N°d'ordre: 4496

THÈSE

présentée à

L'UNIVERSITÉ BORDEAUX 1

ÉCOLE DOCTORALE DES SCIENCES PHYSIQUES ET DE L'INGÉNIEUR

par Benjamin Vauzour

POUR OBTENIR LE GRADE DE

DOCTEUR

SPÉCIALITÉ : Astrophysique, Plasmas, Corpuscules

Étude expérimentale du transport d'électrons rapides dans le cadre de l'allumage rapide pour la fusion inertielle

---

Soutenue le 08 Mars 2012

Devant la commission d'examen formée de :

M.	G. Bonnaud	Professeur, INSTN	Examinateur
M.	J. Faure	Chargé de Recherche, École Polytechnique	Rapporteur
M.	F. Gobet	Professeur, Univ. de Bordeaux 1	Président
M.	V. Malka	Directeur de Recherche, École Polytechnique	Examinateur
M.	J.-L. Miquel	Ingénieur Chercheur, CEA	Rapporteur
M.	J. J. Santos	Maître de Conférence, Univ. de Bordeaux 1	Co-Directeur de thèse
M.	V. T. Tikhonchuk	Professeur, Univ. Bordeaux 1	Directeur de thèse

- 2012 -

A mes parents...

Remerciements

Cette thèse a été réalisée au sein du Laboratoire CELIA. Je remercie donc en premier lieu son directeur, Philippe Balcou, pour m'y avoir accueilli et m'avoir permis de bénéficier durant ces trois années (...et un peu plus !) d'un environnement des plus propices. Il m'est important de préciser que le temps passé au sein de ce laboratoire a été extrêmement enrichissant, tant sur le plan professionnel que personnel, et ce, grâce à l'ensemble des personnes que j'ai eu la chance de côtoyer chaque jour.

Je tiens à remercier Vladimir Tikhonchuk pour avoir accepté d'être mon directeur de thèse (officiel !). Ses connaissances scientifiques, quasi inépuisables, ont fait de son bureau le principal lieu de pèlerinage pour celles et ceux en quête de réponses à leur questions de physique. Son enthousiasme permanent et ses grandes facultés pédagogiques ont grandement contribué à stimuler mon intérêt envers la physique des plasmas bien avant cette thèse. En tant que directeur du master Fusion sur Bordeaux, il m'a naturellement aiguillé vers cette passionnante physique qu'est la FCI et a toujours su se rendre disponible lorsque j'en avais besoin.

Je remercie particulièrement João Santos, mon second directeur de thèse, qui m'a accompagné durant cette aventure et m'a initié à la physique du transport d'électrons. Bien qu'il ne soit pas le directeur "officiel", c'est bien à lui qu'est revenue la lourde tâche d'encadrer cette thèse. Grâce à lui j'ai eu l'occasion de me faire la main sur des installations laser d'envergure internationale (ouf ! je crois que je n'ai rien cassé...), de rencontrer et lier amitié avec une multitude de personnes de par le monde, de voyager et de participer à un nombre important de conférences etc...Bref de m'initier au réel travail de chercheur. Plus concrètement il ne s'est pas cantonné à m'apprendre les bases de l'expérimentation, il m'a également orienté vers la programmation et les simulations numériques afin que je puisse toucher à toutes les facettes de la recherche scientifique. Il a toujours su me pousser vers l'avant et tirer le meilleur parti de moi-même. Son implication et son soutien ont toujours été sans faille. Pour tout cela je lui suis infiniment reconnaissant.

Je remercie également Sébastien Hulin et Guy Bonnaud, mes deux correspondants CEA. Le premier pour avoir participé très activement à mon encadrement et pour avoir subi (toujours avec le sourire !) mes nombreuses répétitions de présentations orales qui se sont, pour la plupart, finies tard et l'ont malheureusement conduit à manger seul le soir. Le second pour m'avoir co-encadré lors de mon stage de master 2 et m'avoir initié aux simulations PIC, mais surtout pour s'être démené à obtenir le (très bon) financement dont j'ai pu jouir durant ma thèse.

J'adresse toute ma reconnaissance aux différents membres du jury, notamment à Jérôme Faure et Jean-Luc Miquel, qui se sont acquittés de la contraignante tâche de rapporteur. Je remercie également Victor Malka de m'avoir fait l'honneur d'être examinateur de cette thèse, tout comme Franck Gobet pour avoir accepté d'être le président du jury. Ma reconnaissance va également à Patrick Mora qui n'a malheureusement pas pu assister à la soutenance.

