vu de profil sont données sur la même figure. Ces représentations sont arbitraires, mais reproduisent bien les résultats expérimentaux. On comprend, avec ces exemples, que le faisceau électronique initial est moins divergent sans préplasma, et quasiment isotrope avec préplasma.

La divergence mesurée semble être fortement réduite lorsque le préplasma est supprimé.

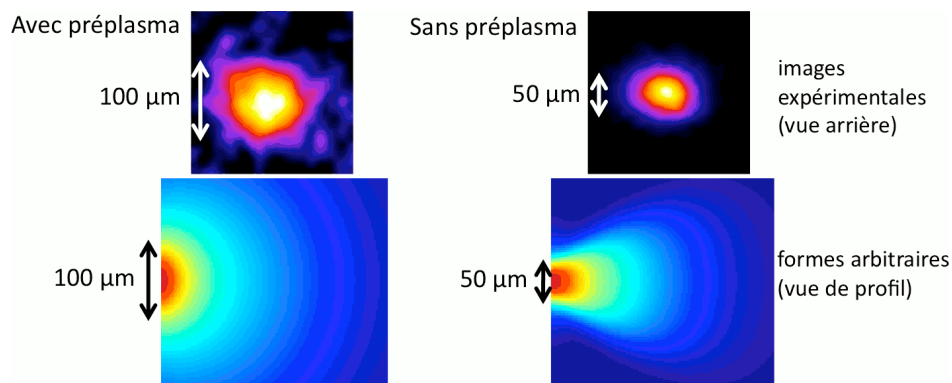


Figure 6.17: Exemples d'images en rayons X obtenues avec ou sans préplasma. En haut : images expérimentales donnant la taille initiale du faisceau d'électrons. En bas : reproduction arbitraire (de profil) de la forme de ce faisceau, de façon à bien reproduire les mesures expérimentales. Les électrons apparaissent plus divergents avec préplasma.

Ce résultat corrobore la conclusion du chapitre 5. En effet, nous constatons que l'injection des électrons dans la cible se faisait alors de façon beaucoup plus collimatée, donc donnant un courant plus intense puis une plus forte température. Les simulations PIC de la figure 5.15 étaient d'ailleurs éloquentes sur ce point : le préplasma causait une très rapide dilution des électrons dans tout le volume de la cible. L'expérience que nous venons de décrire dans cette section étend ce constat à des cibles plus vastes, permettant aux électrons de se propager sur de plus grandes distances. Ces indications préliminaires sur la divergence électronique à 2ω restent incomplètes et devront être enrichies par de nouvelles données expérimentales.

Finalement, les différents résultats obtenus dans les expériences déjà décrites dans cette thèse suggèrent une divergence importante des électrons à cause du préplasma conséquent existant dans nos

conditions expérimentales. Il est difficile de connaître l'impact de cette divergence "initiale" sur la faisabilité de l'allumage rapide. Comme nous allons le voir dans le chapitre suivant, les champs magnétiques auto-induits pourraient altérer considérablement la forme du faisceau électronique, modifiant peut-être cette divergence initiale.

Transport dans la matière comprimée

Les précédents chapitres étaient axés sur différents comportements du faisceau d'électrons se propageant dans la matière à l'état solide. Un objectif important de cette thèse est d'élargir ces mesures expérimentales à un régime plus proche du cadre de l'allumeur rapide : la matière comprimée. Le combustible de fusion nucléaire doit être comprimé jusqu'à 300 g/cm^3 environ. Nous sommes encore loin de pouvoir étudier les électrons chauds à une telle densité, mais le fait de comprimer de la matière, même à densité faible, apporte une nouvelle gamme d'effets. Principalement, les gradients de température et densité sont propices à l'apparition de champs magnétiques via la résistivité électrique.

Le présent chapitre concerne une expérience récente mettant en jeu un faisceau d'électrons rapides se propageant dans de la matière cylindriquement comprimée [Perez2009].

Il s'agit d'une des toutes premières expériences portant sur ce sujet. Quelques expériences [Hall1998, Santos2010] ont montré une différence du ralentissement des électrons dans un plasma comprimé de façon plane. Pour une compression cylindrique, requérant plusieurs lasers en plus de celui créant les électrons, une installation laser complexe est nécessaire. Notamment, il faut plusieurs lasers nanoseconde énergétiques, ce qui n'existe que dans quelques laboratoires. Cela s'ajoute à la difficulté de contrôler et mesurer la compression, ainsi que le faisceau électronique. Pour ces diverses raisons, peu d'études s'y sont risquées par le passé [Nakamura2008]. Aucune ne s'était intéressée à la mesure proprement dite des caractéristiques des électrons rapides.

Une particularité de l'expérience présentée ici est la durée de l'impulsion laser générant les électrons rapides : 10 ps. Ce temps long pour ce genre d'applications (la recherche d'intensités très élevées pousse souvent à utiliser des durées les plus courtes possibles) entraîne des particularités notables. Il permet une croissance importante des champs auto-induits, ce qui modifie sensiblement la forme du faisceau d'électrons, pouvant éventuellement collimater ce dernier. En revanche il empêche une résolution numérique complète à l'aide de codes PIC, car ce serait trop gourmand en termes de temps de calcul. C'est pourquoi la simulation du transport électronique a principalement été réalisée à l'aide d'un code hybride. D'autre part, une durée de 10 ps correspond bien aux caractéristiques requises dans le cadre de l'allumeur rapide, rendant cette expérience d'autant plus justifiée pour l'étudier.

Nous commençons par décrire l'expérience, puis par détailler successivement ses deux parties principales : la mesure de la compression et celle du faisceau d'électrons. Enfin, l'interprétation des résultats est accompagnée des résultats de simulations hybrides.

7.1 Description de l'expérience

Réalisée à la fin de l'année 2008 sur le laser VULCAN (Rutherford Appleton Laboratory, Oxford, UK), cette expérience a réuni les équipes de plusieurs laboratoires européens (LULI et CELIA en France, RAL et Université de York en UK, Universités de Milan, Bologne et Pise en Italie, Université de Madrid en Espagne) et américains (LLNL et UCSD en Californie). L'idée de cette expérience a germé lors d'une réunion sur le projet HiPER à Paris, début 2007, et a réellement été prise en main presque un an plus tard, prouvant ainsi sa complexité.

Elle était divisée en deux sous-parties durant chacune entre 4 et 6 semaines, dénommées "phases" dans la suite du chapitre.

- ▷ La première phase concerne la *compression seule* de la matière, sans faisceau d'électrons rapides.
- ▷ La seconde phase apporte la contribution d'un laser picoseconde pour créer les *électrons chauds* traversant la matière comprimée.

7.1.1 Installation laser

Le laser VULCAN, et plus particulièrement l'installation TAW de ce laser, est capable d'accueillir jusqu'à 8 faisceaux lasers. Nous en utilisons 6.

Lasers nanoseconde pour la compression

4 lasers nanoseconde sont employés pour comprimer la cible : de 4×50 à 4×70 J sur une durée de 1 ns, à la longueur d'onde $0.53 \mu\text{m}$. Plusieurs étapes sont nécessaires à leur mise en forme finale.

- ▷ Un cristal non-linéaire assure leur conversion à la longueur d'onde $0.53 \mu\text{m}$ (doublement de fréquence). Pour mettre cela en place, plusieurs tirs lasers ont été requis afin d'ajuster précisément l'orientation de chaque cristal et de mesurer l'énergie transmise, sur chacun des quatre lasers. Cette étape seule a duré quasiment une semaine tant l'alignement requis est précis.
- ▷ Des lignes à retard permettent de décaler temporellement chaque faisceau par rapport aux autres. Ainsi, ces quatre lasers de compression ont été synchronisés individuellement avec une précision meilleure que 100 ps. Pour ce faire, un diffuseur placé au centre de l'enceinte renvoyait leur lumière sur une caméra à balayage de fente, par laquelle le décalage temporel pouvait être mesuré précisément.
- ▷ La focalisation est assurée par des lentilles de focale 1 m, avec un passage à travers une lame de phase "hybride" pour agrandir et homogénéiser la tache focale. Cela résulte en une tache focale de diamètre $150 \mu\text{m}$ à mi-hauteur.
- ▷ Pour aligner ces lasers sur la cible, on observe l'ombre de cette cible dans l'axe de chaque laser. L'alignement est terminé lorsque l'ombre est la mieux centrée, et la plus large possible. Il est réalisé avant chaque tir sur les quatre lasers et après que l'enceinte ait été mise sous vide.

Lasers picoseconde

- ▷ Une fois la cible comprimée, un laser ultra-intense d'une durée 10 ps est utilisé pour produire les électrons rapides. Focalisé sur une tache de diamètre $\sim 20 \mu\text{m}$ à mi-hauteur, il fournit environ 150 J contenus dans cette zone de diamètre $20 \mu\text{m}$ où l'éclairement moyen est $5 \times 10^{18} \text{ W} \cdot \text{cm}^{-2}$. Le piédestal est estimé entre 10^{12} et $10^{13} \text{ W} \cdot \text{cm}^{-2}$ pendant 1.5 ns. La focalisation de ce laser est ajustée avant chaque tir grâce à un système de détection de la lumière rétro-diffusée par la cible.

▷ Un autre laser ultra-intense, celui-ci d'une durée 1 ps, est utilisé comme source externe de rayonnements ou de particules afin de sonder la matière comprimée. Il fournit environ 100 J focalisés sur une tache focale d'environ 20 μm de diamètre. Notons que le laser précédent (de durée 10 ps) est également utilisé en tant que source externe de rayonnements ou de particules. Pour aligner ces deux faisceaux courts sur la cible, une première tentative était de les utiliser en mode continu (faible puissance) et d'observer la rétro-diffusion de la tache focale en la plaçant au bon endroit. Malheureusement, même à cette faible puissance, la colle d'assemblage des différentes parties de la cible chauffe et fond très vite, ce qui rend cette cible inutilisable. La solution a été d'aligner d'abord les lasers sur une tige fine (20 μm) puis de placer la cible au même endroit que cette tige.

La synchronisation entre les lasers picoseconde et nanoseconde a été réalisée avec une précision de quelques 10 ps, d'après la mesure réalisée avec la caméra à balayage de fente, mais il existe une variation de cette synchronisation d'un tir à l'autre. Nous avons mesuré cette variation à ± 100 ps. Le retard entre les impulsions longues et courtes est noté τ . Lorsque $\tau = 0$, les impulsions courtes arrivent sur la cible au moment où les impulsions longues commencent à peine à interagir avec. Il est possible de retarder les impulsions picoseconde grâce à des lignes à retard : le délai τ peut varier entre 0 et 4 ns.

La production des électrons rapides peut être retardée d'un délai τ . Ainsi, elle peut intervenir en différentes étapes de la compression.

7.1.2 Première phase : compression

Durant la première phase de l'expérience, seule la compression était réalisée. Il n'y avait pas d'électrons rapides générés par le laser picoseconde. La cible, relativement complexe, est schématisée sur la figure 7.1 ainsi que les lasers de compression. L'assemblage des cibles a été réalisé au laboratoire de fabrication des cibles du RAL, et le remplissage avec une mousse de plastique a été fait par Wigen Nazarov (Université de St. Andrews, UK).

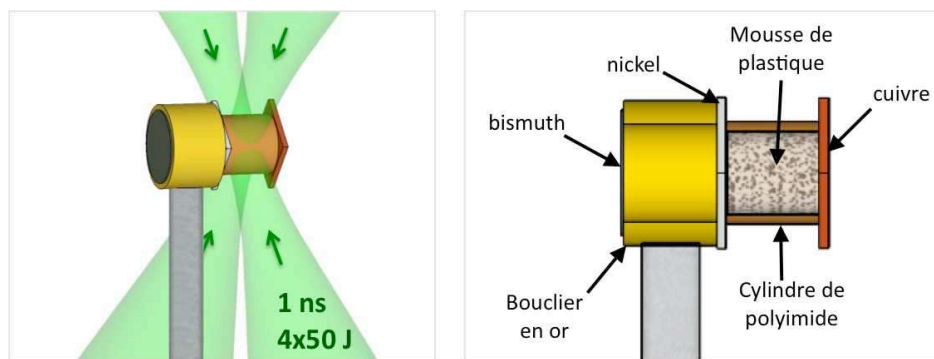


Figure 7.1: Schéma de la cible avec les lasers de compression.

Cette cible est de forme globalement cylindrique. La partie à comprimer est un cylindre de polyimide creux, rempli d'une mousse de plastique (TMPTA). Le cylindre creux possède un diamètre total de 220 μm , une épaisseur de 20 μm et une longueur de 200 μm . La mousse de plastique à l'intérieur est disponible en trois densités différentes : 0.1, 0.3, ou 1 g/cc, la dernière étant quasiment de densité solide.

Le cylindre de polyimide est bloqué de part et d'autre par deux feuilles de métal d'épaisseur 20 μm . La première est en nickel, la seconde en cuivre (nous verrons par la suite que ces matériaux sont adaptés aux diagnostics utilisés).

Un cylindre en or est accolé sur la feuille de nickel. Il est creux et joue seulement un rôle de bouclier : la compression du cylindre de polyimide s'accompagne d'un plasma d'ablation très étendu qui serait susceptible de perturber l'arrivée du laser picoseconde, comme nous le verrons dans la section suivante. C'est alors ce cylindre en or qui protège la surface de nickel sur laquelle le faisceau d'électrons sera créé. La feuille de bismuth accolée à ce bouclier en or est utilisée pour un diagnostic.

Pour résumer cette cible, un cylindre de plastique creux est rempli d'une mousse de plastique, disponible en trois densités différentes. Les quatre faisceaux nanoseconde compriment ce cylindre de façon symétrique.

Diagnostics

Pour mesurer l'efficacité de la compression, plusieurs diagnostics ont été mis en place :

- ▷ La radiographie par protons, pour observer la forme du cylindre comprimé. En injectant les protons à différents instants, on peut connaître son évolution temporelle.
- ▷ La radiographie par rayons X fonctionne de façon similaire à la radiographie par protons, mais des rayons X sont utilisés pour sonder la cible au lieu des protons.
- ▷ La spectroscopie d'absorption consiste à sonder le plasma par des rayons X, puis à en former le spectre. Les raies d'absorption permettent une estimation de la température. Ce diagnostic n'a pas fonctionné correctement car des raies d'émission étaient obtenues à la place de raies d'absorption.
- ▷ Une caméra à balayage de fente dans le domaine des rayons X devait mesurer l'évolution temporelle de la taille du cylindre comprimé. Malheureusement, sa mise en place s'est révélée très complexe, et la durée de l'expérience n'a pas permis de la terminer.

7.1.3 Deuxième phase : transport électronique

Le but ultime de cette expérience est la caractérisation du transport d'un faisceau d'électrons dans la matière comprimée. Le cylindre est comprimé petit à petit au cours du temps, et les électrons sont injectés à différents instants τ , c'est-à-dire à différentes étapes de la compression. Pour créer ce faisceau d'électrons, le laser 10 ps est focalisé sur la feuille de nickel, comme l'illustre la figure 7.2.

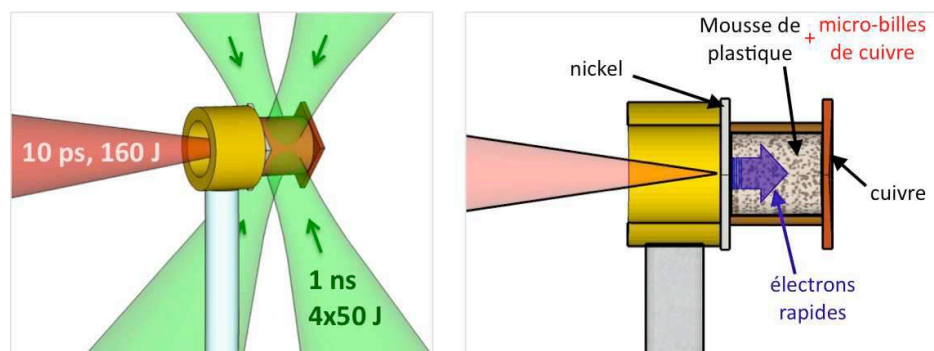


Figure 7.2: Schéma de la cible avec les lasers de compression et le laser court générant un faisceau d'électrons rapides dans la mousse. Notons que la mousse est maintenant dopée au cuivre pour pouvoir détecter le passage des électrons rapides.

Le laser court interagit avec le nickel en accélérant un faisceau d'électrons rapides. Ceux-ci se propagent alors dans la mousse de plastique comprimée.

Le but de cette expérience est de connaître les caractéristiques des électrons rapides. Pour les détecter, nous mesurons l'émission $\text{Cu-}K_\alpha$ ou $\text{Ni-}K_\alpha$ qu'ils produisent en rencontrant des atomes de cuivre ou de nickel. C'est pourquoi nous avons placé une feuille de nickel à l'endroit où les électrons sont créés, et une feuille de cuivre de l'autre côté de la cible. De plus, la mousse comprimée a été dopée avec des micro-billes de cuivre pour pouvoir détecter le passage des électrons à l'intérieur.

Diagnosics

Les diagnostics utilisés lors de la première phase ont été remplacés par d'autres instruments adaptés à la seconde phase. Ils sont dédiés à l'étude de l'émission X provoquée par les électrons rapides. Ainsi, ce sont tous des diagnostics passifs (aucune source externe ne sonde le plasma).

- ▷ Deux systèmes d'imagerie X détectent l'émission $\text{Cu-}K_\alpha$ (voir section 4.4). Ils sont constitués chacun d'un cristal sphérique produisant une image X avec un grossissement ~ 10 . Le premier est situé de profil par rapport au trajet des électrons, et le second est situé à l'arrière. Ces deux diagnostics permettent de connaître la répartition spatiale des électrons rapides dans la cible.
- ▷ Un spectromètre X de type HOPG (voir section 4.3.1) produit un spectre des raies $\text{Ni-}K_\beta$ et $\text{Cu-}K_\alpha$. La première est représentative de la quantité d'électrons créés, et la seconde est représentative de la quantité d'électrons parvenant à l'autre côté de la cible. Ainsi, ce diagnostic donne la fraction des électrons étant parvenus à traverser toute la cible.
- ▷ Un spectromètre X cylindrique (voir section 4.3.2) produit également un spectre des raies du cuivre et du nickel. Il a la particularité d'être mieux résolu spectralement, donc il peut fournir une estimation de la température atteinte dans les feuilles de cuivre ou de nickel. Cependant, sa réflectivité est relativement petite, et le signal collecté est trop faible pour des mesures précises.
- ▷ Un spectromètre de bremsstrahlung est utilisé pour estimer le spectre en énergie des électrons rapides (voir section 4.5.2).
- ▷ Une "grille" de sténopés fournit de multiples images dans le domaine des X, mais le bruit de fond très élevé empêche de bien comprendre les signaux observés.

7.2 Première phase : compression

La compression du cylindre, réalisée à l'aide des quatre lasers nanoseconde, nécessite une étude expérimentale préalable à celle des électrons rapides. La première phase est donc dédiée à la mesure de cette compression. Commençons par donner les résultats de simulations hydrodynamiques afin de comprendre l'implosion. Nous passerons ensuite à sa mesure expérimentale.

7.2.1 Simulations hydrodynamiques

Deux séries de simulations hydrodynamiques ont été mises en œuvre.

- ▷ Avant l'expérience, Philippe Nicolaï (CELIA) a utilisé le code CHIC [Maire2007, Maire2008] afin de choisir les bons paramètres de la cible et des lasers. Il s'agit de simulations bidimensionnelles (supposant la cible de longueur infinie), tenant compte d'un certain nombre de subtilités physiques (dont la description n'est pas pertinente pour le cadre de cette thèse). Ces simulations rendent bien compte de l'uniformité de la compression ainsi que de son évolution temporelle.
- ▷ Pour avoir davantage d'informations sur la forme globale du cylindre comprimé, Rafael Ramis (Université de Madrid) a mis à profit son code MULTI3D [Ramis1988]. Malgré une quantité

moins de détails physiques, ce code a le grand avantage d'être tridimensionnel. Ayant été réalisées après l'expérience, ces simulations n'ont pas été utilisées pour prévoir la géométrie des cibles, mais plutôt pour interpréter les résultats expérimentaux. Principalement, on s'en sert pour simuler ensuite le transport des électrons dans un cylindre comprimé connu.

Simulations préalables avec le code CHIC

Les simulations données par le code hydrodynamique CHIC sont présentées ici pour une énergie des lasers 4×48 J. La durée des lasers est prise égale à 1 ns, avec un temps de montée linéaire de 200 ps. Leur forme au niveau de la cible est prise gaussienne, de FWHM $160 \mu\text{m}$. La figure 7.3 montre comment évoluent la densité de la mousse et sa température moyennes au cours du temps, pour des mousses de 0.1 g/cc ou 1 g/cc.

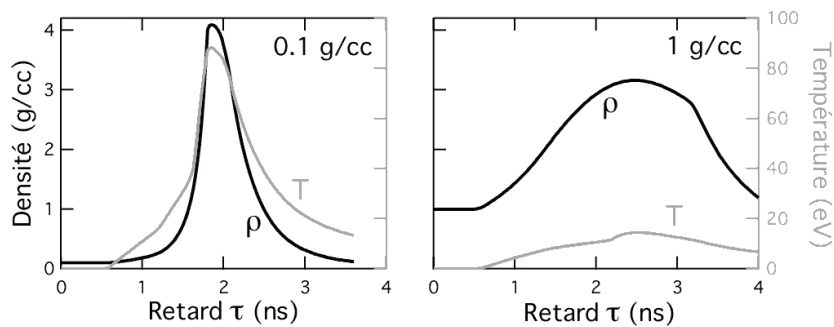


Figure 7.3: Évolution de la densité et de la température, moyennées sur toute la mousse de plastique. À gauche pour 0.1 g/cc, et à droite pour 1 g/cc.

On observe que la stagnation est située à $\tau = 1.9$ ns dans le premier cas (cible peu dense), et à $\tau = 2.5$ ns dans le second (cible dense). Ces graphes donnent une bonne idée de l'évolution temporelle de la compression. Cependant, comme il s'agit de valeurs moyennées sur un plasma inhomogène, les valeurs de la température et de la densité ne sont pas directement exploitables. Considérons plutôt les images de la figure 7.4 indiquant la répartition spatiale de la densité et de la température, à la stagnation.

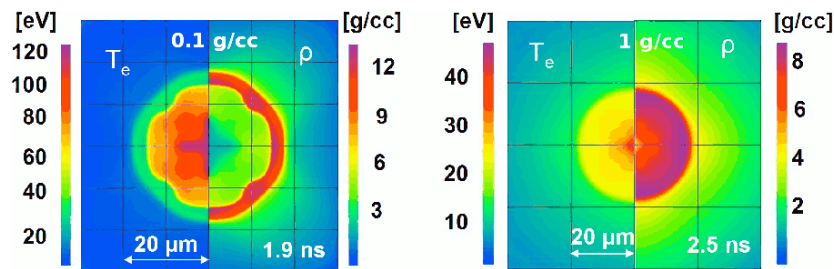


Figure 7.4: Coupes de densités et de température du cylindre au moment de la stagnation, pour des mousses de 0.1 ou 1 g/cc.

Nous voyons que la température atteinte est plus haute pour des cibles de faible densité, que pour des cibles de forte densité (120 eV contre 40 eV).

- ▷ À 0.1 g/cc, le choc créé par les lasers et se propageant vers le centre, n'a pas encore convergé. La densité au centre est donc plus faible que dans la coquille. Très peu de temps après, il parvient au centre, mais a perdu un peu de sa force, et donc la densité moyenne n'est pas si importante.

On voit en tous cas, que la finesse de la coquille est sujette à des fluctuations importantes, et on s'attend forcément à une qualité de l'implosion dégradée dans la réalité.

- ▷ À 1 g/cc, l'uniformité semble plus robuste aux imperfections du laser. Le choc est arrivé au centre, et c'est pour cela qu'une forte densité y apparaît.

La cible comprimée possède une taille typique de 50 μm , en ce qui concerne la partie la plus dense. La densité finale est de l'ordre de plusieurs fois la densité solide (jusqu'à 10 fois). La température au centre varie entre 40 et 120 eV selon le type de cible.

Nous utiliserons par la suite ces simulations pour interpréter certains résultats expérimentaux.

Simulations plus récentes avec le code MULTI3D

Grâce au code de Rafel Ramis, une simulation tridimensionnelle de la cible comprimée nous est accessible. Par rapport aux simulations précédentes, l'intérêt est de présenter la cible selon une coupe longitudinale, et non transverse, les autres caractéristiques choisies pour les lasers et les cibles restant identiques. Il manque cependant, dans le code MULTI3D, les effets radiatifs. Cela mène à sous-estimer la température de la partie non-comprimée, et donc à surestimer la vitesse du choc de compression. On s'attend donc à des différences dans l'évolution temporelle de la compression. De plus, cela nuit à l'homogénéisation de la densité, surtout au moment de la compression maximale, où une grande quantité de matière se trouve confinée dans un petit volume. Étant donnée la résolution temporelle relativement faible de cette expérience, nous estimons ces effets de seconde importance, et préférons quand même utiliser les résultats du code MULTI3D, car ils donnent une vue plus complète de la forme de la compression. La figure 7.5 montre l'évolution de la compression au cours du temps, à 0.1 puis 1 g/cc. La température et la densité sont représentées successivement.

Nous observons les mêmes comportements que dans le code CHIC : compression progressive puis stagnation autour de 1.5 - 2 ns pour les mousses peu denses, et autour de 2 - 2.5 ns pour les mousses denses. Ensuite, le plasma se détend progressivement. Ces valeurs des temps de stagnation sont légèrement différentes de celles obtenues dans le code CHIC (0.2 à 0.3 ns plus courts). La raison principale est l'absence de transport radiatif dans le code MULTI3D, ralentissant le choc réel. La faible différence simulée n'est pas assez importante pour être observée expérimentalement. Les valeurs typiques de la température et de la densité sont également correctement reproduites par rapport aux résultats du code CHIC.

- ▷ Concernant les cibles peu denses (0.1 g/cc), on observe une température et densité fortes s'approchant progressivement du centre. Autour de 1.5 ns, le choc converge au centre. La température atteint jusqu'à 200 eV, et la densité dépasse 4 g/cc. Cela correspond à une forte compression (facteur > 40 sur la densité) et un chauffage local tout à fait notable. Notons également que lors de cette compression maximale, la température n'est pas élevée seulement au centre, mais aussi sur les bords de la cible. Cela est permis par un plasma environnant de faible densité, donc facilement chauffé. Ensuite, très rapidement, le plasma s'étend, et la densité et la température chutent.
- ▷ Les cibles denses (1 g/cc) exhibent un comportement similaire, avec quelques différences. La compression maximale est atteinte autour de 2 ns, avec une température maximale de moins de 80 eV, et une densité dépassant 6 g/cc. L'efficacité de compression est moins importante pour ces cibles (facteur 6 sur la densité) et la température maximale est moins élevée. La quantité de matière comprimée est cependant largement supérieure. On peut maintenant noter qu'à

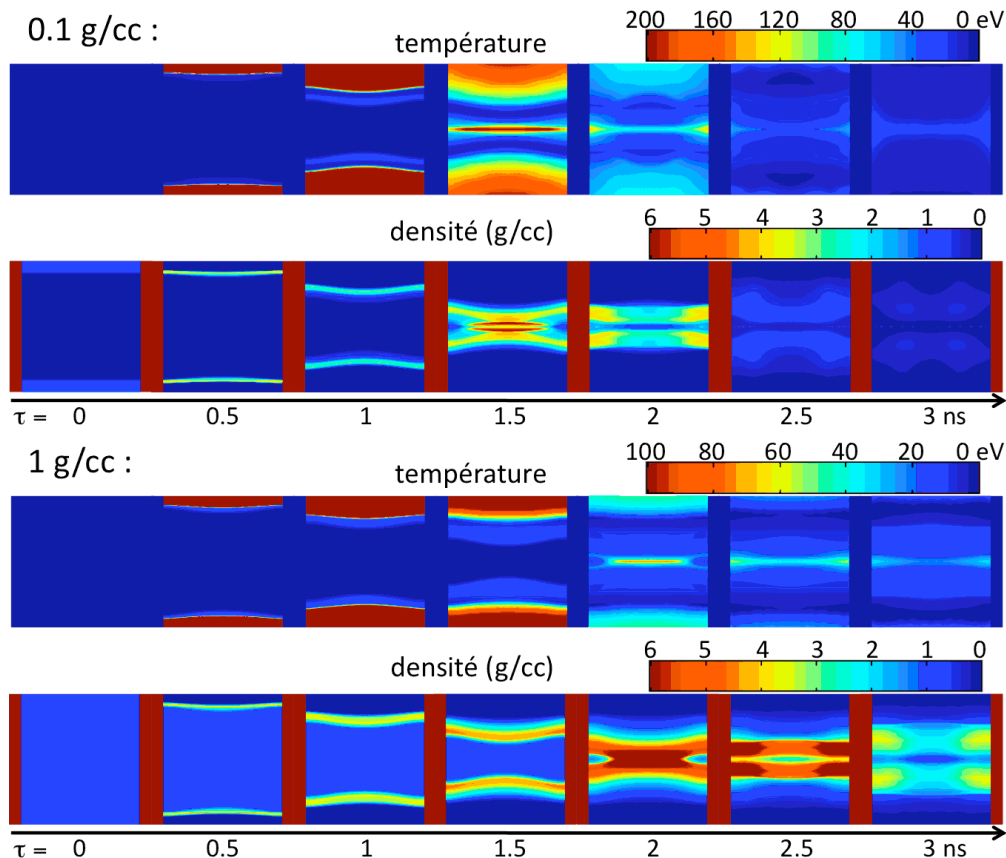


Figure 7.5: Coupes longitudinales de la température et la densité du cylindre comprimé, simulées par le code MULTI3D, à 0.1 g/cc, puis 1 g/cc. Les différentes images correspondent à l'évolution temporelle. Chaque image représente une région de taille $240 \times 220 \mu\text{m}$.

la compression maximale, contrairement aux cibles peu denses, la température n'est pas très élevée sur les bords de la cible.

Nous utiliserons plus loin ces résultats pour simuler le transport électronique.

Afin de rendre compte expérimentalement de la compression prévue par les codes numériques, les deux diagnostics de radiographie ont été mis à profit.

7.2.2 Radiographie par protons

Commençons par décrire la méthode de radiographie par protons. Celle-ci consiste à utiliser un bref faisceau de protons passant à travers la cible comprimée afin de la sonder [Mackinnon2006]. Comme indiqué sur la figure 7.6, ce faisceau de protons est créé par le laser $1 ps$ interagissant avec une feuille en or de $20 \mu\text{m}$ d'épaisseur. Le laser accélère en premier lieu un faisceau d'électrons qui se propage dans la feuille d'or. Ces électrons créent ensuite un champ électrostatique surfacique au niveau de la face arrière. Ce même champ accélère des protons jusqu'à quelques MeV, dans la direction perpendiculaire à la feuille d'or. Nous nous servons de ces protons pour radiographier la cible comprimée.

Pour détecter les protons ayant sondé la cible, nous utilisons un empilement de films radiochromiques (RCF). La source de protons est située 1 cm avant la cible à sonder, et le détecteur 5 cm après. Ceci donne un grandissement proche de 5. Cette valeur permet une image de taille raisonnable sur le détecteur, mais également un niveau de signal suffisant.

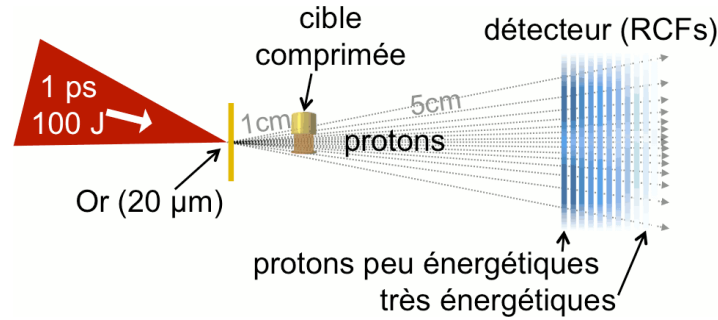


Figure 7.6: Principe de la radiographie par protons.

Le premier film détecte les protons les moins énergétiques, le second détecte les suivants, et ainsi de suite jusqu'aux protons les plus énergétiques. Or, les protons les plus rapides sondent la cible plus tôt que les protons lents. Chaque film est donc représentatif de la cible à un instant donné. D'un film à l'autre, la cible apparaît plus ou moins comprimée.

La radiographie par protons permet de visualiser la forme de la cible en fonction du temps.

En un tir laser, la radiographie par protons permet de mesurer une évolution sur quelques centaines de picosecondes. Pour balayer toute la durée de la compression (2 ns), plusieurs tirs étaient néanmoins nécessaires. En effet, il est possible de décaler l'instant τ auquel les protons sont créés (en retardant le laser correspondant), et ainsi accéder à différentes étapes de la compression.

L'analyse de ce diagnostic a été réalisée en grande partie par Luca Volpe et Rashida Jafer (Université de Milan), dont un article est soumis à *Physical Review E*. Nous en donnons ici les principaux résultats. Un point central de cette analyse est la prise en compte de nombreux effets subis par les protons lorsqu'ils traversent le cylindre. Notamment, le ralentissement et la diffusion angulaire par collisions sont tous deux inclus. Ils provoquent des effets importants sur l'interprétation des résultats.

- ▷ Le ralentissement modifie l'énergie initiale des protons. Or on s'en sert, comme indiqué plus haut, pour résoudre temporellement la compression. Un proton rapide, mais ralenti, peut se retrouver mélangé aux protons lents, mais pas ralentis. On comprend alors qu'un certain mélange entre les différentes énergies de protons existe. Cela a pour conséquence de réduire la résolution temporelle du diagnostic.
- ▷ La diffusion angulaire réduit évidemment la résolution spatiale.

Des simulations Monte-Carlo, avec le code MCNPX développé à Los Alamos (mcnpx.lanl.gov), ont permis de reproduire ces effets. De plus, le dépôt du signal dans le détecteur est calculé d'après l'absorption connue de chaque film RCF. Le ralentissement des protons, prenant en compte l'ionisation de la matière, ainsi que la diffusion multiple sont tous deux inclus. La figure 7.7 (à gauche) donne quelques exemples d'images de radiographie par protons avec les simulations correspondantes. On observe bien, dans les deux cas, que la taille du cylindre diminue au cours du temps. Cela confirme l'existence de la compression.

Pour une confirmation quantitative, la taille du cylindre a été mesurée sur les images expérimentales et sur les images numériques. La figure 7.7 (à droite) montre que les résultats expérimentaux sont correctement reproduits par les simulations. On observe une faible diminution progressive de la taille du cylindre due à sa compression

La radiographie par protons atteste une compression correctement réalisée pour les cibles de 0.1 g/cc.

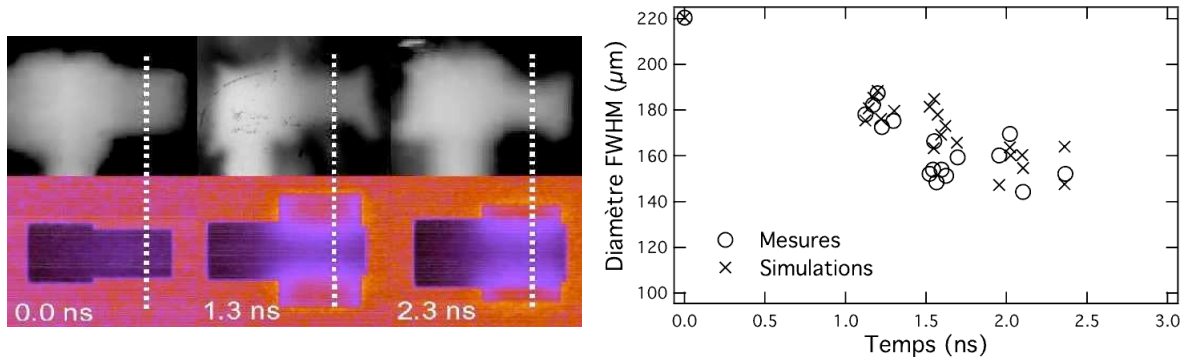


Figure 7.7: À gauche : exemples de radiographie par protons du cylindre implosé à différents stades, ainsi que les résultats des simulations correspondantes. À droite : comparaison des simulations avec les mesures expérimentales sur la taille apparente du cylindre implosé. Dans tous les cas, la mousse est de densité initiale 0.1 g/cc.

Remarquons que la taille mesurée (apparente) du cylindre est jusqu'à trois fois plus grande que la taille simulée par les codes hydrodynamiques. En effet, proche de la compression maximale, la taille mesurée par radiographie vaut environ 150 μm alors qu'en observant, dans les simulations hydrodynamiques, le profil de densité, on s'aperçoit que la taille de la partie comprimée vaut 50 μm . Cette différence est due à la forte densité de la matière comprimée, empêchant les protons de passer par son centre. Les protons sont trop peu énergétiques (< 10 MeV) pour traverser toute l'épaisseur du cylindre. Seuls ceux qui passent suffisamment loin du centre en sont capables. De plus, ils sont diffusés de façon significative lorsqu'ils passent dans une zone très dense, ce qui élargit encore le diamètre "apparent" sur les images de radiographie. Pour pouvoir sonder la partie la plus dense du cylindre comprimé, il nous aurait fallu des protons plus énergétiques (> 10 MeV).

7.2.3 Radiographie X

On pourrait mettre en doute la qualité de la radiographie par protons, à cause de leur faible énergie, incapables de sonder les fortes densités. Pour apporter une preuve supplémentaire, la radiographie par rayons X a été employée.

Elle consiste simplement, comme illustré sur la figure 7.8, à sonder la cible comprimée à l'aide d'un flash de rayons X. Ceux-ci sont créés par le laser 10 ps focalisé sur une feuille de titane. Comme nous l'avons déjà vu dans la section 4.1.1, les électrons ainsi créés dans le titane produisent une émission intense de rayons X issus essentiellement de la transition K_α . Cette transition est monochromatique avec une énergie 4511 eV. Ces rayons X sont atténués en fonction de la densité rencontrée dans la cible sondée, et cela produit sa radiographie.

La monochromaticité des rayons X est un point essentiel car elle assure une opacité bien définie et connue. C'est pourquoi il faut s'assurer de détecter uniquement ces rayons K_α . Pour cela, nous avons utilisé un cristal sphérique de quartz $20\bar{2}3$ décrit dans le tableau 4.3. Placé avec l'angle et la distance adéquate [Loupias2009], il permet de renvoyer l'image de radiographie sur un détecteur, en conservant uniquement les rayons K_α .

La résolution spatiale de ce genre d'imagerie est théoriquement très bonne. Le calcul détaillé est donné dans l'annexe E, et on obtient typiquement une résolution de 1 μm . En vérité, le bruit de fond considérable apparaissant lors de cette expérience imposait une résolution spatiale de l'ordre de 20 μm , mesurée en radiographiant une grille calibrée.

Pour chaque tir laser, un décalage temporel τ était choisi entre les faisceaux longs et courts. Ainsi,

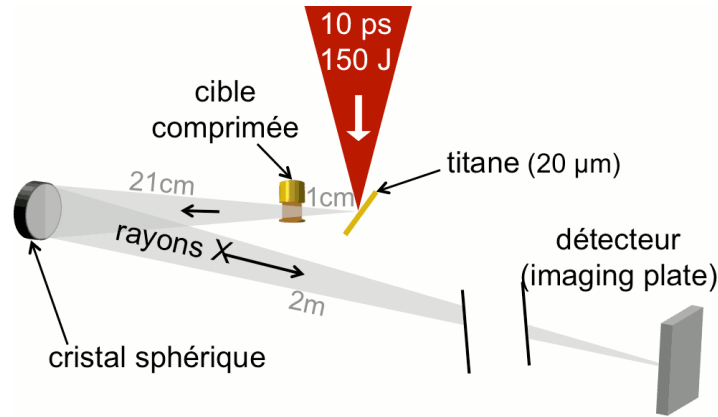


Figure 7.8: Principe de la radiographie par rayons X.

la radiographie se produisait à un instant donné de la compression. En faisant varier τ d'un tir à l'autre, on obtient une mesure en fonction du temps.

Afin de distinguer la mousse de la coquille, un dopage supplémentaire a été intégré à la mousse de plastique : du chlore à hauteur de 30% de la densité. Ce chlore absorbe beaucoup les rayons X utilisés, et cela donne une plus forte opacité à la mousse comprimée par rapport à la coquille.

Un exemple de résultat de radiographie X est donné sur la figure 7.9 (à gauche). On observe bien une compression du cylindre. La taille typique obtenue est de $100 \mu\text{m}$ au moment de la compression maximale. On ne retrouve pas la taille de $50 \mu\text{m}$ issue des simulations hydrodynamiques, mais c'était attendu. La raison est similaire à celle concernant la radiographie par protons. Il faut distinguer la taille "réelle" du cylindre (celle du profil de densité, donnée par exemple par les simulations hydrodynamiques) de la taille "apparente" (mesurée par radiographie). Les rayons X produisant la radiographie ne sont pas arrêtés exclusivement par la zone la plus dense. Il existe, autour, un plasma en extension, capable également d'absorber une partie de ces rayons. De plus, ce plasma environnant contient du chlore (voir la partie hachurée sur la figure 7.9), ce qui peut renforcer son absorption. Pour ces raisons, la taille apparente (mesurée) du cylindre est plus grande que sa taille réelle (partie la plus comprimée).

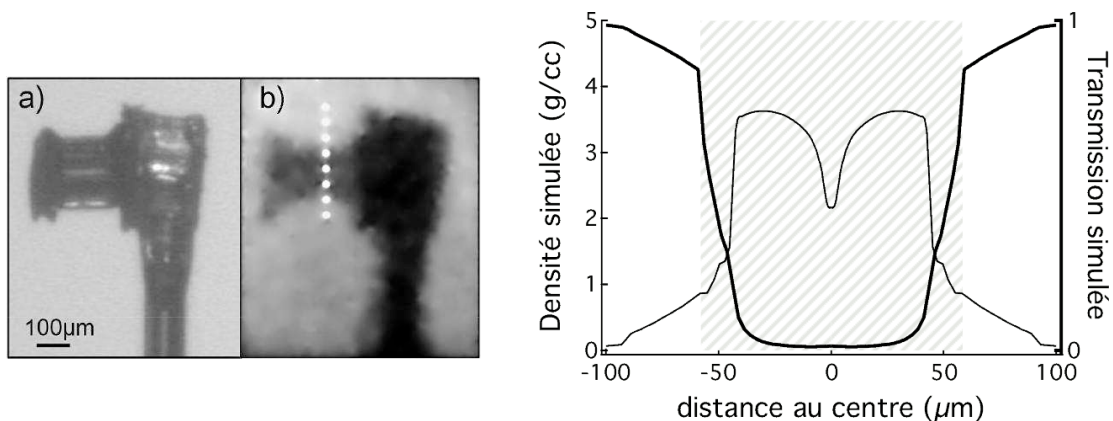


Figure 7.9: À gauche : photographie du cylindre initial, puis exemple de radiographie par rayons X du cylindre implosé à $\tau = 2.2 \text{ ns}$. À droite : exemple de profil simulé de la densité du cylindre à $\tau = 3 \text{ ns}$, ainsi que la transmission qu'elle induit. La zone hachurée correspond à la partie dopée au chlore. La mousse est de densité initiale 1 g/cc .

Pour vérifier que ces résultats expérimentaux correspondent à la compression attendue, nous les

avons comparés à des simulations reproduisant le principe de la radiographie. Un faisceau de rayons X est numériquement propagé dans les cibles simulées avec le code CHIC. Leur absorption est calculée pas-à-pas, puis l'image formée sur le détecteur est reproduite. Un exemple est donné sur la figure 7.9 (à droite). Le profil de densité est tracé au temps $\tau = 3$ ns. Après avoir calculé la transmission des rayons X à travers cette carte de densité, on obtient le profil de transmission tracé sur la même figure. On remarque que les rayons X sont fortement atténués lorsqu'ils passent par le centre du cylindre, dopé au chlore. La taille typique de ce profil de transmission est de $100 \mu\text{m}$, principalement imposée par le dopage au chlore. On retrouve bien la taille du cylindre observée expérimentalement.

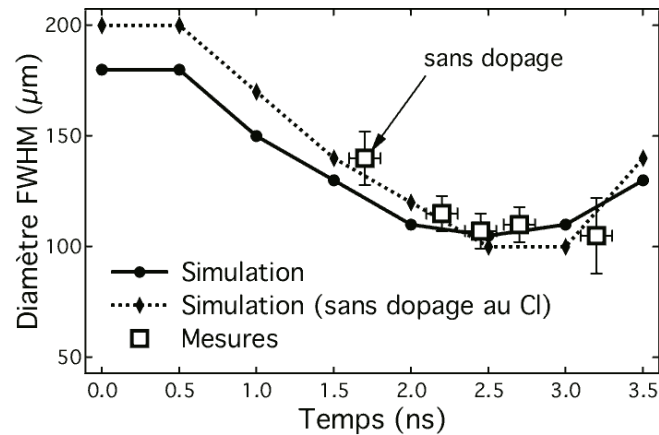


Figure 7.10: Comparaison des simulations avec les mesures expérimentales sur la taille du cylindre implosé. La mousse est de densité initiale 1 g/cc .