Ce travail de thèse ne serait rien sans l'effort conjugué d'un grand nombre de personnes qui y ont participé de près ou de loin et ont permis son aboutissement. Je remercie donc tout d'abord les différents membres de l'équipe SXPI (nouvellement Petrux) pour m'avoir aussi facilement intégré. Merci notamment à Fabien et Claude pour leur grande sympathie à mon égard et leur humour qui a régulièrement animé nos déjeuners à la cantine du CNRS. Je

remercie également Dimitri, récemment arrivé dans l'équipe, pour nous avoir apporté son "Italian touch" ainsi que sa bonne humeur quotidienne. En tant qu'expérimentateur, je dois beaucoup aux équipes de techniciens et laseristes œuvrant chaque jour pour que nous ayons nos satanées pièces à temps ainsi que des lasers des plus stables. Je remercie tout particulièrement Dominique, Stéphane et Rodrigue que j'ai eu la chance de côtoyer tous les jours, ainsi que Laurent et Alain qui n'ont jamais rechigné à me dépanner lorsqu'ils croulaient déjà sous le boulot. Je n'oublie pas l'équipe des informaticiens Didier, Loïc et Elodie pour leur aide précieuse (vive Windows !) mais surtout pour leur gentillesse à tout épreuve. Un grand merci également à Philippe et Jean-Luc, qui ont contribué à la plus grande partie des simulations présentées dans cette thèse. Ils ont su faire preuve d'une "zénitude" absolue pour ne pas nous envoyer balader, quand bien même nous les harcelions (surtout João !) tous les jours pour qu'ils réalisent de nouvelles simulations. Un merci particulier à Emmanuel pour m'avoir introduit à PICLS, pour sa patience à mon égard et surtout pour sa si grande gentillesse. Je n'oublie pas de remercier les chercheurs et doctorants des autres laboratoires nationaux et internationaux qui ont grandement contribué à mon travail de thèse. Je commencerai ainsi par remercier Sophie, Michel, Fred, Erik et Hans-Peter, pour le laboratoire LULI, avec qui j'ai eu l'occasion de partager de grands moments au cours de nombreuses, et parfois difficiles, campagnes expérimentales. Merci également à Javier et Arnaud, de l'Universidad Politécnica de Madrid, pour l'accueil qu'ils m'ont réservé au cours de ces deux semaines passées dans leur laboratoire et leur grande disponibilité. D'un point de vue plus personnel, merci à Arnaud pour les virées nocturnes visant à découvrir les spécialités latino-hispaniques. Cela m'a permis de me rendre compte, entre autres, que je n'étais vraiment pas fait pour la salsa ! Un immense merci à Laurent pour m'avoir reçu à Bruyère-le-Châtel et m'avoir fait profiter de ses connaissances et de son savoir-faire de numéricien. Plus particulièrement, je n'oublierai pas les discussions de nature gastronomique qui n'ont cessé de me faire monter l'eau à la bouche ! Enfin je terminerai par remercier l'équipe UHI du CEA de Saclay : Tiberio, Vincent, Fabien, Sandrine, Fabrice, Pascal et Arnaud avec qui j'ai eu la chance de travailler non seulement le temps d'une manip, mais également lors de mon stage de Master 2

Je tiens également à remercier l'ensemble des doctorants et post-doctorants du CELIA que j'ai pu côtoyer aussi bien dans mon bureau que lors de mes (très/trop) nombreuses pauses à la cafétéria. Je commencerai donc par les personnes qui ont partagé ou partagent encore le bureau D3 avec moi. Merci donc à Anna pour avoir apporté sa touche féminine à ce bureau définitivement masculin et pour avoir compati à mes longues plaintes de doctorant. Merci également à François, qui souhaite (en secret) faire adopter Labview comme langage de programmation universel, d'avoir très bien pris la relève d'Anna et de compatir tout autant à mes longues plaintes de doctorant (oui j'aime bien me faire plaindre !!!). Merci enfin à Mathieu, attendant patiemment (dans son coin) que je parte pour récupérer mon bureau, pour sa grande sympathie et ses dons de café soluble lors des périodes de disette (oui François toi aussi tu m'en a donné, je ne l'oublie pas !!!). Un très très grand merci à Marion, Céline et Jessy (Mister liens internet et co-bureau pour une courte période) avec qui j'ai partagé l'essentiel de mes pauses café. Grâce à eux, celles-ci ont été de vrais moments de détente remplis de potins, fous rires et autres discussions métaphysiques sur les joies d'être doctorant. Je n'oublie pas de remercier les autres, à savoir Pierre-Marie, Xavier (c'est bon, la relève est bien assurée), Ludovic, Carlos, Rémi, Mickael, Antoine (déjà australien), François R., François V., Hartmut, Charles, Igor, ainsi que Witold.