On peut maintenant tracer la taille apparente des images de radiographie X en fonction du temps, grâce aux différents tirs réalisés en retardant la radiographie par rapport aux lasers de compression. Cela apparaît sur le graphe de la figure 7.10. Les résultats expérimentaux correspondent bien aux prédictions théoriques. Les deux approches donnent un cylindre de taille apparente $100 \mu\text{m}$ au maximum de la compression (la vraie taille du cylindre, c'est-à-dire celle de son profil de densité, s'approche plutôt de $50 \mu\text{m}$ d'après les simulations hydrodynamiques).

La radiographie X confirme la qualité de la compression pour les cibles de 1 g/cc , correspondant bien aux simulations hydrodynamiques.

7.2.4 Spectroscopie d'absorption

Nous avons tenté d'utiliser un diagnostic de spectroscopie d'absorption afin de mesurer la température dans le plasma comprimé. Sa configuration est représentée sur la figure 7.11. Un laser court (durée 10 ps) interagit avec une feuille constituée de $50 \text{ nm Al} + 400 \text{ nm Bi} + 10 \mu\text{m CH}$ (présente uniquement lorsque ce diagnostic est utilisé). Le bismuth contenu dans cette feuille possède un grand nombre de transitions atomiques à partir de la couche atomique M . Les électrons accélérés par le laser excitent ces transitions, donnant une émission intense de rayons X dont l'énergie varie continuellement entre 2600 et 3000 eV. Ces X de spectre large passent à travers la mousse afin de la sonder. Ils en ressortent à travers un trou présent dans la feuille de cuivre. Enfin, un cristal cylindrique de PET (noté VH2 dans le tableau 4.1) produit un spectre recueilli sur une *imaging plate*.

La mousse de plastique contient un dopage au chlore de 1% en masse. Les atomes de chlore possèdent des transitions atomiques situées dans la même gamme de rayons X (2600-3000 eV). Lorsque

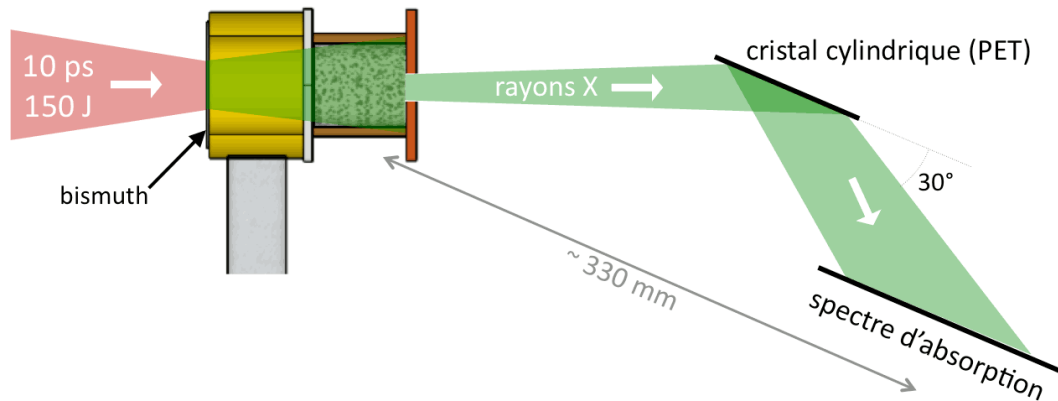


Figure 7.11: Principe de la spectroscopie d'absorption. Les rayons X, créés par l'interaction entre le laser court et la feuille contenant du bismuth, sondent la mousse de plastique. Leur spectre est formé à l'aide d'un cristal cylindrique.

la mousse est chauffée, elles sont capables d'absorber une partie du rayonnement X sondant la mousse. Le spectre d'absorption renseigne donc sur la température du plasma.

Quelques résultats sont indiqués sur la figure 7.12. La courbe rouge représente le spectre initial, sans cylindre (uniquement une feuille de bismuth). On observe bien un spectre large et intense entre 2600 et 3000 eV. Un deuxième test, tracé en bleu, vise à mesurer l'effet de la géométrie de la cible sur le spectre, c'est-à-dire avec une cible habituelle mais ne contenant pas la mousse chlorée. Ce spectre (en bleu) est moins intense que le précédent car le trou dans la feuille de cuivre limite grandement la surface détectable. Cependant, le signal est peu bruité, ce qui est encourageant pour une mesure de l'absorption par le chlore.

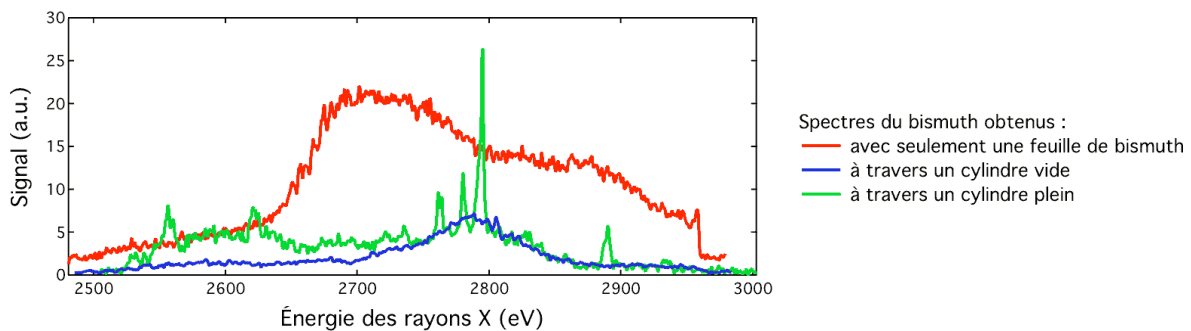


Figure 7.12: Quelques spectres d'absorption obtenus.

Enfin, la courbe verte montre l'effet de la mousse chlorée sur le spectre observé. Étonnamment, au lieu des raies d'absorption attendues, plusieurs raies d'émission intenses sont observées. Ces raies sont typiques d'un plasma chaud (> 200 eV) et peu dense. Pour les comprendre, nous avons proposé une possible explication. La colle utilisée pour assembler la cible contient un peu de chlore. Il se peut que cette colle, ayant chauffé sous l'effet des faisceaux ns, émette le rayonnement observé. Dans ce cas, les spectres observés ne seraient pas exploitables car non-représentatifs du plasma comprimé.

D'autres mesures pourraient être réalisées en guise de tests, comme l'absorption d'une mousse non-comprimée, ou l'émission du plasma sans faisceau sonde. Quoi qu'il en soit, les résultats présentés ici ne permettent pas de conclure sur la température atteinte. Pourtant, la quantité de signal transmise serait suffisante pour une bonne mesure, si les raies d'émission du chlore pouvaient être évitées.

7.2.5 Bilan de la première phase

La compression a été simulée et mesurée expérimentalement. La concordance entre les deux approches est bonne, qu'il s'agisse de la radiographie par protons ou par rayons X. Il en découle une bonne fiabilité des simulations hydrodynamiques que l'on va utiliser par la suite pour comprendre le transport électronique.

La spectroscopie d'absorption, instrument dont la mise en place est fort complexe, n'a pas donné de résultats pendant cette expérience. Des tests supplémentaires pourraient la rendre utilisable lors d'une autre expérience de ce type.

7.3 Deuxième phase : transport électronique

La première phase de l'expérience consistait à réaliser une compression adéquate du cylindre et à la mesurer expérimentalement. Passons maintenant au cœur du sujet en ajoutant le laser 10 ps générant un faisceau d'électrons rapides à partir de la feuille de nickel (voir figure 7.2). L'objectif de cette partie est de mesurer la propagation de ces électrons à l'intérieur de la mousse comprimée. L'injection des électrons est très brève (ps) par rapport à la durée de la compression (ns), et elle peut se faire à différents stades de la compression.

Un retard τ est appliqué sur le faisceau court afin d'injecter les électrons à un instant choisi par l'utilisateur. On peut faire varier τ de 0 à 3 ns. On s'attend à un transport électronique différent en fonction du stade de la compression.

Pour mesurer les caractéristiques des électrons, la principale information à notre disposition est le rayonnement X qu'ils produisent. Nous en mesurons plusieurs sortes :

- ▷ Le rayonnement K_α issu de la feuille de nickel, caractéristique de la *source* d'électrons.
- ▷ Le rayonnement K_α issu de la feuille de cuivre, caractéristique des électrons sortants.
- ▷ Le rayonnement K_α issu du dopage de cuivre dans la mousse, caractéristique des électrons passant dans la mousse comprimée.
- ▷ Le bremsstrahlung, produit à tout endroit dans la cible sur le passage des électrons.

Les différents diagnostics sont résumés dans la figure 7.13.

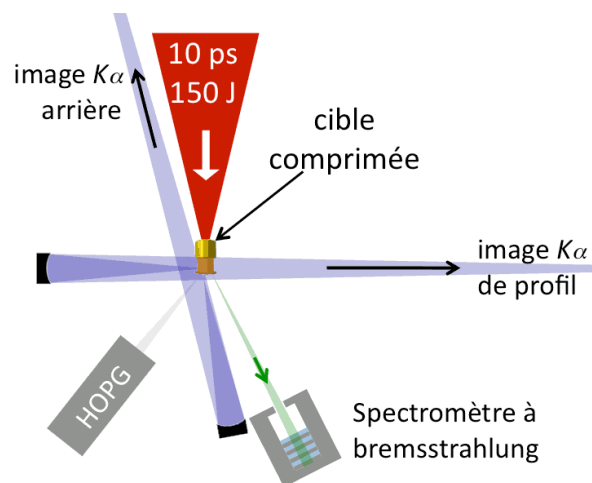


Figure 7.13: Configuration des diagnostics dans la seconde phase de l'expérience.

- ▷ Les deux imageurs détectent l'émission Cu-K_α , et offrent des images du faisceau d'électrons depuis deux angles de vue différents (de profil ou de l'arrière).
- ▷ Le spectromètre HOPG détecte les émissions Cu-K_α et Ni-K_β pour une mesure de la quantité d'électrons avant et après avoir traversé la cible.
- ▷ Le spectromètre à bremsstrahlung permet d'aboutir à une mesure de la distribution en énergie des électrons.
- ▷ Nous n'avons pas représenté la disposition de deux autres diagnostics. D'abord, le spectromètre cylindrique, détectant les raies du cuivre et du nickel, n'a pas abouti à des résultats notables sur la température des feuilles de cuivre ou de nickel. Simplement, la température n'est apparemment pas assez élevée ($< 30 \text{ eV}$) pour être mesurable. Deuxièmement, la "grille" de sténopés a fourni des images très bruitées que nous ne sommes pas parvenus à déchiffrer.

Les résultats expérimentaux sont décrits successivement ci-dessous.

7.3.1 Spectrométrie K_α

Le spectromètre HOPG, décrit dans la section 4.3.1, produit un spectre contenant différentes raies. Un exemple de spectre obtenu est illustré par la figure 7.14. On voit apparaître les raies Ni-K_α , Ni-K_β , Cu-K_α et Cu-K_β . Les raies du nickel proviennent de la face avant, et les raies du cuivre proviennent de la face arrière, comme le montre le schéma sur la même figure. On en déduit que les raies du nickel indiquent la quantité d'électrons créés, et celles du cuivre, la quantité d'électrons parvenant à la face arrière (le dopage dans la mousse contribue de façon minoritaire).

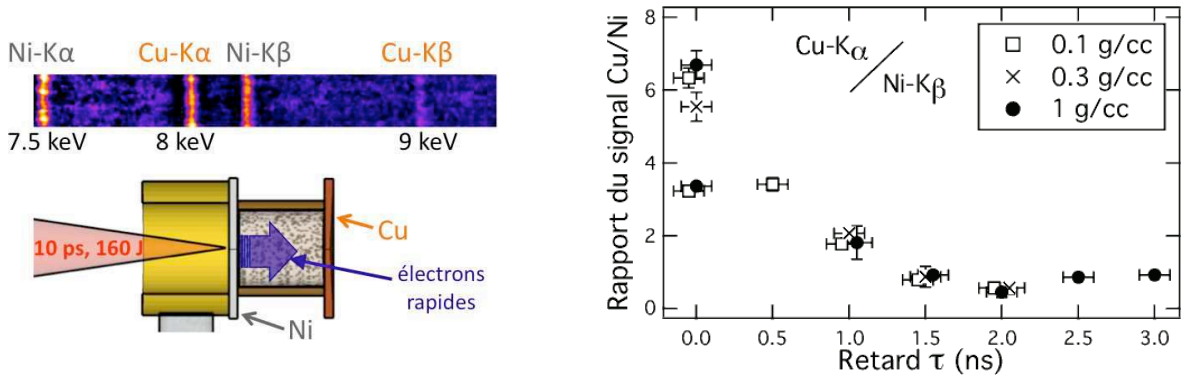


Figure 7.14: À gauche : exemple de spectre du HOPG avec les différentes raies. Le schéma indique d'où proviennent ces raies. À droite : rapport du signal Cu-K_α par celui du Ni-K_β en fonction de l'instant τ où les électrons sont injectés.

Les meilleures raies à utiliser sont les K_α , car plus intenses, et moins sujettes aux variations de température. Néanmoins, la raie Ni-K_α est située sur une extrémité de la gamme du spectromètre, comme on peut le voir dans le spectre donné en exemple sur la figure 7.14. Une partie de cette raie dépasse la limite détectée, et donc nous ne captions pas tout le signal. C'est pourquoi nous ne pouvons pas utiliser cette raie. Nous nous servons de la raie Ni-K_β à la place.

La quantité la plus intéressante ici est le rapport entre le signal Cu-K_α et celui Ni-K_β . Il correspond approximativement à la *fraction des électrons parvenus à la couche de cuivre*, notée $f_{\text{Cu}/\text{Ni}}$. En effet, on divise le nombre d'électrons sortant par le nombre d'électrons créés. Cette fraction est représentative de la "qualité" du transport électronique, c'est-à-dire de la possibilité de ne pas perdre des électrons sur le trajet. Si la valeur de $f_{\text{Cu}/\text{Ni}}$ est élevée, une fraction importante des électrons parviennent à la face arrière. Sur la figure 7.14 (à droite), nous faisons varier le retard τ des faisceaux courts, et nous

obtenons une décroissance de $f_{\text{Cu/Ni}}$ lorsque τ augmente.

Plus on injecte tardivement les électrons, moins ils sont nombreux à atteindre la face arrière.

Apparemment, lorsque la compression est avancée, on perd de plus en plus d'électrons avant qu'ils ne parviennent à la face arrière. Ce comportement peut être interprété de différentes manières :

1. La compression fait augmenter la densité moyenne, et donc freine davantage les électrons.
2. La compression importante peut dégrader la feuille de nickel et modifier sensiblement la création des électrons. Cela peut ainsi augmenter la divergence et la perte d'électrons sur le trajet.
3. Plus le plasma d'ablation s'étend, plus il est susceptible de capturer des électrons rapides, les empêchant de recirculer dans la partie comprimée.
4. Le plasma d'ablation peut aussi dépasser le bouclier en or, arriver sur le passage du laser court et dégrader sa qualité. Le faisceau électronique est alors davantage divergent, et on perd des électrons sur les côtés du cylindre.

Nous nous aiderons par la suite des simulations numériques pour éclaircir ces points.

Revenons sur le graphe de la figure 7.14. L'évolution de $f_{\text{Cu/Ni}}$ ne semble pas dépendre de la densité initiale de la mousse. En effet, la décroissance est identique pour les différentes cibles utilisées. Cela laisse penser que ce n'est pas la compression même qui cause cette décroissance, car dans ce cas, une différence entre les différentes cibles devrait être observée. Par conséquent, ce n'est probablement pas directement la qualité de la compression qui cause la perte d'électrons lorsqu'ils sont injectés tardivement. Parmi les quatre points évoqués ci-dessus, les deux derniers (3 et 4) apparaissent donc comme les plus probables (ils ne sont pas directement liés à la compression à l'intérieur du cylindre). Malheureusement, seul le point 1 peut être simulé numériquement, et nous verrons ses effets plus loin.

7.3.2 Imagerie K_α

L'imagerie K_α , déjà décrite plusieurs fois dans cette thèse (voir section 4.4), consiste à détecter le passage des électrons dans un matériau contenant du cuivre. Ce système est capable de produire une image du faisceau d'électrons lorsqu'il passe à travers du cuivre. Ici, nous disposons de deux imageries, avec deux angles de vue différents : de profil, ou depuis la face arrière.

Le cuivre existe dans la cible sous deux formes différentes. D'une part, la face arrière de la cible est une feuille de cuivre. Et d'autre part, la mousse de plastique contient un dopage au cuivre sous forme de microbilles. Ce dopage étant très faible, peu de signal provenant de la mousse comprimée est reçu. La plus grande partie vient de la feuille de cuivre à l'arrière de la cible. Dans la suite, nous n'analysons que les résultats provenant de l'imagerie de profil. Les images obtenues depuis l'arrière de la cible donnent les mêmes conclusions mais avec de plus grandes barres d'erreurs.

Commençons par les résultats obtenus pour des cibles denses (1 g/cc). La compression de la mousse était suffisante pour concentrer une forte quantité d'atomes de cuivre. Ainsi nous sommes parvenus à observer, non seulement les électrons arrivés à la face arrière, mais aussi leur passage à travers la zone comprimée. Ceci est illustré sur la figure 7.15. Un exemple est donné sur la partie gauche de cette figure. La cible schématisée indique de quelle région provient le signal. Sur l'imagerie de profil, deux régions distinctes apparaissent. D'abord, la mousse comprimée présente une émission relativement faible, mais spatialement confinée, prouvant que des électrons rapides traversent cette mousse. Deuxièmement, une émission intense apparaît au niveau de la feuille de cuivre. Cela indique qu'un certain nombre d'électrons parviennent jusqu'à cette face arrière. Cela est également observé

sur l'exemple d'imagerie arrière : un disque lumineux est visible, de la même taille que la feuille de cuivre.

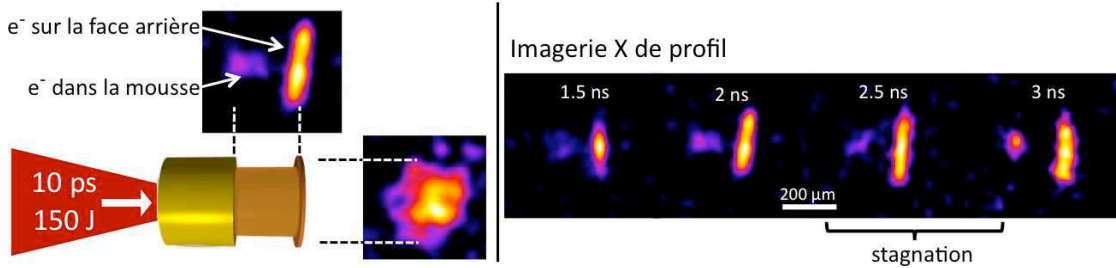


Figure 7.15: Exemples d'imagerie X de profil, pour des cibles de 1 g/cc. À gauche : cible schématisée, avec un exemple d'image de profil et de l'arrière. À droite : séquence d'images de profil, chacune correspondant à des électrons injectés à un instant différent.

Chaque image X présente deux régions distinctes : la mousse comprimée et la face arrière. La face arrière présente un signal plus intense. Sur les quatre exemples de la figure 7.15, on peut déjà voir quelques comportements généraux. Une première remarque notable est la taille transverse du faisceau d'électrons lorsqu'il passe dans la mousse cuivrée. Son extension transverse ne dépasse quasiment pas $50 \mu\text{m}$ de diamètre. Cela prouve que le cuivre est en relativement grande quantité à cet endroit : la compression apparaît à nouveau correctement réalisée, avec un diamètre final proche de $50 \mu\text{m}$.

D'autres observations méritent une attention minutieuse :

- ▷ Avec $\tau = 1.5 \text{ ns}$ (la compression n'est pas arrivée à son maximum) les électrons semblent se propager assez loin dans la mousse, formant un faisceau assez étendu. Lorsqu'ils parviennent à la face arrière, il apparaît une émission de taille relativement faible : 50 à $100 \mu\text{m}$. Cela semble montrer que la taille du faisceau est assez petite dans ce cas.
- ▷ Avec $\tau \gtrsim 2 \text{ ns}$ (la compression est à son maximum) les électrons semblent se propager moins loin. Cela peut indiquer, soit un plus fort ralentissement, soit une plus forte divergence. La seconde hypothèse semble davantage fondée puisque le faisceau, à son arrivée sur la face arrière, est de grande taille.

Les premières observations, à 1 g/cc, semblent indiquer une bonne collimation du faisceau avant que la compression soit totale, puis une moins bonne collimation au moment de la stagnation.

Passons maintenant aux cibles de 0.1 g/cc ou 0.3 g/cc. La densité de cuivre dans la mousse est trop faible pour émettre du signal détectable. Nous ne pouvons qu'utiliser l'émission provenant de la feuille de cuivre. La quantité intéressante ici est la taille du faisceau d'électrons lorsqu'il parvient sur cette face arrière, car elle renseigne sur la possible collimation ou divergence des électrons lors de leur passage dans le cylindre comprimé. Nous avons donc mesuré le diamètre typique (FWHM) du faisceau d'électrons observé au niveau de la feuille de cuivre, pour les différentes cibles. La figure 7.16 montre comment cette taille varie en fonction du moment τ où l'on injecte le faisceau d'électrons dans la mousse.

Pour les cibles de 0.1 ou 0.3 g/cc, la taille du faisceau décroît lorsque la compression progresse. Au contraire, les cibles de 1 g/cc exhibent un comportement inverse : plus la compression augmente, plus la taille est importante. On voit même un "saut" important entre $\tau = 1.5$ et 2 ns .

- ▷ Pour les cibles de *faible* densité, la collimation semble être *meilleure* à forte compression.
- ▷ Pour les cibles de *forte* densité, la collimation semble être *détériorée* à forte compression.

Nous tenterons plus loin de comprendre ces phénomènes à l'aide des simulations numériques. On peut déjà voir qu'en fonction de la compression, le comportement du faisceau électronique peut changer de

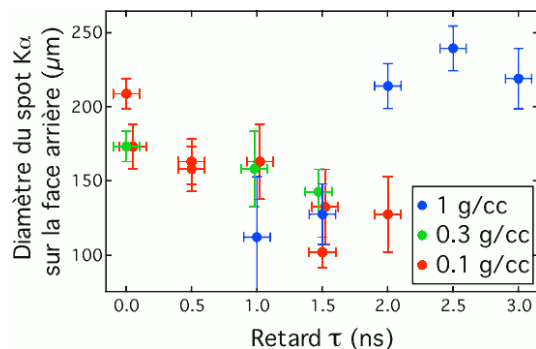


Figure 7.16: Taille du faisceau d'électrons lorsqu'il parvient à la face arrière, en fonction de l'instant τ où il a été injecté dans la cible comprimée.

façon importante. Il n'est pas possible de donner, pour l'instant, une explication à ces modifications de la collimation. Il s'agit peut-être d'effets magnétiques ou simplement collisionnels, et nous le déterminons dans la section 7.4.4.

Une remarque peut toutefois être faite sur les courbes que nous venons de donner dans la figure 7.16. Pour les cibles denses (1 g/cc), le "saut" apparaissant entre 1.5 et 2 ns correspond exactement au moment où le choc de compression converge au centre du cylindre, comme nous l'avons vu dans la figure 7.5. Cela n'est pas anodin, et nous serons en mesure de l'expliquer plus bas, à l'aide de simulations numériques. Pour les cibles moins denses, un tel saut n'est pas observé, et nous l'expliquerons également plus loin dans ce chapitre.

7.3.3 Température des électrons chauds

Comme décrit dans le chapitre précédent, un spectromètre à bremsstrahlung était présent lors de cette expérience (voir le schéma 7.13) afin de déterminer la distribution en énergie du faisceau d'électrons rapides. La description de ce type de spectromètre ainsi que la méthode pour analyser ses résultats sont données dans la section 4.5.2. Nous ne reviendrons pas dessus en détails, et nous contenterons ici de donner les résultats généraux.

La complexité importante de la cible empêche une reproduction numérique totale de la création et la propagation du bremsstrahlung dans la cible. Les résultats obtenus ne peuvent donc pas donner un spectre détaillé des électrons rapides. On suppose une distribution exponentielle du type $\exp(-E/T_h)$, où E est l'énergie des électrons et T_h une grandeur caractéristique dénommée température des électrons chauds, ou encore leur énergie moyenne. Le spectre de bremsstrahlung en est déduit et comparé aux mesures expérimentales. En faisant varier la valeur de T_h on peut en donner une valeur moyenne et une incertitude.

L'énergie moyenne des électrons rapides est typiquement mesurée entre 300 et 400 keV. Aucune dépendance notable n'a été décelée avec le retard τ .

Cette valeur correspond bien, selon la loi de Beg (équation (1.1)), à une intensité laser de $5 \times 10^{18} \text{ W} \cdot \text{cm}^{-2}$, prévue expérimentalement. Nous utilisons, dans la section suivante, cette énergie moyenne des électrons dans les simulations numériques.

7.4 Comparaison aux simulations

Les résultats expérimentaux que l'on vient de présenter ne semblent pas aisément interprétables. Notamment, la variation de la taille du faisceau électronique en fonction du stade de la compression mérite une étude approfondie.

Celle-ci est apportée par des simulations PIC et *hybrides*. Le code PIC Calder a permis la simulation du début de l'interaction afin de prévoir quelques caractéristiques du faisceau électronique. Le code hybride de Javier Honrubia (Université de Madrid) a été mis à profit pour décrire son transport sur toute sa durée. Ce travail partagé avec Arnaud Debayle a débouché sur une meilleure appréciation des phénomènes mis en jeu.

7.4.1 Le code PIC

La structure d'un code PIC a déjà été décrite dans la section 3.3. Nous avons ici utilisé le code CALDER pour reproduire numériquement l'interaction entre le laser et la feuille de nickel. Nous résumons ici les quelques résultats principaux obtenus sur le faisceau d'électrons créé par ce laser. Commençons par décrire les caractéristiques de cette simulation.

- ▷ Une petite partie de la cible de nickel est simulée en deux dimensions : $50 \mu\text{m}$ de profondeur et $150 \mu\text{m}$ dans la direction transverse. Dans la profondeur, les premiers $16 \mu\text{m}$ sont vides, les 20 suivants constituent le préplasma, et le reste est la cible solide. Ce préplasma a été estimé par une simulation hydrodynamique DUED (section 3.1) et inséré dans le code PIC de façon mono-dimensionnelle.
- ▷ Le pas spatial est de $0.01 \mu\text{m}$. La température initiale est fixée à 200 eV et la densité maximale est tronquée à $50 n_c$. Les particules sont au nombre de 20 par maille et par espèce.
- ▷ Le laser possède un temps de montée de 0.5 ps , puis reste constant jusqu'à la fin de la simulation, c'est-à-dire 1 ps supplémentaire.
- ▷ Le temps total de calcul avoisine les 48h sur plusieurs centaines de processeurs.

Distribution électronique en énergie

Donnons maintenant quelques résultats notables de cette simulation. Une grandeur qui nous intéresse en premier lieu est la distribution en énergie des électrons. La figure 7.17 donne le spectre moyen des électrons à leur sortie de la boîte simulée.

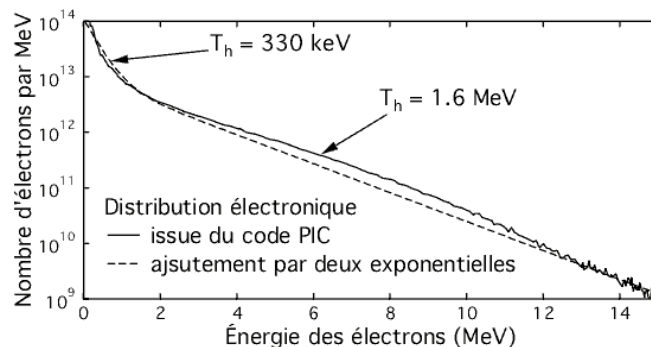


Figure 7.17: Spectre électronique moyen simulé par le code CALDER, et un ajustement par deux exponentielles. Deux contributions sont visibles : l'une d'énergie moyenne 330 keV et l'autre, plus chaude, d'énergie moyenne 1.6 MeV .

On observe deux pentes distinctes. La première, caractérisée par une température $T_h = 330$ keV, correspond aux mesures expérimentales obtenues plus haut à l'aide du spectromètre à bremsstrahlung. Elle correspond aussi à la valeur attendue avec la loi de Beg. À plus haute énergie, une pente différente de cette distribution est visible, donnant une température $T_h = 1.6$ MeV. Cela ne correspond plus aux mesures expérimentales, ni à la loi de Beg. Il est difficile de donner une conclusion quant à cette distribution électronique. Les mesures expérimentales ne sont peut-être pas capables de reproduire correctement le spectre au-delà de quelques MeV. Le code est peut-être aussi à mettre en cause, car surestimant l'accélération des électrons à cause de la cible ne reproduisant pas exactement les conditions expérimentales. Il nous faudra donc tester plusieurs distributions des électrons.

Distribution électronique en angle

Passons maintenant à l'étude de la divergence des électrons. Nous ne pouvons pas considérer une simple distribution angulaire de demi-largeur $\Delta\theta_{1/2}$, identique pour tous les électrons. En effet, le code PIC montre que l'angle des électrons dépend d'au moins deux paramètres importants : l'énergie des électrons (ou leur facteur de Lorentz γ) et la distance transverse y par rapport au centre du spot laser.

La dépendance en énergie de l'angle des électrons peut être ajustée par la formule [Honrubia2006]

$$\Delta\theta_{1/2} = \arctan\left(h\sqrt{\frac{2}{\gamma-1}}\right)$$

où h est un paramètre ajustable. Les simulations PIC ont montré que la divergence est de l'ordre de $\Delta\theta_{1/2} \sim 15^\circ$ pour les électrons de quelques MeV, et de $\Delta\theta_{1/2} \sim 25^\circ$ pour ceux de l'ordre du MeV ou en-dessous. Cela correspond à $h = 0.5$.

La dépendance sur la position transverse y est très importante, et constitue en fait le principal facteur de la divergence globale du faisceau [Debayle2010]. La figure 7.18 (à gauche) illustre cette dépendance en y . Plaçons un observateur sur l'axe du laser, au niveau du point A : les électrons sont dirigés vers l'avant en moyenne. Plaçons-le maintenant à une distance y du centre, c'est-à-dire au niveau du point B : les électrons possèdent un angle moyen θ_0 . Cela est simplement dû à la position de l'observateur, non pas à l'endroit de la tache focale, mais plus loin dans la cible, à une distance δ . On voit clairement, grâce au schéma de la figure 7.18, que l'angle moyen d'émission θ_0 doit valoir environ $\theta_0 = \arctan(y/\delta)$. Par conséquent, les électrons ne doivent pas tous être injectés vers l'avant en moyenne : ceux qui sont injectés à une distance y doivent posséder un angle moyen θ_0 .

Pour déterminer numériquement l'angle d'émission $\theta_0(y)$, nous l'avons mesuré dans le code PIC, et illustré dans la figure 7.18 (à droite). On remarque que pour $y = 0$, c'est-à-dire dans l'axe du laser, les électrons sont injectés avec $\theta_0 = 0$. Les électrons placés à $y = 60 \mu\text{m}$ possèdent quasiment un angle $\theta_0 = 90^\circ$. La courbe en rouge montre un ajustement par une fonction arctan. Nous obtenons un bon accord pour $\theta_0 = \arctan(y/\delta)$ avec $\delta = 20 \mu\text{m}$. On retrouve bien la formule prédite. Cela correspond très bien à une autre donnée issue des simulations PIC : la zone où la divergence est mesurée se trouve environ à une distance $\delta = 20 \mu\text{m}$ de la source électronique (nous choisissons ce point de référence pour les simulations hybrides de la section suivante).

Afin de résumer la distribution angulaire des électrons, nous pouvons l'écrire sous la forme suivante :

$$f(\theta) = \exp\left[-\left(\frac{\theta - \theta_0(y)}{\Delta\theta_{1/2}(\gamma)}\right)^2\right]. \quad (7.1)$$

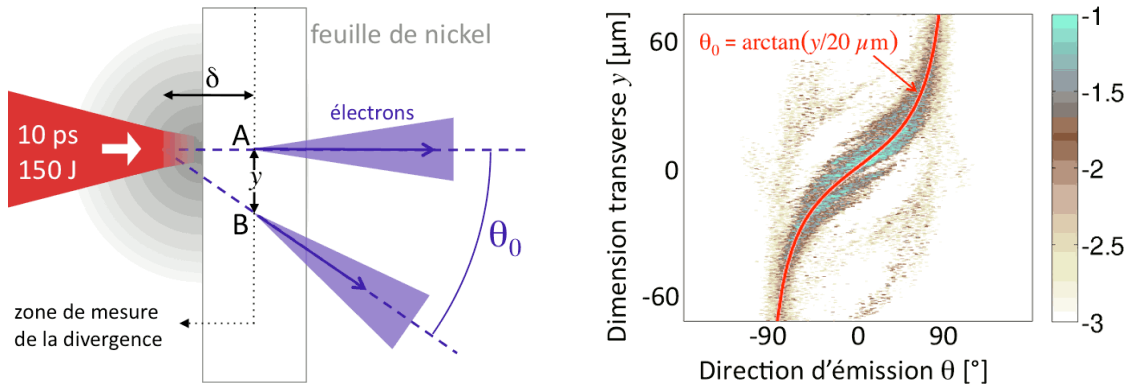


Figure 7.18: À gauche : illustration de l'angle des électrons dépendant de leur position. En A , les électrons vont globalement vers l'avant, alors qu'en B , ils vont globalement avec un angle θ_0 . À droite : θ_0 en fonction de y d'après la simulation PIC (pour des électrons d'énergie > 1 MeV). L'échelle de couleur correspond à un nombre d'électrons simulés, en échelle logarithmique.

Il s'agit d'une distribution gaussienne centrée autour de θ_0 comme l'explique le schéma sur la figure 7.18.

Énergie absorbée

Le code PIC prévoit une conversion de l'énergie laser en énergie des électrons rapides à plus de 50% (mesurée via le flux d'énergie cinétique des électrons rapides s'échappant de la zone d'interaction). Cette valeur très élevée ne tient pas compte de la part des électrons restant piégée dans le préplasma ou sortant par les côtés de la cible. Il est difficile d'estimer la quantité réelle d'électrons se propageant dans la cible. D'après les diverses mesures expérimentales existantes (voir section 1.3), une valeur de 10 à 20 % serait adéquate dans notre cas.

7.4.2 Le code hybride

Nous connaissons, grâce au code PIC, certaines caractéristiques du faisceau d'électrons au début de l'interaction, proche de la zone où les électrons sont accélérés. Passons maintenant au transport des électrons sur plusieurs picosecondes à l'intérieur de la cible comprimée.

Le fonctionnement d'un code hybride a déjà été expliqué dans la section 3.2.2. Pour résumer, il calcule le transport des électrons relativistes dans un plasma donné, mais pas leur génération par le laser. Il n'y a donc pas d'interaction laser-plasma dans ce code, simplement un faisceau initial d'électrons créant des champs et étant eux-même modifiés par ces champs. Les collisions sont aussi prises en compte.

Le faisceau électronique initial est défini par l'utilisateur avec les grandeurs suivantes.

- ▷ L'énergie moyenne des électrons, choisie à 400 keV, reproduit les mesures expérimentales. Elle correspond à la partie faible énergie obtenue dans le code PIC, mais ne prend pas en compte (pour l'instant) la partie haute énergie visible dans le graphe 7.17.
- ▷ La divergence du faisceau d'électrons est définie par la distribution donnée dans l'équation (7.1) avec les caractéristiques $h = 0.8$ et $\delta = 13 \mu\text{m}$. Ces données exagèrent légèrement la divergence obtenue dans le code PIC, afin de prévoir les incertitudes sur la qualité du laser et sur la forme complexe du préplasma.
- ▷ La conversion d'énergie vers les électrons a été testée à 10% et 50%.

Ces différents paramètres ne sont pas tout à fait identiques à ceux issus du code PIC, mais nous avons testé d'autres valeurs et montré qu'elles n'ont pas un effet important sur les résultats finaux. La divergence a été testée de $\delta = 10$ à $80 \mu\text{m}$ et l'énergie moyenne de 200 à 1200 keV.

La cible est décrite de façon bidimensionnelle avec une symétrie cylindrique. Dans la direction de l'axe du laser, la taille simulée est $240 \mu\text{m}$, c'est-à-dire l'exakte longueur du cylindre avec les feuilles de nickel et de cuivre de chaque côté. Dans la direction transverse, le rayon maximal est $140 \mu\text{m}$, un peu plus gros que le rayon initial du cylindre afin de prendre en compte une partie de la matière en expansion. Les profils hydrodynamiques provenant des simulations MULTI, que nous avons déjà présenté dans la figure 7.5, sont insérés dans le code, donnant donc 14 cas différents à calculer (deux densités et sept différents). Ces profils sont discrétisés selon un maillage uniforme de pas $1 \times 1 \mu\text{m}$.

Dans cette cible, la résistivité du plastique est calculée selon un modèle simple combinant le modèle de Spitzer, et une limite à basse température [Lee1984]. La résistivité η dépend de la fréquence de collisions ν selon $\eta = m_e \nu / (e^2 n_e)$ avec $\nu = \nu_{sat} \nu_{Sp} / (\nu_{sat} + \nu_{Sp})$ prise comme moyenne harmonique entre la fréquence de collision selon Spitzer ν_{Sp} et celle définissant le seuil à basse température $\nu_{sat} = \sqrt{k_B T_e / m_e} (4\pi n_i / 3)^{1/3}$.

Le pas de temps vaut 3 fs, pour un temps total simulé de 30 à 40 ps. Trois millions de particules sont injectées au total. Dans la pratique, la simulation dure quelques heures sur un seul processeur.

Le faisceau d'électrons est calculé de façon tri-dimensionnelle en vitesses. Il se propage dans la cible comprimée, puis atteint la face arrière constituée de cuivre. On y calcule alors l'émission K_α par la méthode expliquée en section 4.1.1. Cette émission est résolue spatialement, et l'on peut comparer les images K_α simulées avec les images expérimentales.

7.4.3 Importance du champ magnétique

Avant de se lancer dans l'analyse des résultats des simulations hybrides, revenons un instant sur le rôle du champ magnétique dans ces simulations. Nous avons vu dans la section 2.4.1 que le champ magnétique peut croître via différents mécanismes. Premièrement, il peut diffuser de façon significative après quelques picosecondes, c'est-à-dire à mesure que la neutralisation par le courant de retour se détériore. Ainsi, même si le temps de diffusion magnétique est généralement de quelques dizaines de picosecondes au moins [Davies2003], notre durée d'impulsion de 10 ps s'en approche un peu. Une petite différence de neutralisation peut causer l'apparition de champs magnétiques notables, peut-être à même de modifier la trajectoire des électrons.

Deuxièmement, le champ magnétique peut croître selon l'équation (2.12), c'est-à-dire en présence de gradients de résistivité ou de rotationnels de courants. En effet, un champ magnétique croît en présence d'un rotationnel de champ électrique ($\partial \vec{B} / \partial t = -\vec{\nabla} \wedge \vec{E}$), et ce champ \vec{E} peut être induit par la résistivité du milieu via la loi d'Ohm $\vec{E} = \eta \vec{j}_r$. En résumé, la formule $\partial \vec{B} / \partial t = \vec{\nabla} \wedge (\eta \vec{j}_b)$, où η est la résistivité et \vec{j}_b le courant des électrons chauds, montre que différents effets peuvent modifier la forme du faisceau d'électrons.

- ▷ Un rotationnel de courant $\vec{\nabla} \wedge \vec{j}_b$ produit un champ magnétique ayant tendance à collimater le faisceau d'électrons.
- ▷ Un gradient de résistivité produit un champ magnétique tendant à **ramener les électrons vers les zones de forte résistivité**. Ce cas doit être séparé en deux sous-parties.
 - ★ Si la température est élevée (typiquement $> 50 \text{ eV}$) et que la densité n'est pas trop élevée, le régime de Spitzer implique que les électrons rejoignent les zones de faible température.
 - ★ Si la température est faible, la résistivité dépend principalement de la densité. Les électrons

rejoignent alors les zones de faible densité.

Dans notre cas, les gradients de densité et de température sont d'une importance critique pour analyser le transport électronique.

Afin de comprendre où sont situés ces gradients, prenons un exemple parmi les différents cas disponibles. Choisissons le cas d'une mousse dense (1 g/cc) au temps $\tau = 1.5$ ns. Les profils théoriques de densité et de température sont rappelés sur la figure 7.19, et la carte de résistivité y est ajoutée.

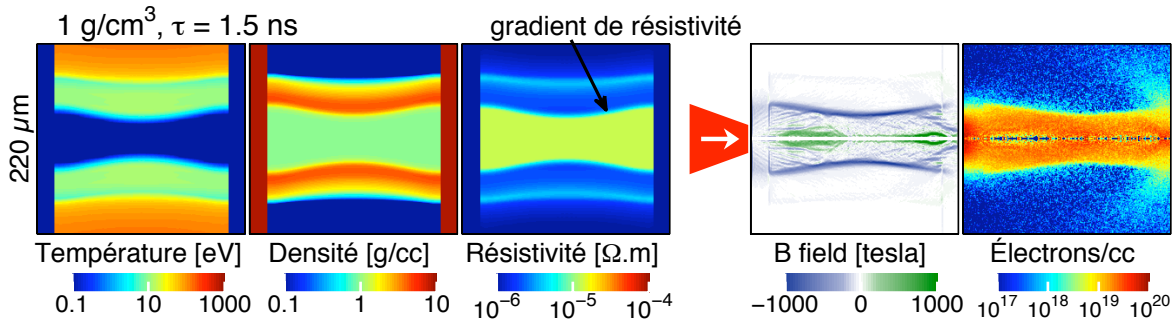


Figure 7.19: À gauche : exemple de gradients de résistivité pour une cible dense (1 g/cc) pour une injection des électrons au temps $\tau = 1.5$ ns. À droite : champ magnétique créé par le faisceau électronique et densité d'électrons rapides (> 10 keV) au bout de 15 ps de transport.

Les gradients de densité sont plus proches du centre que les gradients de température. Les premiers sont d'ailleurs très marqués. On comprend donc que, dans ce cas précis, ce sont les gradients de densité qui jouent le plus sur la propagation des électrons. En effet, sur la même figure, on remarque que le champ magnétique induit par le faisceau électronique apparaît au niveau du gradient de densité. Sa valeur maximale atteint 1000 T, et il est capable de collimater efficacement les électrons. Par conséquent, le faisceau électronique reste presque parfaitement collimaté jusqu'à la face arrière.

Les gradients de résistivité peuvent efficacement collimater le faisceau électronique au bout de quelques picosecondes, via le champ magnétique auto-induit.

7.4.4 Collimation du faisceau

Nous venons de voir que le champ magnétique auto-induit a tendance à ramener les électrons vers les zones de forte résistivité. Selon la configuration de la compression, cela peut mener à une collimation ou une décollimation des électrons.

Cibles denses : 1 g/cc

Dans le cas des cibles denses, nous venons de voir, sur la figure 7.19 que la collimation magnétique du faisceau d'électrons est très efficace au début de la compression, pour $\tau = 1.5$ ns. En effet, l'onde de choc est en train de converger vers le centre, et provoque un gradient de densité favorable à la collimation magnétique des électrons. Lorsque ces électrons parviennent à la face arrière en cuivre, ils provoquent l'émission de rayonnement K_α . Ce signal a été évalué numériquement : son diamètre vaut environ 100 μm , à $\tau = 1.5$ ns. On retrouve bien la mesure expérimentale que nous avons précédemment indiqué sur la figure 7.16. Rappelons que le faisceau électronique a été injecté avec une forte divergence dans la cible. Sans champ magnétique collimateur, le signal collecté aurait été spatialement uniforme. Un diamètre final de 100 μm prouve donc l'efficacité des champs magnétiques dans ce cas précis.

La petite taille mesurée du faisceau électronique (pour 1 g/cc à $\tau = 1.5$ ns) est expliquée par la collimation magnétique des électrons.

Passons maintenant à un temps $\tau = 2$ ns. Nous avons vu sur cette même figure 7.16 que la taille du faisceau électronique changeait brusquement, valant ici 200 à 250 μm . C'est-à-dire que le faisceau électronique n'est plus du tout collimaté. Pour comprendre ce surprenant effet, aidons-nous des simulations hybrides. Les résultats correspondants sont affichés sur la figure 7.20.