Un grand merci aux filles du secrétariat : Fabienne, Emmanuelle, Sophie et Céline pour leur efficacité sans comparaison et surtout pour leur grande sympathie. Je remercie également Hervé, Bernard, Rachel, Marina, Xavier, Guy, Jérome et Olivier dont j'ai fortement apprécié la compagnie encore et toujours lors de mes errements dans les couloirs du labo ou de mes pauses café. J'en profite d'ailleurs pour remercier mes sponsors officiels : Nescafé et Lipton, qui ont su me maintenir éveillé jusqu'au bout ! Que serais-je devenu sans eux ?

Un immense merci à mes amis qui ont toujours été d'un grand soutien (malgré qu'ils n'aient pas encore tout à fait compris ce que je faisais) et avec qui j'ai pu partager des moments inoubliables lors de nos nombreuses escapades dacquoises et pyrénéennes. Plus particulièrement, merci à Antoine et Carine, les deux (et bientôt trois !) lillois baroudeurs, d'avoir toujours été présents et de motiver à chaque fois les troupes pour partir vers de nouvelles aventures. Merci à David pour nos nombreuses discussions autour d'une bière et pour nos entrevues sportives qui se sont très/trop souvent terminées, dans mon cas, par plusieurs jours de courbatures. Merci à Charlotte pour son enthousiasme à toute épreuve et le soutien qu'elle m'a accordé. Merci à Béné, la râleuse de la bande (t'inquiètes je suis pareil !), pour son naturel, ses nombreux coup de téléphone afin prendre de mes nouvelles et nos fameuses parties de Trivial Pursuit qu'elle a bien souvent gagnées. Enfin merci à Gaëlle pour son humour et la façon unique qu'elle a de raconter ses histoires, égayant à coup sûr nos soirées passées ensemble.

Il est tout naturel de remercier ma famille qui a été mon plus grand soutien. Plus particulièrement mon père et ma mère qui se sont toujours démenés pour que l'on ne manque de rien malgré certaines périodes plus difficiles que d'autres. Merci pour tout ce qu'ils m'ont donné et appris, merci pour leur écoute et leur présence lorsque j'en avais besoin. Ils ont toujours su m'encourager dans mes nombreuses décisions. Ils sont et seront toujours pour moi des exemples et une grande source d'inspiration. Merci également à David et à Alexandre qui se sont toujours très bien acquittés de leur rôle de grands frères et qui, avec mon père et ma mère, ont su, chacun à leur manière, m'inculquer les valeurs auxquelles je crois.

Enfin, merci à toi Séphora pour avoir corrigé entièrement et sans te plaindre (enfin presque !) l'ensemble de fautes qui abondaient dans ce manuscrit de thèse. Merci surtout pour le bonheur que tu m'apportes chaque jour et pour le soutien inconditionnel et les encouragements dont tu as fait preuve à mon égard, quand bien même c'était toi qui en avais le plus besoin. Je ne saurais trouver les mots pour t'exprimer ma reconnaissance, et je sais à présent que je ne serais certainement pas là où j'en suis aujourd'hui si je n'avais pas répondu à ce fameux mail...

Table des matières

Liste des constantes, symboles, et paramètres plasma utilisés dans cette thèse **1**

1 Introduction **5**

1.1 La fusion inertielle 6
1.1.1 Contexte physique 6
1.1.2 L'allumage par attaque directe ou indirecte 7
1.1.3 L'allumage rapide 9
1.1.4 L'allumage par choc 10
1.2 Des lasers intenses pour la fusion 11
1.3 État de l'art sur la source d'électrons rapides et son transport dans la matière dense 12
1.3.1 Efficacité de conversion laser→électrons 12
1.3.2 Énergie moyenne du faisceau d'électrons 13
1.3.3 Divergence du faisceau d'électrons 15
1.3.4 Transport des électrons rapides 15
1.4 Objectifs et plan de la thèse 17