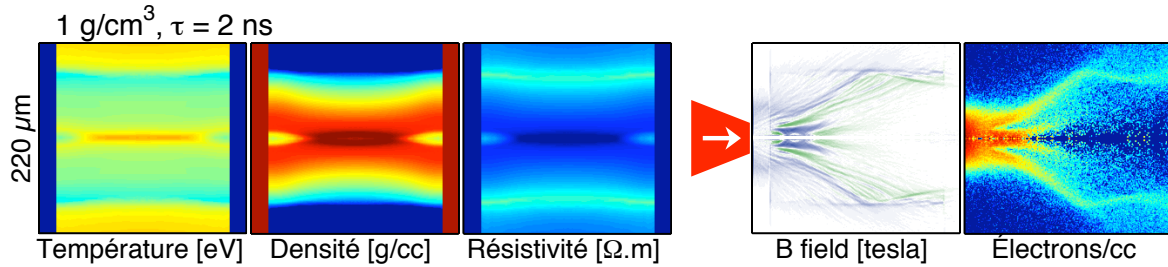


Figure 7.20: À gauche : température, densité et résistivité pour une cible dense avec $\tau = 2$ ns. À droite : champ magnétique créé par le faisceau électronique et densité d'électrons rapides au bout de 15 ps. Les échelles de couleurs sont identiques à celles de la figure 7.19.

On voit clairement que le comportement, lorsque les électrons sont injectés au temps $\tau = 2$ ns, est totalement différent que pour $\tau = 1.5$ ns. En effet, le choc est arrivé au centre du cylindre : la température et la densité sont maximales au centre. Il s'ensuit une résistivité faible au centre. Sans gradient de résistivité adéquat, le champ magnétique induit n'est pas efficace et ne peut pas collimater les électrons. Le faisceau électronique apparaît fortement divergent. Cela explique pourquoi les mesures expérimentales montraient un faisceau d'électrons très large.

À 1 g/cc, la brusque augmentation de la taille mesurée du faisceau électronique est due au choc parvenant au centre du cylindre. Les gradients de résistivité disparaissent, et le faisceau électronique n'est plus collimaté.

Cibles peu-denses : 0.1 g/cc

Le cas des cibles peu denses est très différent des cibles denses. Expérimentalement, on ne voit pas de brusque variation de la taille du faisceau électronique, même lorsque l'onde de choc converge au centre du cylindre (voir figure 7.16). Expliquons ce phénomène par les simulations hybrides.

Juste avant la convergence du choc au centre du cylindre, c'est-à-dire avec une injection des électrons au temps $\tau = 1$ ns, le comportement du faisceau d'électrons est indiqué dans la figure 7.21. On retrouve la même configuration que pour les cibles denses, à savoir de forts gradients de résistivité tendant à collimater les électrons. En effet, le front de choc procure ces forts gradients. Le champ magnétique intense forme un canal dans lequel les électrons sont confinés jusqu'à la face arrière. La taille finale du faisceau est d'environ 140 μm , très proche des mesures expérimentales.

Après la convergence du choc, c'est-à-dire $\tau = 1.5$ ns, les résultats numériques sont présentés sur la figure 7.22. À l'image des cibles denses, le faisceau commence par une importante divergence à cause de la disparition des gradients de résistivité. On observe un creusement important en son centre, causé notamment par un gradient inversé. Cependant, cette divergence est rapidement compensée et on obtient un faisceau se propageant sous la forme d'un tube creux. Pour comprendre cela, remarquons que malgré l'absence d'un canal central assurant les gradients de résistivité adéquats, la cible est enveloppée par un plasma peu dense mais très chaud (> 200 eV). Ce gradient de température se

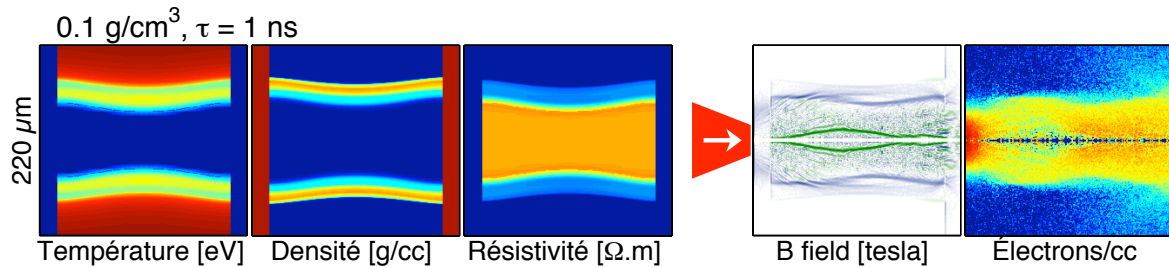


Figure 7.21: À gauche : température, densité et résistivité pour une cible peu dense avec $\tau = 1$ ns. À droite : champ magnétique créé par le faisceau électronique et densité d'électrons rapides au bout de 15 ps. Les échelles de couleurs sont identiques à celles de la figure 7.19.

traduit par un nouveau gradient de résistivité. Même faible, celui-ci est capable de créer un champ magnétique suffisant pour collimater une grande partie des électrons rapides, autour d'une zone creuse. C'est donc la forte température présente autour de la zone dense qui tend à ramener les électrons dans l'axe. Ensuite, le faisceau perd progressivement son aspect de tube, notamment à cause des collisions.

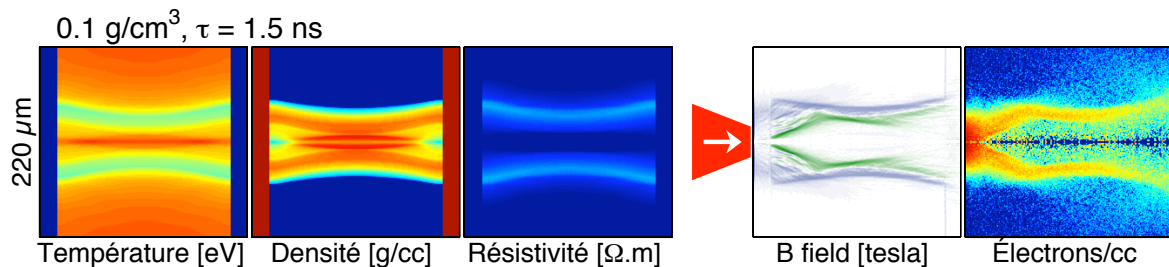


Figure 7.22: À gauche : température, densité et résistivité pour une cible peu dense avec $\tau = 1.5$ ns. À droite : champ magnétique créé par le faisceau électronique et densité d'électrons rapides au bout de 15 ps. Les échelles de couleurs sont identiques à celles de la figure 7.19.

À 0.1 g/cc, la convergence du choc au centre du cylindre ne provoque pas l'explosion du faisceau d'électrons : la température entourant la zone dense est suffisante pour créer un nouveau gradient de résistivité et donc une collimation efficace.

Bilan sur la collimation du faisceau

Pour estimer le comportement général du faisceau d'électrons prédit par les simulations vis-à-vis des mesures expérimentales, on peut comparer la taille du signal K_α obtenu dans les deux cas, au niveau de la feuille de cuivre. Cela est réalisé sur la figure 7.23.

Les mesures expérimentales de la taille du faisceau d'électrons apparaissent bien reproduites par les simulations. On retrouve notamment, à 1 g/cc, une décollimation du faisceau au moment où le choc converge.

Ce bon accord prouve une bonne reproduction des phénomènes physiques généraux par le code hybride. Pour les résumer, au début de la compression, le choc implique des gradients de résistivité favorables à une bonne collimation des électrons. Une fois que le choc a convergé, les gradients de résistivité sont dans le mauvais sens et tendent à faire diverger le faisceau. Cela ne se produit pas pour les cibles peu denses, car la forte température entourant la zone dense provoque aussi un gradient de résistivité capable de ramener les électrons vers le centre, et de les guider selon une structure annulaire.

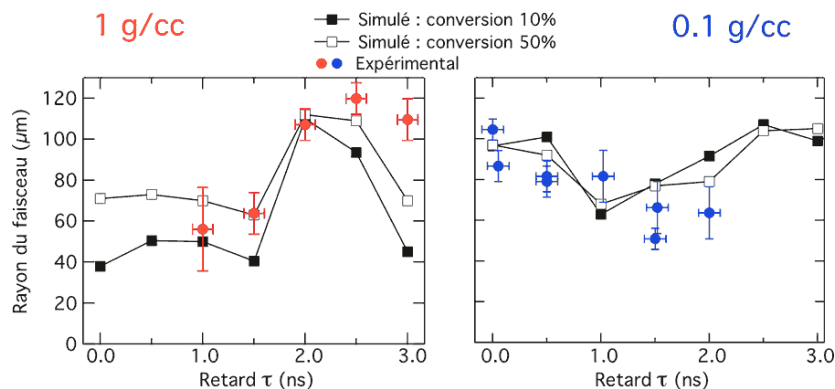


Figure 7.23: Rayon du signal K_α simulé (taille du faisceau électronique), comparé aux mesures expérimentales, avec des cibles de 1 et 0.1 g/cc. Les simulations sont présentées pour une conversion laser/électrons de 10 et 50%.

Remarquons que la différence entre une conversion laser/électrons de 10 ou de 50 % ne donne que très peu de différences sur les résultats finaux. On en déduit que dans les deux cas, le courant électronique est suffisant pour générer le champ magnétique collimateur. La quantité d'électrons n'a pas une grande influence sur la structure finale du faisceau électronique, en tous cas dans nos conditions expérimentales.

7.4.5 Baisse du signal Cu- K_α

Nous avons observé, en traçant la fraction $f_{Cu/Ni}$ en fonction de τ sur la figure 7.14, qu'une forte décroissance du signal est mesurée lorsque la compression est importante. La première idée qui vient à l'esprit est que la compression implique un freinage important des électrons (à cause de la densité plus importante), alors incapables d'atteindre la face arrière. Cependant, le code hybride, prenant en compte ce freinage (le pouvoir d'arrêt tabulé est inclus dans le code), montre que cet effet n'est pas suffisant pour expliquer les résultats expérimentaux. Voyons pour cela la figure 7.24. Une faible décroissance du signal est prévue par les simulations, mais elle n'est pas suffisante pour expliquer les résultats expérimentaux, et ce qu'il s'agisse de cibles denses ou peu denses. En effet, les électrons suivent généralement les zones de faible densité, c'est-à-dire où le freinage est moindre. Ils ne le subissent que très peu, et c'est pourquoi les simulations ne prévoient pas beaucoup de décroissance du signal K_α .

L'influence d'autres paramètres a été testée afin d'éclaircir cette différence. Notamment, nous avons observé une modification des résultats en faisant varier l'énergie moyenne des électrons, leur divergence initiale ou leur nombre. Par exemple, sur la figure 7.25, on a tracé le signal K_α en fonction de deux paramètres : δ (contrôlant la divergence du faisceau) et l'énergie moyenne des électrons.

Il existe certes une variation notable de la valeur du signal : le signal augmente pour une faible divergence (δ élevé), et diminue pour des électrons de forte énergie moyenne T_h . Cependant, ces comportements ne s'avèrent pas très dépendants de τ . En effet, nous avons tracé ces courbes pour deux valeurs de τ différentes (en rouge et vert sur les graphes) ; elles donnent toutes deux une variation très similaire du signal en fonction de δ ou T_h . Ainsi, en modifiant un des paramètres δ ou T_h , la valeur du signal change, mais cette variation est identique pour chaque valeur de τ . Par conséquent, ces paramètres δ et T_h ne semblent pas pouvoir modifier l'aspect des courbes théoriques que nous avons tracé sur la figure 7.24. Ils ne suffisent pas pour expliquer la forte décroissance expérimentale par rapport aux résultats numériques.

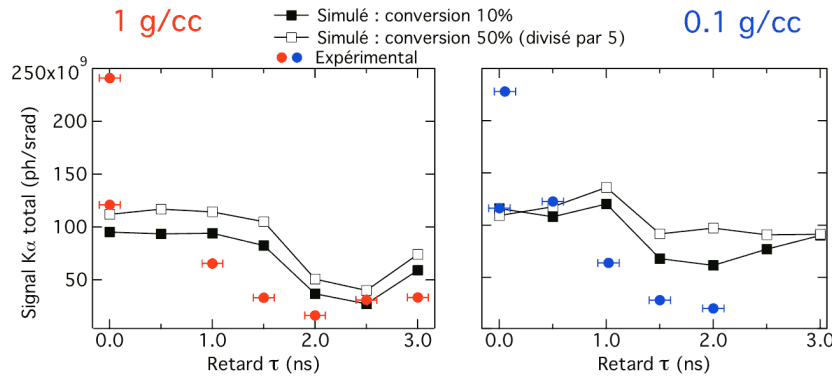


Figure 7.24: Signal Cu-K_α total simulé, comparé aux mesures expérimentales, avec des cibles de 1 et 0.1 g/cc. Les simulations sont présentées pour une conversion laser/électrons de 10 et 50%. Dans le cas d'une conversion à 50%, le signal est divisé par 5 pour être comparé correctement au cas 10%.

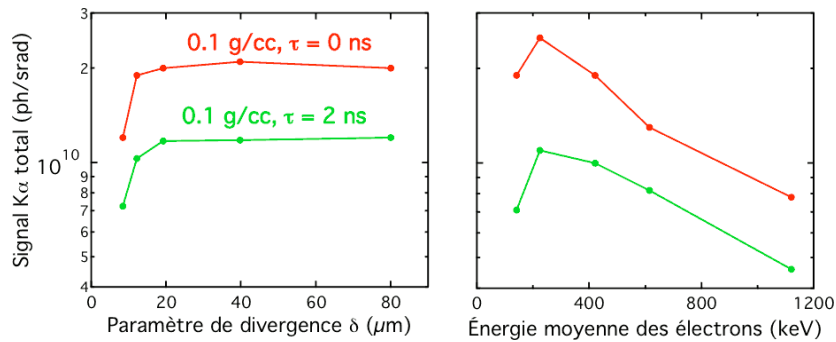


Figure 7.25: Signal K_α total simulé, en faisant varier la divergence (paramètre δ , voir figure 7.18) ou l'énergie moyenne T_h des électrons. Les courbes rouges correspondent à une injection des électrons à $\tau = 0$ ns (début de la compression) et les vertes à $\tau = 2$ ns.

Pour comprendre cette différence que nous avons remarqué dans la figure 7.24, il faut considérer des phénomènes n'étant pas pris en compte dans les simulations. Citons-en quelques-uns :

- ▷ Lorsque la compression progresse, un vaste plasma d'ablation est créé autour de la cible. Il amoindrit le champ électrostatique de rappel, diminuant ainsi la recirculation des électrons. Sans cette recirculation, on peut s'attendre à ce que le signal soit plus faible dans la réalité que dans les simulations, lorsque $\tau > 0$ ns. C'est peut-être pour cela que le signal décroît plus vite que prévu. Cependant, la recirculation augmenterait seulement d'un facteur 2 la quantité de signal K_α , ce qui n'est pas suffisant pour expliquer totalement la baisse de ce signal. Cet effet pourrait en expliquer une partie (par exemple au début de la compression), mais il ne semble pas suffisant.
- ▷ La feuille de nickel peut être détériorée, soit par la pression du choc convergent, soit par le plasma d'ablation parvenant à rentrer dans le bouclier d'or. La création des électrons peut alors être modifiée : ils peuvent être davantage divergents ou plus rapides, et donc moins faciles à collimater. Ceci tendrait à faire décroître plus vite le signal que ce que prévoient les simulations. La feuille de cuivre pourrait également être modifiée lors de la compression. Son expansion et son chauffage peuvent modifier la circulation des électrons. En effet, si le cuivre s'étend dans le vide, les électrons pourraient subir moins de rappel électrostatique, et donc générer moins de signal. Cette modification de la couche de nickel ou de cuivre ne peut intervenir que lorsque le choc arrive proche du centre, c'est-à-dire au bout d'1.5 - 2.5 ns. Il

semble qu'une telle éventualité ne puisse pas bien expliquer la décroissance du signal car elle interviendrait trop tard.

- ▷ Le plasma d'ablation, s'il obstrue le bouclier en or, peut modifier la qualité du laser 10 ps (réfraction, diffusion, etc.), et donc altérer la génération du faisceau électronique. Cette contribution semble raisonnable au bout de 1 ns, lorsque l'expansion du plasma est suffisante, mais elle reste très difficile à estimer.

Ces effets n'ont pas été étudiés à cause de la trop grande difficulté à simuler l'expansion des feuilles de cuivre et de nickel, la réfraction du laser, ainsi que la recirculation des électrons dans un grand volume.

7.5 Bilan

L'expérience présentée dans ce chapitre constitue le principal objectif de cette thèse. Elle a apporté les premières mesures sur la propagation des électrons dans un milieu cylindriquement comprimé par laser. Outre le fait que nous avons pu réaliser et diagnostiquer correctement la compression (par comparaison avec les simulations), le principal résultat issu de cette étude est la démonstration d'une influence conséquente des champs auto-induits sur le transport électronique. Cela est rendu possible par l'atypique durée de 10 ps de l'impulsion courte, et par la forte résistivité des matériaux utilisés, adaptés à une forte croissance des champs magnétiques.

Nous avons démontré que la forme du faisceau électronique dépend fortement de la structure de la cible comprimée, et principalement des gradients de résistivité : ceux-ci sont une source importante des champs magnétiques auto-induits. Deux façons pour collimater le faisceau ont été mises en évidence.

- ▷ Avant que le choc de compression ait convergé au centre du cylindre, la forte résistivité de la région centrale assure un confinement des électrons.
- ▷ Après la convergence du choc, les gradients de résistivité sont inversés, et le faisceau électronique diverge. Mais si la température entourant la zone comprimée est suffisamment forte, cela peut compenser ces gradients et assurer une collimation des électrons.

Peu d'expériences permettent de tester l'existence de tels phénomènes mettant en jeu des champs résistifs. L'accord avec les simulations hybrides encourage leur utilisation dans ce cadre, et montre leur efficacité. Plus précisément, aucune expérience n'avait jusque là étudié le transport électronique en compression cylindrique. Une expérience récente [Nakamura2008] a effectué la compression puis injecté des électrons rapides, mais seule une mesure de la production de neutrons attestait de leur présence. Leur transport n'était pas mesuré. D'autre part, deux expériences ont permis l'étude des champs magnétiques résistifs dans une géométrie plane [Kar2009] ou cylindrique [Ramakrishna2010]. Elles ont montré qu'une structure adéquate des cibles peuvent favoriser l'apparition de champs magnétiques collimatant les électrons rapides. Cependant, il s'agissait dans les deux cas de matériaux à l'état solide (les gradients de résistivité étaient créés par l'adjonction de deux matériaux de résistivité initiale différente), donc moins pertinents pour l'allumage rapide. Ces divers exemples confirment l'importance de nos mesures par comparaison avec les précédentes études.

Par rapport à l'allumage rapide, nos résultats, quoique sous-dimensionnés, sont tout à fait pertinents. En effet, la durée de l'impulsion courte (10 ps) est adaptée à ce schéma, et la présence de gradients de résistivité devient alors un point crucial du transport électronique. La géométrie, toutefois, est cylindrique au lieu d'être sphérique. Dans l'allumage rapide, cette symétrie sphérique est brisée par le faisceau électronique même ou par le canal pré-formé, ou encore par l'éventuel cône

inséré dans la capsule de combustible. Il existe donc une zone dans laquelle les gradients de résistivité sont disposés de façon cylindrique. C'est pourquoi une symétrie cylindrique possède un intérêt certain pour l'étude de ce schéma. De plus, les expériences utilisant une telle géométrie sont beaucoup plus adaptées à un certain nombre de diagnostics et à une compréhension claire des phénomènes physiques.

D'autre part, l'utilisation de lasers plus énergétiques pour une plus forte compression et un courant d'électrons plus intenses, pourrait étendre la même étude à des conditions plus proches de l'allumage rapide. Certaines installations laser sont en mesure de réaliser de telles expériences, qui pourraient éclaircir encore certains de ses aspects.

Conclusions et perspectives

Motivé par le concept d'allumeur rapide, la compréhension du transport des électrons rapides dans la matière solide puis comprimée constitue le cœur de cette thèse. Depuis une quinzaine d'années maintenant, la génération d'électrons rapides par une impulsion laser ultra-intense est devenue un sujet de recherche actif, appuyé sur diverses applications. Outre l'allumage rapide, on s'y intéresse désormais pour étudier la matière dense et chaude, pour accélérer un faisceau d'ions, ou pour fournir une source de rayonnements ultra-brève.

La première dizaine d'années de recherche expérimentale sur ces sujets a révélé une quantité importante d'informations sur les processus d'interaction entre un laser énergétique et bref sur la matière solide. Différents phénomènes accélérant les électrons à des vitesses relativistes ont été découverts ou éclaircis. Le transport de ces mêmes électrons, intervenant ensuite, a été le sujet de nombreuses études, mais n'est encore que partiellement compris. La part des effets collectifs par rapport aux effets collisionnels est d'ailleurs incertaine et apparemment fortement dépendante des paramètres du laser et de la cible utilisés. Rares furent les expériences à même de déterminer les causes premières des effets observés. Les mesures de la conversion de l'énergie laser en électrons, de la taille du faisceau électronique et de leur énergie moyenne restent rarement reliées à des modèles physiques. Ces notions souffrent d'ailleurs de définitions variables et d'une certaine disparité d'interprétations.

D'autre part, les améliorations graduelles des lasers et des instruments de mesure ont amené des détails nouveaux. Par exemple, la réduction de la taille du préplasma modifie sensiblement les caractéristiques des électrons rapides. De façon plus générale, on s'aperçoit que la qualité des lasers et des cibles joue un rôle primordial pour comprendre l'interaction laser-plasma dans ce régime. Les diagnostics, comprenant maintenant à la fois les domaines d'émission visible, des rayons X, voire gamma, ou encore basés sur les protons ou les électrons, sont de plus en plus étudiés et parviennent, quant à eux, à des mesures toujours plus précises et mieux comprises.

Concernant l'étude numérique de ces phénomènes, une évolution progressive des modèles et des moyens techniques procure une compréhension mieux aboutie des processus physiques. Par exemple, la génération de champs électromagnétiques, et plus généralement des phénomènes collectifs, est désormais possible sur plusieurs picosecondes grâce aux codes hybrides. Les progrès successifs sur la modélisation numérique du présent sujet sont suivis par une amélioration régulière de la capacité de calcul : des simulations PIC tridimensionnelles sont encore hors de portée, mais pourraient le devenir à moyen terme.

En joignant les efforts expérimentaux et numériques, des progrès importants ont été accomplis sur le transport électronique dans la matière dense. Cette thèse se place dans le même axe d'étude,

proposant de nouvelles mesures et interprétations des phénomènes associés. Tout en continuant la recherche sur l'interaction entre le laser et une cible solide, elle apporte un éclairage nouveau sur le transport des électrons dans une cible comprimée. Ce cadre s'approche mieux de l'allumage rapide où une forte compression d'un matériau fusible est nécessaire. Nous proposons ici, en plus de nouveaux approfondissements sur le cas de cibles solides, une expérience mettant en jeu des cibles comprimées par laser.

- ▷ La thèse débute sur trois chapitres constitués principalement de rappels généraux. Ils sont basés respectivement sur les connaissances théoriques, numériques, et enfin expérimentales, requises dans les chapitres suivants.
- ▷ Le chapitre 5 décrit une expérience consistant à chauffer des cibles solides par laser. Les électrons rapides produits par le laser ultra-bref (300 fs) circulent dans le matériau solide et le chauffent fortement (dizaines d'eV). L'utilisation de cibles de petite taille permettent à ces électrons de recirculer plusieurs fois et donc de chauffer davantage la matière. Nous avons ainsi observé une forte élévation de la température (> 100 eV avec une énergie laser de 5 à 10 J) pour des cibles de $50 \mu\text{m}$ de diamètre. Le résultat le plus important est une démonstration de la dégradation de ce chauffage en présence d'un préplasma. La plupart des lasers, en raison de leur mauvais contraste, impliquent forcément un tel préplasma, et nous avons montré qu'il détériore grandement la qualité du faisceau d'électrons ainsi que le chauffage qu'il provoque. En effet, en supprimant le préplasma, une efficacité quatre fois supérieure du chauffage a été mesurée. Des simulations PIC sont parvenues à en expliquer les raisons. Principalement, en présence d'un préplasma, les électrons sont créés de façon plus divergente et plus distante à la partie dense de la cible. Leur dilution est alors prononcée, et la température plus faible. D'autre part, le champ magnétique présent dans le préplasma piège un tiers des électrons avant que ceux-ci ne parviennent jusqu'à l'intérieur de la cible. Au contraire, sans préplasma, la création des électrons apparaît moins divergente et directement dans la partie dense de la cible. La forte concentration des électrons rapides assure un fort chauffage de la cible.
- ▷ Le chapitre 6 présente une nouvelle approche pour la mesure de la divergence des électrons rapides. Habituellement réalisée à l'aide de cibles multicouches, elle est basée sur la détection de la taille du faisceau en différentes profondeurs. Nous montrons d'abord que cette méthode de mesure conduit souvent à des résultats erronés et à une mauvaise interprétation de la notion de divergence, puis expliquons comment l'améliorer : un nouveau type de cible est présenté et expérimentalement testé. Il s'agit de cibles planes, comme pour les expériences précédentes, mais le laser est focalisé sur la tranche, et non pas directement sur une des deux faces. De cette façon, on détecte une image plus complète du faisceau d'électrons rapides. Elle permet une meilleure mesure de leur divergence, ce qui sera réalisé de façon systématique prochainement. Une autre qualité incontestable de ces cibles novatrices est la possibilité de n'utiliser qu'un seul tir laser pour mesurer cette divergence. D'habitude, plusieurs tirs sont nécessaires, et une importante variation est observée tir-à-tir, impliquant une incertitude élevée. Ces problèmes, maintenant évités, permettront, dans un futur très proche, une étude de la divergence en faisant varier plusieurs paramètres expérimentaux. Notons qu'une autre étude de la divergence électronique est succinctement décrite dans ce même chapitre. Elle semble indiquer que la suppression du préplasma assure une divergence bien plus réduite, ce que nous avons déjà conjecturé dans le chapitre 5.
- ▷ La dernière expérience décrite ici, dans le chapitre 7, constitue la première étude du transport électronique même, dans la matière cylindriquement comprimée. Elle s'approche davantage de

l'allumage rapide que les études de transport dans la matière froide, et c'est là le point central de la thèse. Outre la bonne réalisation et mesure de la compression, plusieurs caractéristiques importantes du transport électronique ont pu être mesurées. Retenons surtout la démonstration de l'importance des champs magnétiques auto-induits : à l'aide de simulations hybrides, nous avons montré que les gradients de résistivité créés lors de l'implosion induisent des champs intenses, modifiant la forme du faisceau électronique. Les électrons peuvent être, selon les cas, collimatés ou divergents à cause des champs magnétiques. L'existence de tels champs est due, en plus de la configuration cylindrique des gradients de résistivité, à la longue durée du faisceau électronique (10 ps) et à la forte résistivité du plasma.

Les simulations hybrides, ayant correctement reproduit les résultats expérimentaux en indiquant l'importance de ces champs magnétiques, ont ainsi été testées. Elles sont d'une utilité majeure pour comprendre et prévoir la physique du transport électronique.

Globalement, les différents résultats obtenus apportent un éclairage sur plusieurs points concernant les électrons suprathermiques créés par un laser intense. La compréhension de différents paramètres, tels que la divergence des électrons et l'influence du préplasma, a progressé. Cela constitue des données importantes pour choisir les paramètres de la cible et des lasers utilisés dans le cadre de l'allumage rapide. Aucune conclusion certaine ne peut être proposée pour l'instant, mais il semble falloir s'orienter vers un contrôle adéquat du piédestal laser afin d'assurer une bonne maîtrise de l'état de la surface d'interaction. D'un autre côté, ayant montré l'importance des champs auto-induits dans le guidage des électrons, il vient à l'esprit que des études similaires, mais dans des conditions plus proches de l'allumage rapide (plus dense, géométrie sphérique) devront être tentées. Le rôle des champs magnétiques pourrait changer la donne dans le choix des différents paramètres. Quelle durée pour l'impulsion laser ? La divergence initiale des électrons compte-t-elle vraiment ?

Ne pouvant clairement pas conclure dès maintenant sur la faisabilité de l'allumage rapide, indiquons ici quelques progrès futurs suggérés par les études menées durant la thèse.

- ▷ Les cibles transverses du chapitre 6 seront utilisées pour connaître rapidement l'influence de divers paramètres sur la divergence des électrons. Notamment, l'intensité du laser, la taille du préplasma et la durée d'impulsion sont des grandeurs dont on ne connaît pas bien le rôle pour l'instant. Des expériences similaires sont déjà prévues pour un futur proche.
- ▷ La compression cylindrique devra également être réitérée dans des conditions un peu plus proches de l'allumage rapide. Ayant déjà été réalisée une fois, cette expérience pourra désormais éviter un bon nombre d'écueils techniques. Les différents diagnostics, les cibles, la configuration des lasers (etc.) pourront évoluer en fonction des connaissances déjà acquises.
- ▷ Les champs magnétiques résistifs mis en évidence dans l'expérience de compression cylindrique n'ont jamais été directement observés. Avec des cibles plus simples (non-comprimées) il pourrait être possible de les observer plus directement, par exemple en sondant la cible à l'aide d'un faisceau annexe de protons. Cette possibilité n'est encore que très hypothétique, mais mérite une grande attention.
- ▷ Du point de vue des diagnostics, plusieurs travaux sont à entreprendre. D'abord, nous ne disposons pas de système d'imagerie X à haute énergie (~ 100 keV). Cela nous permettrait une meilleure mesure des électrons rapides en éliminant la contribution des électrons trop lents, afin de déterminer le rôle de ceux qui importent le plus pour l'allumage rapide (1 à 10 MeV). Des essais sont prévus dans un futur proche. Ensuite, aucun spectromètre X résolu en espace n'existe pour nos conditions expérimentales, et il serait très instructif de connaître la répartition spatiale de la température. Finalement, les lasers actuels possédant de plus en plus de faisceaux

lasers multiples, les sources externes de rayons X ou de particules devront être mieux maîtrisées. L'utilisation de ces sources devra aussi requérir des diagnostics de plus en plus performants, sachant que, dans le cadre de l'allumeur rapide, la grande quantité d'énergie apportée par les différents lasers produit un bruit de fond considérable.

A Théorie de Nanbu - version relativiste

Dans un code PIC (section 3.3), les collisions ne sont pas naturellement calculées. La théorie de Nanbu décrite dans la section 3.3.3 indique la marche à suivre pour dévier une particule connaissant sa vitesse et les caractéristiques du milieu. Nous en proposons ici une amélioration relativiste.

Fréquence de collision relativiste

La théorie de Nanbu nécessite de connaître la forme relativiste de la grandeur $s = 1/2N \langle \theta^2 \rangle$ où N est le nombre de collisions pendant le pas de temps Δt et $\langle \theta^2 \rangle$ la moyenne quadratique de l'angle de déviation de chaque collision. La quantité s s'apparente à une fréquence de collision que nous calculons ici. Commençons par quelques définitions :

- ▷ Considérons d'abord deux espèces de particules, chacune pouvant être constituée soit d'électrons, soit d'ions. Numérotons 1 et 2 ces espèces. Chacune de ces deux espèces possèdent des charges q_1 et q_2 , des masses m_1 et m_2 , et des densités volumiques n_1 et n_2 , respectivement. Pour calculer la fréquence de collision, prenons une unique particule de l'espèce 1 (le projectile) traversant un grand nombre de particules de l'espèce 2 (la cible). Le projectile, d'espèce 1, possède une impulsion \vec{p}_1 , une vitesse \vec{v}_1 et un facteur de Lorentz γ_1 . La cible est supposée être constituée de particules d'espèce 2 ayant toutes la même vitesse et la même direction. Les quantités correspondantes sont notées \vec{p}_2 , \vec{v}_2 et γ_2 .
- ▷ Dans le code CALDER toutes les quantités sont normalisées afin d'être sans unités. Notons-les en majuscules cursives pour les différencier des grandeurs habituelles :

$$\vec{\mathcal{P}}_i = \frac{\vec{p}_i}{m_i c}, \quad \vec{\mathcal{V}}_i = \frac{\vec{v}_i}{c}, \quad \mathcal{N}_i = \frac{n_i}{n_c}, \quad \mathcal{Q}_i = \frac{q_i}{e}, \quad \mathcal{M}_i = \frac{m_i}{m_e}, \text{ etc.}$$

où $i = 1$ ou 2 . Le pas de temps est normalisé par la pulsation du laser selon $\Delta \mathcal{T} = \omega_0 \Delta t$.

- ▷ Pour une unique collision, le repère du centre de masse est plus approprié. Nous notons par une étoile [*] les grandeurs exprimées dans ce référentiel. La vitesse de ce centre de masse et son facteur de Lorentz valent

$$\vec{\mathcal{V}}_{\text{CM}} = \frac{r \vec{\mathcal{P}}_1 + \vec{\mathcal{P}}_2}{r \gamma_1 + \gamma_2} \quad \text{et} \quad \gamma_{\text{CM}} = (1 - \mathcal{V}_{\text{CM}}^2)^{-1/2}$$

où $r = m_1/m_2$.

Par définition, la section efficace de collision σ est reliée au nombre N de collisions par unité de temps Δt selon la formule $N/\Delta t = \sigma |v_{rel}| n_2$ où v_{rel} est la vitesse relative. Utilisons alors un invariant relativiste bien utile $\sigma |v_{rel}| \gamma_1 \gamma_2 = \sigma^* |v_{rel}^*| \gamma_1^* \gamma_2^*$ [Lifshitz1951] pour déduire finalement

$$N = \sigma^* |v_{rel}^*| \frac{\gamma_1^* \gamma_2^*}{\gamma_1 \gamma_2} n_2 \Delta t. \quad (\text{A.1})$$

D'un autre côté, nous connaissons [Frankel1979] la section efficace différentielle pour une collision relativiste :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \left(\frac{2 q_1 q_2}{4\pi\epsilon_0} \frac{1 + v_1^* v_2^*/c^2}{p_1^* v_{rel}^*} \right)^2 \frac{1}{\theta^4}$$

ce qui s'intègre pour calculer la moyenne quadratique de l'angle de déviation θ en fonction du logarithme coulombien $\ln \Lambda$:

$$\langle \theta^2 \rangle = \frac{1}{\sigma^*} \frac{\ln \Lambda}{2\pi} \left(\frac{q_1 q_2}{\epsilon_0} \frac{1 + v_1^* v_2^*/c^2}{p_1^* v_{rel}^*} \right)^2. \quad (\text{A.2})$$

En combinant les équations (3.1), (A.1) et (A.2), ainsi que deux formules issues du papier de Frankel [Frankel1979] : $\gamma_1^* = (1 - \vec{v}_{CM} \cdot \vec{v}_1/c^2) \gamma_{CM} \gamma_1$ and $\gamma_2^* = (1 - \vec{v}_{CM} \cdot \vec{v}_2/c^2) \gamma_{CM} \gamma_2$, nous parvenons à l'expression finale du paramètre s :

$$s = s_0 \mathcal{N}_2 \Delta \mathcal{T} \ln \Lambda \frac{(\mathcal{Q}_1 \mathcal{Q}_2)^2}{\mathcal{M}_1^2} \frac{\gamma_{CM} \mathcal{P}_1^*}{\gamma_1 \gamma_2 (r \gamma_1 + \gamma_2)} \left(\frac{\gamma_1 \gamma_2 \gamma_{CM}^2}{\mathcal{P}_1^{*2}} \left(1 - \vec{\mathcal{V}}_{CM} \cdot \vec{\mathcal{V}}_1 \right) \left(1 - \vec{\mathcal{V}}_{CM} \cdot \vec{\mathcal{V}}_2 \right) + r \right)^2 \quad (\text{A.3})$$

où l'on a posé $s_0 = 2\pi \frac{r_e}{\lambda_0}$.

Procédé de déviation

La formule ci-dessus est valable dans le repère du centre de masse. Or la seule grandeur accessible est l'impulsion $\vec{\mathcal{P}}_1$ dans le référentiel du laboratoire. Il faut réaliser plusieurs étapes pour combiner les deux points de vue :

▷ À partir de l'impulsion initiale, on calcule l'impulsion dans le centre de masse

$$\vec{\mathcal{P}}_1^* = \vec{\mathcal{P}}_1 + \left(\frac{\gamma_{CM} - 1}{\mathcal{V}_{CM}^2} \left(\vec{\mathcal{V}}_{CM} \cdot \vec{\mathcal{V}}_1 \right) - \gamma_{CM} \right) \gamma_1 \vec{\mathcal{V}}_{CM}.$$

▷ On calcule s par la formule (A.3).

▷ On en déduit le paramètre A par l'équation (3.2) puis l'angle de déviation χ par l'équation (3.3). Ces formules ne sont pas aisées à inverser, et nous donnons ici un ajustement par parties suffisamment précis, où U est un nombre aléatoire entre 0 et 1.

★ Si $s < 0.1$ alors $\cos \chi = 1 + s \ln U$.

★ Si $0.1 < s < 3$ alors

$$\begin{aligned} A^{-1} = & 0.00569578 + 0.95602019 s - 0.50813899 s^2 \\ & + 0.4791390611 s^3 - 0.12788975 s^4 + 0.02389567 s^5 \end{aligned}$$

★ Si $3 < s < 6$ alors $A = 3e^{-s}$.

★ Si $6 < s$ alors $\cos \chi = 2U + 1$.

▷ L'angle azimutal ϕ est aléatoirement choisit parmi $[0; 2\pi]$.

▷ La déviation de l'impulsion $\overrightarrow{\mathcal{P}}_1^*$ par l'angle (χ, ϕ) est réalisée via la transformation

$$\overrightarrow{\mathcal{P}}_{1bis}^* = \begin{bmatrix} \frac{\mathcal{P}_{1X}^* \mathcal{P}_{1Z}^*}{\mathcal{P}_\perp^*} & -\frac{\mathcal{P}_{1Y}^* \mathcal{P}_\perp^*}{\mathcal{P}_\perp^*} & \mathcal{P}_{1X}^* \\ \frac{\mathcal{P}_{1Y}^* \mathcal{P}_{1Z}^*}{\mathcal{P}_\perp^*} & \frac{\mathcal{P}_{1X}^* \mathcal{P}_\perp^*}{\mathcal{P}_\perp^*} & \mathcal{P}_{1Y}^* \\ -\mathcal{P}_\perp^* & 0 & \mathcal{P}_{1Z}^* \end{bmatrix} \cdot \begin{pmatrix} \sin \chi \cos \phi \\ \sin \chi \sin \phi \\ \cos \chi \end{pmatrix}$$

où $(\mathcal{P}_{1X}^*, \mathcal{P}_{1Y}^*, \mathcal{P}_{1Z}^*)$ sont les coordonnées de $\overrightarrow{\mathcal{P}}_1^*$ et $\mathcal{P}_{1\perp}^* = \sqrt{\mathcal{P}_{1X}^{*2} + \mathcal{P}_{1Y}^{*2}}$.

▷ Il reste à transformer l'impulsion résultante $\overrightarrow{\mathcal{P}}_{1bis}^*$ pour la connaître dans le référentiel du laboratoire :

$$\overrightarrow{\mathcal{P}}_{1bis} = \overrightarrow{\mathcal{P}}_{1bis}^* + \left(\frac{\gamma_{CM} - 1}{\mathcal{V}_{CM}^2} \left(\overrightarrow{\mathcal{V}}_{CM} \cdot \overrightarrow{\mathcal{P}}_{1bis}^* \right) - \gamma_{CM}^2 \gamma_1 \left(1 - \overrightarrow{\mathcal{V}}_{CM} \cdot \overrightarrow{v}_1 \right) \right) \overrightarrow{\mathcal{V}}_{CM}.$$

Nous avons bien calculé la déviation de l'impulsion finale à partir de l'impulsion initiale.

Application à un code PIC

La forme de s que nous venons de voir, ainsi que le procédé de déviation d'une particule, sont valables pour une particule réelle de l'espèce numérotée 1 interagissant avec un plasma monocinétique de l'espèce 2. Il faut maintenant appliquer cela à un code PIC.

Supposons qu'un grand nombre (W_1) de particules 1 subissent le même sort, c'est-à-dire que W_1 particules identiques de l'espèce 1 rencontrent un plasma monocinétique d'espèce 2 contenant W_2 particules. On peut imaginer réaliser cela avec une seule collision entre deux macro-particules possédant respectivement un poids W_1 et W_2 . Une telle *macro-collision* est donc une généralisation des collisions réelles pour les macro-particules.

Il peut y avoir un grand nombre de macro-collisions. Précisément, chaque macro-particule doit collisionner environ une fois par pas de temps. Dans CALDER, on choisit que pour N_1 macro-particules de l'espèce 1 et N_2 de l'espèce 2, il y a $N_{12} = \max(N_1, N_2)$ macro-collisions. Chacune est aléatoirement déterminée, et on les numérote par l'indice i allant de 1 à N_{12} . Chaque macro-particule possède un poids W_{i1} ou W_{i2} selon l'espèce. Nous pouvons désormais écrire le nombre de particules réelles de chaque espèce :

$$\mathcal{N}_1 = \sum_{i=1}^{N_1} W_{i1} \quad \text{et} \quad \mathcal{N}_2 = \sum_{i=1}^{N_2} W_{i2}.$$

Revenons au calcul de s . Comme il a été réalisé du point de vue d'une particule 1, il n'est pas symétrique par échange des espèces. Autrement dit, nous avons calculé s_{12} mais $s_{12} \neq s_{21}$. Cela est problématique dans notre cas car une unique macro-collision ne peut pas avoir ces deux fréquences de collision différentes. Ce paradoxe vient de la supposition implicite que s'il y a moins de particules d'espèce 2 que d'espèce 1 (par exemple), trop de collisions sont prises en compte. En fait, pour une macro-collision $i1 - i2$, le nombre de collisions réelles est $\min(W_{i1}, W_{i2})$. Et en sommant sur i , on accède au nombre total de collisions réelles :

$$\mathcal{N}_{12} = \sum_{i=1}^{N_{12}} \min(W_{i1}, W_{i2}).$$

Or le nombre devrait être \mathcal{N}_1 . On rajoute par conséquent le facteur $\mathcal{N}_1/\mathcal{N}_{12}$ dans la précédente expression de s . Elle est alors symétrique par échange d'espèce.

Une deuxième correction doit être apportée. On vient de voir que pour $W_{i1} \neq W_{i2}$, chacune des

macro-particules n'a pas subi le même nombre de collisions. La conservation de l'énergie requiert alors de ne pas toujours dévier celle qui a "trop collisionné". Par exemple, la particule 1 a une probabilité $P_{i1} = \min(W_{i1}, W_{i2})/W_{i1}$ d'avoir vraiment été déviée.

La validité de ces corrections apportées par Nanbu & Yonemura [Nanbu1998] a été testée dans CALDER.

B Théorie de Nanbu - modification aux basses températures

La théorie de Nanbu vue dans l'annexe A n'est plus valable lorsque le plasma est trop froid. Le libre parcours moyen λ devient trop petit et peut même passer en-dessous de la distance interatomique, ce qui n'a pas de valeur physique [Lee1984]. Il faut donc limiter λ selon l'inégalité $\lambda \geq (4\pi n_i/3)^{-1/3}$. Cette condition ne se traduit pas aussi simplement dans un code PIC. Considérons le point de vue de chaque espèce (1 et 2) : $\lambda_1 \geq (4\pi n_2/3)^{-1/3}$ et $\lambda_2 \geq (4\pi n_1/3)^{-1/3}$. Ces deux inégalités sont combinées grâce à la relation sur les fréquences de collision ν_{12} et ν_{21} s'écrivant $m_1 n_1 \nu_{12} = m_2 n_2 \nu_{21}$ [Decoster1998]. On obtient finalement

$$\lambda_1 \geq \left(\frac{3}{4\pi}\right)^{1/3} \frac{\max(m_1 n_1^{2/3}, m_2 n_2^{2/3})}{m_2 n_2}. \quad (\text{B.1})$$

Pour exploiter cette condition, utilisons le paramètre s de la formule (A.3) dans le cas non-relativiste (ce qui est pertinent ici) :

$$s = s_0 \frac{\mathcal{N}_2 (Q_1 Q_2)^2 \Delta \mathcal{T} \ln \Lambda}{\mathcal{M}_{12}^2 |\mathcal{V}_{rel}|^3}.$$

Comparons ce s avec la fréquence de collisions ν_{12} d'une particule 1 dans une population 2 dérivante : $s = (\mathcal{M}_1/\mathcal{M}_{12}) \nu_{12} \Delta t$. Comme $\nu_{12} = v_{rel}/\lambda_1$, l'inégalité (B.1) peut se récrire

$$s > \frac{\Delta \mathcal{T}}{\sqrt[3]{3} s_0} \frac{\mathcal{M}_1 + \mathcal{M}_2}{\max(\mathcal{M}_1 \mathcal{N}_1^{2/3}, \mathcal{M}_2 \mathcal{N}_2^{2/3})} \mathcal{N}_2 \mathcal{V}_{rel}$$

où la vitesse relative \mathcal{V}_{rel} est

$$\mathcal{V}_{rel} = \frac{(r \gamma_1 + \gamma_2) \mathcal{P}_1^*}{\gamma_1 \gamma_2 \gamma_{CM}^3 \left(1 - \vec{\mathcal{V}}_{CM} \cdot \vec{\mathcal{V}}_1\right) \left(1 - \vec{\mathcal{V}}_{CM} \cdot \vec{\mathcal{V}}_2\right)}.$$

En rajoutant cette dernière condition sur s dans le code PIC, la théorie de Nanbu est améliorée aux basses températures. Il n'y a plus la divergence malheureuse de la conductivité de Spitzer.

Prévision théorique

Il est possible de donner une estimation théorique de cet effet de saturation en calculant analytiquement la conductivité, et en incluant la limite donnée par l'inégalité (B.1). Lee & More [Lee1984] donnent les formules nécessaires à ce calcul. Ils partent d'une fonction de distribution électronique f_0 à l'équilibre local, c'est-à-dire s'exprimant en fonction de l'énergie ε des électrons sous la forme d'une maxwellienne $f_0(\varepsilon) = f_0(0) \exp(-\varepsilon/k_B T_e)$. La normalisation dans l'espace des impulsions $\int f_0 d^3 p = n_e$ impose $f_0(0) = n_e (2\pi m_e k_B T_e)^{-3/2}$. La conductivité est calculée par

$$\sigma = \frac{e^2}{3} \int \lambda v \frac{\partial f_0}{\partial \varepsilon} d^3 p$$

où λ est le libre parcours moyen prenant en compte la saturation de l'équation B.1, c'est-à-dire $\lambda = \max\left((4\pi n_i/3)^{-1/3}, \lambda_{Sp}\right)$, avec λ_{Sp} le libre parcours moyen du modèle de Spitzer. On obtient au final

$$\sigma_{\text{PIC}} = \sigma_0 \left[\frac{2Z}{3\pi l^2 \sqrt{t_e}} \left(1 - (1+a)e^{-a}\right) + \frac{t_e^{3/2}}{Z \ln \Lambda} \left(1 + a + \frac{a^2}{2} + \frac{a^3}{6}\right) e^{-a} \right] \quad (\text{B.2})$$

où on a posé la température normalisée $t_e = 2kT/(\pi m_e c^2)$, la distance interatomique normalisée $l = \left(n_i r_e^3 \sqrt{3/4\pi}\right)^{-1/3}$, la conductivité $\sigma_0 = 8\pi\epsilon_0 c/r_e$ et le paramètre $a = 2Z\sqrt{\ln\Lambda}/(\sqrt{\pi} l t_e)$. On reconnaît, dans cette équation, deux termes pour la conductivité : à gauche, la correction aux basses températures en $T^{-1/2}$, et à droite, la conductivité de Spitzer en $T^{3/2}$. Dans la section 3.3.3, on voit que les simulations PIC sont capables de reproduire cette formule.

C Théorie de Nanbu - modification du logarithme coulombien

Afin d'améliorer encore la théorie de Nanbu, et plus généralement toute théorie des collisions dans un code PIC, nous utilisons à nouveau l'article de Lee & More. Ceux-ci donnent en effet une approximation bien utile du logarithme coulombien en fonction des paramètres du plasma :

$$\ln \Lambda = \max \left[2, \frac{1}{2} \ln \left(1 + \frac{\lambda_D^2}{b_{min}^2} \right) \right]$$

où λ_D est la longueur de Debye et b_{min} le paramètre d'impact minimal. Ces deux grandeurs s'expriment selon

$$\frac{1}{\lambda_D^2} = \sum_{\alpha=1,2} \frac{4\pi n_\alpha q_\alpha^2}{T_\alpha} \quad \text{et} \quad b_{min} = \max \left(\frac{h}{2p^*}, b_0 \right)$$

où n_α , q_α et T_α sont respectivement la densité, la charge et la température de chaque espèce. La température étant évidemment vide de sens hors-équilibre, nous la remplaçons par la vitesse quadratique moyenne. D'autre part, p^* est l'impulsion relative dans le centre de masse et b_0 le paramètre d'impact provoquant une déviation de 2 radians. Dans le cas relativiste, on peut calculer cette distance par

$$b_0 = \sigma_0 \frac{Q_1 Q_2}{\mathcal{M}_1} \frac{\gamma_{CM}}{r \gamma_1 + \gamma_2} \times \left(\frac{\gamma_1 \gamma_2 \gamma_{CM}^2}{\mathcal{P}_1^{*2}} \left(1 - \vec{\mathcal{V}}_{CM} \cdot \vec{\mathcal{V}}_1 \right) \left(1 - \vec{\mathcal{V}}_{CM} \cdot \vec{\mathcal{V}}_2 \right) + r \right).$$

La dernière modification est de limiter λ_D à la distance interatomique minimale parmi les espèces présentes.

Cet ensemble de formules est calculé à chaque collision. Il reproduit bien les résultats de Lee & More, comme indiqué dans la section [3.3.3](#).

D Jusqu'à quelle profondeur peut-on détecter les électrons ?

Dans le chapitre 6, et plus précisément dans la section 6.2.2 dédiée à l'analyse des cibles multicouches, nous avons montré combien il est difficile de comprendre les données issues de telles cibles. D'abord, la mesure de la taille du faisceau d'électrons en différentes profondeurs est habituellement résumée par un seul paramètre, dénommé *divergence*, valant entre 20° et 50° selon les cas. Nous avons déjà expliqué pourquoi il ne représente pas la divergence des électrons. En effet, deux exemples arbitraires, de divergences très différentes (voir figure 6.6), aboutissaient à une mesure quasiment identique. De plus, les mêmes exemples démontraient que mesurer la décroissance du signal en fonction de la profondeur ne permettait pas de différencier aisément un faisceau isotrope d'un faisceau faiblement divergent. Pour résumer, les données expérimentales nous donnent peu d'informations sur la divergence électronique – ou ne savons-nous pas les analyser ? C'est pourquoi, afin de s'affranchir de ces difficultés, nous avons proposé les cibles novatrices du chapitre 6.

Malgré tout, même si nous avons montré que les données obtenues avec les cibles multicouches sont difficilement analysables, nous ne les avons pas profondément comprises.

Le but de cette annexe est une tentative de modélisation d'une partie de ces données : la décroissance du signal K_α en fonction de la profondeur.

Expérimentalement, la profondeur caractéristique jusqu'à laquelle l'émission K_α est mesurée est une centaine de microns (voir figure 6.4). Pourquoi obtient-on cela ? À quoi correspond physiquement cette distance caractéristique ? La réponse la plus directe serait la distance à laquelle la majorité des électrons s'arrêtent (ralentissement collisionnel ou collectif) [Harrach1981]. En réalité on va voir que d'autres considérations sont à prendre en compte. Procédons par étapes, en commençant par un modèle très simple et en ajoutant des détails au fur-et-à-mesure. Considérons, comme point de départ, N électrons relativistes **monoénergétiques** émis d'un **point source**, de **façon isotrope**, ne subissant **pas d'effets collisionnels ou collectifs**.

Dilution des électrons

Les électrons sont dilués à cause de leur distribution isotrope. Étant monoénergétiques et dirigés en ligne droite depuis la source, la distance qu'ils parcourent pendant dt vérifie $dr = c dt$ (ils sont relativistes). On suppose que la quantité K de photons K_α émise par unité de temps est constante. Ainsi, entre r et $r + dr$, un électron émet $K dt = K dr/c$ photons, d'où une quantité totale de photons $N K dr/c$. Le nombre de photons émis par unité de volume vaut donc $I(r) = N K / (4\pi r^2)$. On retrouve la dépendance habituelle en $1/r^2$. Elle est relativement problématique pour la comparer aux données expérimentales, car elle diverge en $r = 0$ et ne présente aucune distance caractéristique.

Résolution du détecteur

Le détecteur ne peut pas observer ce que l'on vient de décrire : il faut prendre en compte sa résolution spatiale. Supposons, pour simplifier, qu'un pixel donné sur l'image expérimentale corresponde à des photons émis par la cible dans un petit volume sphérique V de rayon δ (la résolution du détecteur).

- ▷ Choisissons d'abord que ce petit volume V se trouve à une distance $r > \delta$ de la source. La quantité de photons collectés sur ce pixel est égale au nombre d'électrons N multiplié par l'angle solide vu par V : $(\pi\delta^2)/(4\pi r^2)$, par l'épaisseur de V : δ et par la quantité de photons par unité de longueur : K/c . On a au final un signal $S(r) = N K \delta^3 / (4cr^2)$.

▷ Choisissons maintenant que V se trouve exactement centré sur la source. On a alors le signal $S(0) = S_0 = NK\delta/c$ sur le pixel central.

Par conséquent, le signal décroît progressivement en fonction de r , et à la distance $r = \delta$ on a $S(\delta) \sim S(0)/4$. On observe donc que le signal a déjà déchu fortement à la distance $r = \delta$. Autrement dit, la taille caractéristique observée sur le détecteur est proche de la résolution du détecteur.

La taille caractéristique du signal K_α devrait être de l'ordre de la résolution du détecteur.

Il n'existe pas d'autre distance caractéristique dans ce problème.

Notons qu'on aurait pu s'en rendre compte plus simplement. En effet, il suffit de convoluer une fonction en $1/r^2$ (équivalent à un pic de Dirac) avec la fonction de résolution du détecteur : on obtient la résolution du détecteur δ comme taille caractéristique.

Est-ce que cela veut dire qu'expérimentalement on mesure δ ? Ce n'est pas possible car on connaît la résolution $\delta \sim 10 \mu\text{m}$ et elle est beaucoup plus petite que les tailles mesurées de l'ordre de $100 \mu\text{m}$. Que manque-t-il dans notre modèle ?

Ralentissement

Le fait de prendre en compte le ralentissement des électrons ne change pas la distance caractéristique que l'on devrait obtenir. En effet, il ne ferait qu'accentuer la décroissance en $1/r^2$. Ce serait toujours la résolution du détecteur δ que l'on observerait.

Faisceau de faible divergence

Les considérations précédentes supposaient un faisceau isotrope d'électrons. Prenons maintenant une source ponctuelle n'émettant qu'à l'intérieur d'un cône d'angle θ_0 par rapport à l'axe z . Cette source d'électrons, en moyenne dirigée dans l'axe z , pourrait présenter une décroissance du signal différente d'une source isotrope. Répétons le raisonnement précédent sur un volume V sphérique (rayon δ) représentant la résolution limitée du détecteur. On ne s'intéresse qu'au signal sur l'axe z , c'est-à-dire en plaçant V sur cet axe.

▷ Si V est sur l'axe z à une distance $z > \delta\sqrt{2/(1 - \cos(\theta_0))}$, seule une fraction des électrons passent dans V et on peut appliquer un raisonnement similaire à celui rencontré plus haut. On obtient $S(z) = S_0\delta^2/(2z^2(1 - \cos(\theta_0)))$.

▷ Si V est sur l'axe z à une distance $z < \delta\sqrt{2/(1 - \cos(\theta_0))}$, quasiment tous les électrons passent dans V , donnant alors un signal quasi-constant $S(z) \sim S_0$.

Par conséquent, dans ce cas d'un faisceau conique, la distance caractéristique de décroissance du signal vaut

$$\delta\sqrt{2/(1 - \cos(\theta_0))} \quad (\text{D.1})$$

Cette formule est tracée sur la figure D.1. Par souci de réalisme, on a également tracé les valeurs simulées sous MATLAB pour une distribution gaussienne en angle, de mi-largeur θ_0 à mi-hauteur. Ces deux courbes montrent, comme l'intuition le laisserait entendre, que la profondeur typique augmente lorsqu'on réduit la divergence.

Pour une divergence $\theta_0 < 20^\circ$, on remarque que la profondeur atteinte n'est plus égale à δ , mais peut atteindre des valeurs beaucoup plus élevées. Cela pourrait-il expliquer pourquoi on observe expérimentalement une profondeur entre 50 et $100 \mu\text{m}$? On sait que la résolution du détecteur avoisine généralement $\delta \sim 10 \mu\text{m}$. La figure D.1 montre qu'il faudrait alors une divergence θ_0 comprise

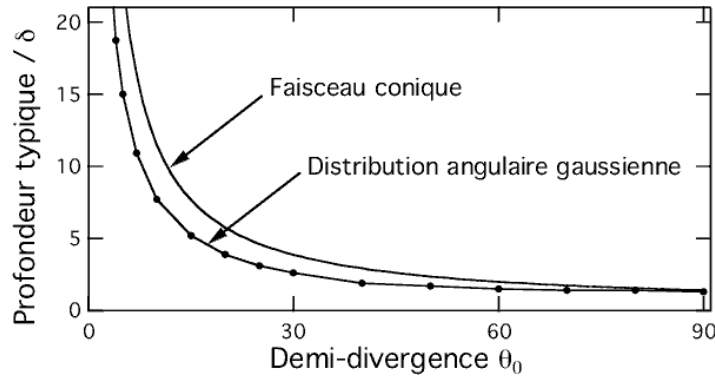


Figure D.1: Profondeur typique du signal K_α , normalisée à la résolution du détecteur δ , en fonction de l'angle θ_0 définissant la divergence des électrons. Dans le cas d'un faisceau conique, la formule (D.1) est utilisée. Dans le cas d'une distribution gaussienne en angle, une simulation MATLAB a été réalisée.

entre 5 et 15° : un faisceau aussi bien focalisé permettrait ainsi d'expliquer la profondeur observée expérimentalement.

Cependant, si la divergence était aussi faible, les images expérimentales (voir figure 6.4) n'apparaîtraient pas isotropes.

Une faible divergence n'est pas la cause de la profondeur observée.

Autres considérations

Il reste plusieurs éléments à inclure à notre modèle. Notamment, l'émissivité et l'opacité K_α (voir section 6.12) sont susceptibles de modifier sensiblement la quantité de signal en $r \sim 0$, donc de changer la distance caractéristique observée. Malheureusement, les modèles d'émissivité et d'opacité contiennent beaucoup de paramètres indéterminés et sont encore peu fiables dans nos conditions. Par conséquent, si la taille caractéristique de l'émission K_α est dictée par ce genre de raffinements, nous ne savons pas la relier à un quelconque paramètre du transport électronique. Autrement dit, nous ne savons pas en tirer des informations utiles.

De même, en suivant les idées de la section 6.3.5, on comprend qu'un préplasma étendu peut occulter une partie de la source électronique et donc changer la longueur caractéristique observée. Encore une fois, cet effet est fort complexe à analyser et nous ne savons pas en tirer des mesures pertinentes.

Conclusion

Pour résumer, la mesure de la profondeur du signal K_α contient des informations complexes. Elle est intimement liée à la résolution du détecteur, à la température du milieu (via l'émissivité et l'opacité K_α) et au préplasma. Ces paramètres ne sont pas connus de façon précise, donc empêchent d'accéder à des informations pertinentes sur le transport électronique. En corollaire, il semble que cette décroissance du signal K_α ne renseigne pas sur la divergence des électrons.

E Radiographie X - Calcul de la résolution théorique

Dans le chapitre 7, un système de radiographie X est utilisé pour sonder le plasma comprimé et en fournir une image. Calculons la résolution spatiale théorique de ce diagnostic. La figure E.1 résume sa configuration.

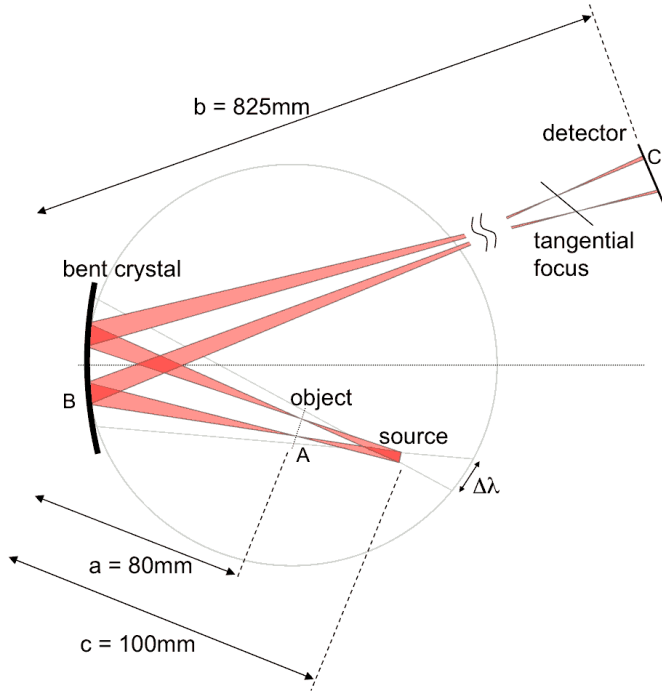


Figure E.1: Configuration pour la radiographie X. La source X éclaire l'objet (la cible à sonder), et les rayons sont réfléchis par le cristal courbé jusqu'au détecteur.

En considérant un point A de l'objet, on a tracé en rouge tous les rayons issus de la source passant par ce point. Deux tracés sont donnés comme exemple. S'ils sont bien séparés au niveau du détecteur, c'est qu'ils sont spatialement résolus.

La source X possède une extension L . Un point A de l'objet à sonder est traversé par ces rayons X (tracés en rouge). Au niveau du détecteur, en B, ils sont réfléchis spéculairement par le cristal courbe. Ils sont donc à nouveau focalisés et atteignent le détecteur en C. On comprend, grâce au schéma, que la taille L de la source impose que chaque point A possède une image C non-ponctuelle. C'est pourquoi la résolution de ce diagnostic est limitée. Pour la calculer, nous devons connaître la taille de l'image C issue d'un point A.

Prenons comme appui l'un des deux faisceaux tracés en rouge sur la figure. Après avoir traversé l'objet au niveau de A, ce faisceau est caractérisé par un angle d'ouverture $\phi = \arctan [L / (c - a)]$. Il éclaire une zone sur le cristal dont la taille vaut $\Delta = a \tan \phi = aL / (c - a)$. Le cristal courbé focalise ce faisceau au niveau de son plan focal tangential. D'après la formule (4.12), la distance b_t jusqu'à ce plan focal est donnée par

$$\frac{1}{b_t} = \frac{2}{R_C \sin \theta_0} - \frac{1}{a}$$

où R_C est le rayon de courbure du cristal, et θ_0 l'angle de Bragg. Cela permet de calculer aisément la taille δ du faisceau de rayons X lorsqu'il parvient au détecteur en C : $\delta = \Delta (b - b_t) / b_t$. Cette taille correspond exactement à la résolution du diagnostic car elle détermine la distance minimale entre deux points pour pouvoir les séparer. Cependant, elle est calculée au niveau du détecteur, alors que nous voulons une distance au niveau de l'objet. Par conséquent, la résolution r est donnée par $r = \delta / M_t$ où M_t est le grandissement tangential du cristal [Loupias2009]

$$M_t = \frac{c}{c - a} \left[\left(\frac{2}{R_C \sin \theta_0} - \frac{1}{c} \right) b - 1 \right].$$

Dans notre cas (voir section 7.2.3), on a $\sin \theta_0 \sim 1$, $a = 21$ cm, $c - a = 1$ cm, $b \sim 2$ m et $R_C = 38$ mm. On en déduit $\delta \sim 10$ μm et $M_t \sim 9$, puis $r \sim 1$ μm . Cette valeur de la résolution théorique est très bonne par rapport aux structures que l'on cherche à mettre en évidence expérimentalement. Malheureusement, elle est rarement atteinte car le bruit ou la qualité du cristal deviennent des facteurs prépondérants.

Notons que ces considérations sont valables dans le plan tangentiel. Pour obtenir la résolution dans le plan sagittal, des calculs similaires sont possibles. Dans notre cas, cette distinction est inutile car l'angle de Bragg est très proche de 90° .

Références

- J C **Adam**, A Héron, and G Laval, Phys. Rev. Lett. **97**, 205006 (2006),
link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.97.205006 37
- Y **Aglitskiy**, T Lehecka, S Obenschain, et al., Appl. Opt. **37**, 5253 (1998),
ao.osa.org/abstract.cfm?URI=ao-37-22-5253 72
- K U **Akli**, M H Key, H K Chung, et al., Phys. Plasmas **14**, 023102 (2007),
link.aip.org/link/?PHP/14/023102/1 75
- S **Alexiou**, High Energy Density Phys. **5**, 225 (2009),
dx.doi.org/10.1016/j.hedp.2009.06.003 59
- H **Alfvén**, Phys. Rev. **55**, 425 (1939),
link.aps.org/doi/10.1103/PhysRev.55.425 33
- S **Atzeni** and J Meyer-ter-Vehn, *The physics of inertial fusion* (Oxford University Press, 2004), ISBN 0198562640, 9780198562641 9, 10
- S **Atzeni**, A Schiavi, F Califano, et al., Comput. Phys. Commun. **169**, 153 (2005),
dx.doi.org/10.1016/j.cpc.2005.03.036 84
- W **Bambynek**, in *X-Ray and Inner-Shell Processes in Atoms, Molecules and Solids* (A. Meisel and J. Finster, Leipzig, 1984), Karl-Marx-Universität ed. 58
- N **Basov**, P Kriukov, S Zakharov, et al., IEEE J. Quantum Electron. **4**, 864 (1968),
ieeexplore.ieee.org/xpls/abs_all.jsp?arnumber=1074981 8
- S D **Baton**, M Koenig, P Guillou, et al., High Energy Density Phys. **3**, 358 (2007),
dx.doi.org/10.1016/j.hedp.2007.05.002 14, 83
- S D **Baton**, M Koenig, J Fuchs, et al., Phys. Plasmas **15**, 042706 (2008),
link.aip.org/link/?PHP/15/042706/1 83, 100
- F N **Beg**, A R Bell, A E Dangor, et al., Phys. Plasmas **4**, 447 (1997),
link.aip.org/link/?PHP/4/447/1 12
- A R **Bell**, J R Davies, S Guerin, et al., Plasma Phys. Control. Fusion **39**, 653 (1997),
iopscience.iop.org/0741-3335/39/5/001/ 44
- H **Bethe**, Annalen der Physik **397**, 325 (1930),
dx.doi.org/10.1002/andp.19303970303 28
- C K **Birdsall** and A B Langdon, *Plasma physics via computer simulation* (McGraw-Hill, 1985), ISBN 9780070053717 46, 47

- M **Borghesi**, A Mackinnon, A Bell, et al., *Phys. Rev. Lett.* **83**, 4309 (1999),
link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.83.4309 55
- K A **Brueckner** and S Jorna, *Rev. Mod. Phys.* **46**, 325 (1974),
link.aps.org/doi/10.1103/RevModPhys.46.325 9
- F **Brunel**, *Phys. Rev. Lett.* **59**, 52 (1987),
link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.59.52 23
- H **Brysk**, C D Zerby, and S K Penny, *Phys. Rev.* **180**, 104 (1969),
link.aps.org/doi/10.1103/PhysRev.180.104 31
- H **Cai**, K Mima, A Sunahara, et al., *Phys. Plasmas* **17**, 023106 (2010),
link.aip.org/link/PHPAEN/v17/i2/p023106/s1&Agg=doi 25
- C D **Chen**, P K Patel, D S Hey, et al., *Phys. Plasmas* **16**, 082705 (2009),
link.aip.org/link/?PHP/16/082705/1 12, 13, 81, 112
- H **Chung**, M Chen, W Morgan, et al., *High Energy Density Phys.* **1**, 3 (2005),
dx.doi.org/10.1016/j.hedp.2005.07.001 59
- C **Colin**, Y Durand, F Floux, et al., *Le Journal de Physique Colloques* **29**, 4 (1968),
dx.doi.org/10.1051/jphyscol:1968312 8
- L **Cottrill**, A Kemp, M Tabak, et al., *Nucl. Fusion* **50**, 095002 (2010),
iopscience.iop.org/0029-5515/50/9/095002 13, 55
- R C **Davidson**, in *Basic Plasma Physics, Volumes I and II* (A. A. Galeev and R. N. Sudan, 1984),
 p. 729 34
- J R **Davies**, A R Bell, M G Haines, et al., *Phys. Rev. E* **56**, 7193 (1997),
link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevE.56.7193 44
- J R **Davies**, *Phys. Rev. E* **65**, 026407 (2002),
link.aps.org/abstract/PRE/v65/e026407 44
- J R **Davies**, *Phys. Rev. E* **68**, 056404 (2003),
link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevE.68.056404 14, 34, 144
- J R **Davies**, *Phys. Rev. E* **69**, 065402 (2004),
link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevE.69.065402 34
- J R **Davies**, *Plasma Phys. Controlled Fusion* **51**, 014006 (2009),
www.iop.org/EJ/abstract/0741-3335/51/1/014006 12
- J M **Dawson**, *Rev. Mod. Phys.* **55**, 403 (1983),
link.aps.org/doi/10.1103/RevModPhys.55.403 46
- A **Debayle**, J Honrubia, E d'Humières, et al., *Phys. Rev. E* **82** (2010),
pre.aps.org/abstract/PRE/v82/i3/e036405 142
- A **Decoster**, P A Markowich, B Perthame, et al., *Modeling of collisions* (Gauthier-Villars, 1998),
 ISBN 2842990552, 9782842990558 161
- M S **del Rio**, L Alianelli, A Y Faenov, et al., *Physica Scripta* **69**, 297 (2004),
www.iop.org/EJ/abstract/1402-4896/69/4/007 71
- A J **DeMaria**, *J. Appl. Phys.* **38**, 2693 (1967),
link.aip.org/link/?JAP/38/2693/1&Agg=doi 11
- N P **Denisov**, *Sov. Phys. JETP* **4**, 544 (1957) 22
- C **Deutsch**, H Furukawa, K Mima, et al., *Phys. Rev. Lett.* **77**, 2483 (1996),
link.aps.org/abstract/PRL/v77/p2483 25

- R P **Drake**, *High-energy-density physics* (Springer, 2006), ISBN 3540293140, 9783540293149 **21, 39**
- M **Drouin**, Ph.D. thesis, Ecole Normale Supérieure de Cachan (2009),
tel.archives-ouvertes.fr/tel-00442715/fr/ **47**
- R G **Evans**, E L Clark, R T Eagleton, et al., *Appl. Phys. Lett.* **86**, 191505 (2005),
link.aip.org/link/APPLAB/v86/i19/p191505/s1&Agg=doi **14**
- E **Fermi**, *Phys. Rev.* **57**, 485 (1940),
link.aps.org/doi/10.1103/PhysRev.57.485 **29**
- E E **Fill**, *Phys. Plasmas* **12**, 052704 (2005),
link.aip.org/link/PHPAEN/v12/i5/p052704/s1&Agg=doi **36**
- D W **Forslund**, J M Kindel, and K Lee, *Phys. Rev. Lett.* **39**, 284 (1977),
link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.39.284 **22**
- N E **Frankel**, K C Hines, and R L Dewar, *Phys. Rev. A* **20**, 2120 (1979),
link.aps.org/abstract/PRA/v20/p2120 **50, 158**
- R R **Freeman**, D Batani, S Baton, et al., *Fusion Sci. Technol.* **49**, 297 (2006),
www.new.ans.org/pubs/journals/fst/a_1150 **103**
- P **Gibbon** and A R Bell, *Phys. Rev. Lett.* **68**, 1535 (1992),
link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.68.1535 **23**
- P **Gibbon**, *Short pulse laser interactions with matter* (Imperial College Press, 2005), ISBN 1860941354, 9781860941351 **21**
- J S **Green**, V M Ovchinnikov, R G Evans, et al., *Phys. Rev. Lett.* **100**, 015003 (2008),
link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.100.015003 **14**
- L **Gremillet**, F Amiranoff, S Baton, et al., *Phys. Rev. Lett.* **83**, 5015 (1999),
link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.83.5015 **55**
- L **Gremillet**, Ph.D. thesis, École Polytechnique (2001),
cat.inist.fr/?aModele=afficheN&cpsidt=14405940 **26, 33, 35, 43**
- L **Gremillet**, G Bonnaud, and F Amiranoff, *Phys. Plasmas* **9**, 941 (2002),
link.aip.org/link/?PHP/9/941/1 **37, 44**
- M G **Haines**, M S Wei, F N Beg, et al., *Phys. Rev. Lett.* **102**, 045008 (2009),
link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.102.045008 **13**
- T A **Hall**, S Ellwi, D Batani, et al., *Phys. Rev. Lett.* **81**, 1003 (1998),
link.aps.org/abstract/PRL/v81/p1003 **123**
- J D **Hares**, J D Kilkenny, M H Key, et al., *Phys. Rev. Lett.* **42**, 1216 (1979),
link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.42.1216 **11**
- R **Harrach** and R Kidder, *Phys. Rev. A* **23**, 887 (1981),
pra.aps.org/abstract/PRA/v23/i2/p887_1 **164**
- S P **Hatchett**, C G Brown, T E Cowan, et al., *Phys. Plasmas* **7**, 2076 (2000),
link.aip.org/link/?PHP/7/2076/1 **11**
- C **Hombourger**, *J. Phys. B : At. Mol. Opt. Phys.* **31**, 3693 (1998),
dx.doi.org/10.1088/0953-4075/31/16/020 **57**
- M **Honda**, J Meyer-ter-Vehn, and A Pukhov, *Phys. Rev. Lett.* **85**, 2128 (2000),
prl.aps.org/export/PRL/v85/i10/p2128_1?type=bibtex **37**
- J **Honrubia**, A Antonicci, and D Moreno, *Laser Part. Beams* **22**, 129 (2004),
journals.cambridge.org/action/displayAbstract?aid=245057 **44**

- J **Honrubia** and J Meyer-ter-Vehn, Nucl. Fusion **46**, L25 (2006),
iopscience.iop.org/0029-5515/46/11/L02/ 142
- M **Inokuti**, Rev. Mod. Phys. **43**, 297 (1971),
link.aps.org/doi/10.1103/RevModPhys.43.297 28
- M **Inokuti** and D Y Smith, Phys. Rev. B **25**, 61 (1982),
link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.25.61 29
- T H **Johnson**, Proceedings of the IEEE **72**, 548 (1984),
ieeexplore.ieee.org/xpls/abs_all.jsp?arnumber=1457165 8
- H C **Kapteyn**, M M Murnane, A Szoke, et al., Opt. Lett. **16**, 490 (1991),
www.opticsinfobase.org/abstract.cfm?URI=ol-16-7-490 20
- S **Kar**, A P L Robinson, D C Carroll, et al., Phys. Rev. Lett. **102**, 055001 (2009),
link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.102.055001 15, 34, 150
- J C **Kieffer**, P Audebert, M Chaker, et al., Phys. Rev. Lett. **62**, 760 (1989),
link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.62.760 11
- H W **Koch** and J W Motz, Rev. Mod. Phys. **31**, 920 (1959),
link.aps.org/doi/10.1103/RevModPhys.31.920 31
- J A **Koch**, C A Back, C Brown, et al., Laser Part. Beams **16**, 225 (1998),
journals.cambridge.org/action/displayAbstract?aid=6370504 14
- J A **Koch**, Y Aglitskiy, C Brown, et al., Rev. Sci. Instrum. **74**, 2130 (2003),
link.aip.org/link/?RSI/74/2130/1 72
- W L **Kruer** and K Estabrook, Phys. Fluids **28**, 430 (1985),
link.aip.org/link/PFLDAS/v28/i1/p430/s1&Agg=doi 24
- K **Krushelnick**, A Ting, C I Moore, et al., Phys. Rev. Lett. **78**, 4047 (1997),
link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.78.4047 10
- K L **Lancaster**, J S Green, D S Hey, et al., Phys. Rev. Lett. **98**, 125002 (2007),
link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.98.125002 14
- J D **Lawson**, Proc. Phys. Soc. B **70**, 6 (1957),
iopscience.iop.org/0370-1301/70/1/303/ 9
- R **Lee**, Phys. Fluids **14**, 1213 (1971),
link.aip.org/link/PFLDAS/v14/i6/p1213/s1&Agg=doi 33
- C M **Lee**, L Kissel, R H Pratt, et al., Phys. Rev. A **13**, 1714 (1976),
link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevA.13.1714 31
- Y T **Lee** and R M More, Phys. Fluids **27**, 1273 (1984),
link.aip.org/link/?PFL/27/1273/1 51, 96, 144, 161
- E **Lefebvre**, Ph.D. thesis, Université Paris XI (1996),
cat.inist.fr/?aModele=afficheN&cpsidt=178579 21, 24
- E **Lefebvre**, N Cochet, S Fritzler, et al., Nuclear Fusion **43**, 629 (2003),
www.iop.org/EJ/abstract/0029-5515/43/7/317 48, 111
- S **Le Pape**, Y Y Tsui, A Macphee, et al., Opt. Lett. **34**, 2997 (2009),
ol.osa.org/abstract.cfm?URI=ol-34-19-2997 104
- C K **Li** and R D Petrasso, Phys. Rev. E **70**, 067401 (2004),
link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevE.70.067401 30, 32

- E M Lifshitz and L D Landau, *The Classical Theory of Fields, Fourth Edition* (1951), ISBN 0750627689, 158
- B Loupias, F Perez, A Benuzzi-Mounaix, et al., *Laser Part. Beams* **27**, 601 (2009),
[dx.doi.org/10.1017/S0263034609990322](https://doi.org/10.1017/S0263034609990322) 132, 167
- R V Lovelace and R N Sudan, *Phys. Rev. Lett.* **27**, 1256 (1971),
link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.27.1256 35
- A J Mackinnon, M Borghesi, R Gaillard, et al., *Phys. Plasmas* **6**, 2185 (1999),
link.aip.org/link/?PHP/6/2185/1 10
- A J Mackinnon, P K Patel, M Borghesi, et al., *Phys. Rev. Lett.* **97**, 045001 (2006),
link.aps.org/abstract/PRL/v97/e045001 130
- A G MacPhee, L Divol, A J Kemp, et al., *Phys. Rev. Lett.* **104**, 055002 (2010),
link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.104.055002 100
- P Maire, R Abgrall, J Breil, et al., *SIAM J. Sci. Comput.* **29**, 1781 (2007),
link.aip.org/link/SJOCE3/v29/i4/p1781/s1&Agg=doi 127
- P Maire and J Breil, *Int. J. Numer. Methods Fluids* **56**, 1417 (2008),
dx.doi.org/10.1002/flid.1564 127
- E Martinolli, M Koenig, J M Boudenne, et al., *Rev. Sci. Instrum.* **75**, 2024 (2004),
link.aip.org/link/?RSI/75/2024/1 66
- N Metropolis and S Ulam, *J. Amer. Statistical Assoc.* **44**, 335 (1949),
www.jstor.org/stable/2280232 42
- H M Milchberg, R R Freeman, S C Davey, et al., *Phys. Rev. Lett.* **61**, 2364 (1988),
link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.61.2364 22
- G Molière, *Z. Naturforsch* **2a**, 133 (1947) 26
- C Møller, *Annalen der Physik* **406**, 531 (1932),
dx.doi.org/10.1002/andp.19324060506 28
- R M More, in *Proceedings of the 29th Scottish Universities Summer School in Physics. Laser-plasma interactions 3* (M. B. Hooper, 1985), p. 157 29
- J Myatt, W Theobald, J A Delettretz, et al., *Phys. Plasmas* **14**, 056301 (2007),
link.aip.org/link/?PHP/14/056301/1 12, 83
- H Nakamura, Y Sentoku, T Matsuoka, et al., *Phys. Rev. Lett.* **100**, 165001 (2008),
link.aps.org/abstract/PRL/v100/e165001 123, 150
- M Nakatsutsumi, A Kon, S Buffechoux, et al., *Opt. Lett.* **35**, 2314 (2010),
www.opticsinfobase.org/abstract.cfm?URI=ol-35-13-2314 19
- K Nanbu, *Phys. Rev. E* **55**, 4642 (1997),
link.aps.org/abstract/PRE/v55/p4642 48
- K Nanbu and S Yonemura, *J. Comput. Phys.* **145**, 639 (1998),
dx.doi.org/10.1006/jcph.1998.6049 160
- E Nardi and Z Zinamon, *Phys. Rev. A* **18**, 1246 (1978),
link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevA.18.1246 30
- P Neumayer, H Lee, D Offerman, et al., *High Energy Density Phys.* **5**, 244 (2009),
dx.doi.org/10.1016/j.hedp.2009.05.009 14
- B P Nigam, M K Sundaesan, and T Wu, *Phys. Rev.* **115**, 491 (1959),
link.aps.org/doi/10.1103/PhysRev.115.491 25, 26

- P M Nilson, W Theobald, J Myatt, et al., Phys. Plasmas **15**, 056308 (2008),
link.aip.org/link/?PHP/15/056308/1 12, 60
- P M Nilson, W Theobald, J F Myatt, et al., Phys. Rev. E **79**, 016406 (2009),
link.aps.org/abstract/PRE/v79/e016406 14, 83, 100
- H Nishimura, Y Inubushi, M Ochiai, et al., Plasma Phys. Control. Fusion **47**, B823 (2005),
iopscience.iop.org/0741-3335/47/12B/S64/ 14
- P A Norreys, M Santala, E Clark, et al., Phys. Plasmas **6**, 2150 (1999),
link.aip.org/link/?PHP/6/2150/1 81
- P Norreys, R Scott, K Lancaster, et al., Nucl. Fusion **49**, 104023 (2009),
iopscience.iop.org/0029-5515/49/10/104023/ 13, 34
- J Nuckolls, J Emmet, and L Wood, Phys. Today **26**, 46 (1973),
link.aip.org/link/?PTO/26/46/1 8
- A Pak, G Gregori, J Knight, et al., Rev. Sci. Instrum. **75**, 3747 (2004),
link.aip.org/link/?RSI/75/3747/1 63
- F Perez, M Koenig, D Batani, et al., Plasma Phys. Controlled Fusion **51**, 124035 (2009),
dx.doi.org/10.1088/0741-3335/51/12/124035 123
- F Perez, L Gremillet, M Koenig, et al., Phys. Rev. Lett. **104**, 085001 (2010a),
link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.104.085001 14, 83
- F Perez, S D Baton, M Koenig, et al., Phys. Plasmas **17**, 113106 (2010b),
link.aip.org/link/PHPAEN/v17/i11/p113106/s1 103
- G J Pert, Phys. Rev. E **51**, 4778 (1995),
link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevE.51.4778 22
- D Pines and D Bohm, Phys. Rev. **85**, 338 (1952),
link.aps.org/doi/10.1103/PhysRev.85.338 30
- Y Ping, R Shepherd, B F Lasinski, et al., Phys. Rev. Lett. **100**, 085004 (2008),
link.aps.org/abstract/PRL/v100/e085004 12
- H Popescu, S D Baton, F Amiranoff, et al., Phys. Plasmas **12**, 063106 (2005),
link.aip.org/link/PHPAEN/v12/i6/p063106/s1&Agg=doi 55
- R H Pratt, H K Tseng, C M Lee, et al., At. Data Nucl. Data Tables **20**, 175 (1977),
[dx.doi.org/10.1016/0092-640X\(77\)90045-6](http://dx.doi.org/10.1016/0092-640X(77)90045-6) 31, 60
- B Ramakrishna, S Kar, A P L Robinson, et al., Phys. Rev. Lett. **105**, 135001 (2010),
link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.105.135001 15, 150
- R Ramis, R Schmalz, and J Meyer-Ter-Vehn, Comput. Phys. Commun. **49**, 475 (1988),
[dx.doi.org/10.1016/0010-4655\(88\)90008-2](http://dx.doi.org/10.1016/0010-4655(88)90008-2) 127
- J M Rax, Phys. Fluids B **4**, 3962 (1992),
link.aip.org/link/PFBPEI/v4/i12/p3962/s1&Agg=doi 25
- D Riley, L A Gizzi, F Y Khattak, et al., Phys. Rev. Lett. **69**, 3739 (1992),
link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.69.3739 11
- J Robiche and J M Rax, Phys. Rev. E **70**, 046405 (2004),
link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevE.70.046405 29, 31
- A P L Robinson, M Sherlock, and P A Norreys, Phys. Rev. Lett. **100**, 025002 (2008),
link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.100.025002 10

- F **Rohrlich** and B C Carlson, Phys. Rev. **93**, 38 (1954),
link.aps.org/doi/10.1103/PhysRev.93.38 28
- W **Rozmus** and V T Tikhonchuk, Phys. Rev. A **42**, 7401 (1990),
link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevA.42.7401 22
- M I K **Santala**, M Zepf, I Watts, et al., Phys. Rev. Lett. **84**, 1459 (2000),
link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.84.1459 13
- J J **Santos**, F Amiranoff, S D Baton, et al., Phys. Rev. Lett. **89**, 025001 (2002),
link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.89.025001 55
- J J **Santos**, A Debayle, P Nicolai?, et al., Phys. Plasmas **14**, 103107 (2007),
link.aip.org/link/PHPAEN/v14/i10/p103107/s1&Agg=doi 36
- J J **Santos**, D Batani, P McKenna, et al., J. Phys. : Conf. Ser. **244**, 022060 (2010),
iopscience.iop.org/1742-6596/244/2/022060 123
- L I **Schiff**, Phys. Rev. **83**, 252 (1951),
link.aps.org/doi/10.1103/PhysRev.83.252 61
- J F **Seely**, L T Hudson, G E Holland, et al., Appl. Opt. **47**, 2767 (2008),
ao.osa.org/abstract.cfm?URI=ao-47-15-2767 80
- S M **Seltzer** and M J Berger, At. Data Nucl. Data Tables **35**, 345 (1986),
[dx.doi.org/10.1016/0092-640X\(86\)90014-8](https://dx.doi.org/10.1016/0092-640X(86)90014-8) 60
- A **Sengebusch**, S H Glenzer, A L Kritcher, et al., Contrib. Plasma Phys. **47**, 309 (2007),
dx.doi.org/10.1002/ctpp.200710041 59
- Y **Sentoku** and A Kemp, J. Comput. Phys. **227**, 6846 (2008),
dx.doi.org/10.1016/j.jcp.2008.03.043 49
- A A **Solodov** and R Betti, Phys. Plasmas **15**, 042707 (2008),
link.aip.org/link/PHPAEN/v15/i4/p042707/s1&Agg=doi 30
- L **Spitzer** and R Härm, Phys. Rev. **89**, 977 (1953),
link.aps.org/doi/10.1103/PhysRev.89.977 22
- R B **Stephens**, R A Snavely, Y Aglitskiy, et al., Phys. Rev. E **69**, 066414 (2004),
link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevE.69.066414 14, 109
- R M **Sternheimer**, Phys. Rev. **145**, 247 (1966),
link.aps.org/doi/10.1103/PhysRev.145.247 28
- R M **Sternheimer**, S M Seltzer, and M J Berger, Phys. Rev. B **26**, 6067 (1982),
link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.26.6067 29
- D **Strickland** and G Mourou, Opt. Commun. **56**, 219 (1985),
[dx.doi.org/10.1016/0030-4018\(85\)90120-8](https://dx.doi.org/10.1016/0030-4018(85)90120-8) 11
- M **Tabak**, J Hammer, M E Glinsky, et al., Phys. Plasmas **1**, 1626 (1994),
link.aip.org/link/?PHP/1/1626/1 9
- W **Theobald**, K Akli, R Clarke, et al., Phys. Plasmas **13**, 043102 (2006),
link.aip.org/link/?PHP/13/043102/1 12, 83
- H S **Uhm**, Phys. Fluids **26**, 3098 (1983),
link.aip.org/link/PFLDAS/v26/i10/p3098/s1&Agg=doi 38
- I **Uschmann**, U Nothelle, E Forster, et al., Appl. Opt. **44**, 5069 (2005),
ao.osa.org/abstract.cfm?URI=ao-44-24-5069 71

- E S **Weibel**, Phys. Rev. Lett. **2**, 83 (1959),
link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.2.83 37
- E S **Weibel**, Phys. Fluids **10**, 741 (1967),
link.aip.org/link/PFLDAS/v10/i4/p741/s1&Agg=doi 22
- K B **Wharton**, S P Hatchett, S C Wilks, et al., Phys. Rev. Lett. **81**, 822 (1998),
link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.81.822 12
- S C **Wilks**, W L Kruer, M Tabak, et al., Phys. Rev. Lett. **69**, 1383 (1992),
link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.69.1383 13
- T B **Yang**, W L Kruer, R M More, et al., Phys. Plasmas **2**, 3146 (1995),
link.aip.org/link/PHPAEN/v2/i8/p3146/s1&Agg=doi 22