I Aspects théoriques **19**

2 Théorie de la génération et du transport d'électrons rapides **21**

2.1 Les mécanismes de génération d'électrons rapides 21
2.1.1 L'interaction laser-matière à haute intensité 21
2.1.2 Les mécanismes d'absorption linéaires 23
2.1.3 Les mécanismes d'absorption non-linéaires 27
2.1.4 Bilan sur les mécanismes d'accélération 30
2.2 Transport collisionnel des électrons dans la matière 31
2.2.1 Pouvoir d'arrêt collisionnel des électrons 31
2.2.2 Pouvoir d'arrêt radiatif des électrons 35

2.2.3 Parcours dans la matière 37
2.2.4 Diffusion angulaire 39
2.3 Le transport collectif des électrons dans la matière 43
2.3.1 Neutralisation du faisceau d'électrons 44
2.3.2 Les champs générés 45
2.3.3 La conductivité du plasma 46
2.3.4 Chauffage résistif et compétition avec le chauffage collisionnel 49
2.3.5 Recirculation des électrons 51
2.3.6 Les instabilités 52
2.4 Résumé sur le transport électronique 53

3 Diagnostics des électrons rapides 55

3.1 Le rayonnement X 55
3.1.1 Le rayonnement K_α 56
3.1.2 Le rayonnement bremsstrahlung 63
3.2 Diagnostics des rayonnements X 64
3.2.1 Spectroscopie X 64
3.2.2 Imagerie X par cristaux de Bragg 68
3.2.3 Spectroscopie d'émission X durs 71
3.3 Le rayonnement visible 74
3.3.1 Le rayonnement de transition 74
3.3.2 Le rayonnement thermique 80

II Expériences : résultats et interprétations 83

4 Transport et dépôt d'énergie par les électrons rapides en régime de très haut contraste laser 85

4.1 Description de l'expérience 86
4.1.1 Installation laser 87
4.1.2 Les cibles 88
4.1.3 Dispositif expérimental 88
4.2 Résultats expérimentaux 90
4.2.1 Étude de l'émission X 90
4.2.2 Étude de l'émission visible en face arrière 92
4.3 Simulations numériques de la génération et du transport des électrons 100
4.3.1 Simulations PIC de la source d'électrons rapides 100
4.3.2 Simulations du transport d'électrons 104
4.3.3 Simulations hydrodynamiques du transport thermique au sein de la cible 107
4.3.4 Estimation du seuil de prépondérance des effets résistifs 110
4.4 Conclusions 111

5 Transport d'électrons dans une cible comprimée en géométrie plane 115

5.1 Description de l'expérience et modélisation hydrodynamique de la compression 116
5.1.1 Installation laser 116
5.1.2 Dispositif expérimental 116
5.1.3 Synchronisation des faisceaux laser et caractérisation hydrodynamique des cibles 119
5.1.4 Modélisation PIC des effets du plasma en face arrière 122
5.2 Résultats expérimentaux 124
5.2.1 Imagerie K_α 125
5.2.2 Spectroscopie K_α 126
5.3 Simulations du transport d'électrons et comparaison avec les résultats expérimentaux 130
5.3.1 Simulations PIC de la source d'électrons 130
5.3.2 Simulations hybrides du transport du faisceau d'électrons 133
5.4 Expérience réalisée avec une densité de courant plus élevée 141
5.5 Conclusion 144

6 Transport d'électrons dans la matière comprimée cylindriquement 147

6.1 Description de l'expérience et dispositif expérimental 147
6.1.1 Installation laser 148
6.2 Phase 1 : Etude de la compression 149
6.2.1 Simulations hydrodynamiques de la compression 149
6.2.2 Radiographie X des cibles de $1\,\mathrm{g/cm^3}$ 150
6.2.3 Radiographie par protons des cibles de $0.1\,\mathrm{g/cm^3}$ 153
6.2.4 Évolution hydrodynamique des cibles 156
6.2.5 Conclusion sur la première partie de l'expérience 161
6.3 Phase 2 : Étude du transport électronique 162
6.3.1 Dispositif expérimental de la phase 2 : transport électronique 162
6.3.2 Résultats expérimentaux 164
6.3.3 Simulations numériques du transport des électrons 168
6.3.4 Étude du dépôt d'énergie dans le cylindre de plastique 174
6.3.5 Conclusion sur la deuxième partie de l'expérience 177
6.4 Conclusion sur l'expérience 178

7 Conclusions et perspectives 181

III Annexes 187

A Calibration absolue du système d'imagerie visible 189

A.1 Dispositif expérimental 189
A.2 La source de calibration 190

A.3 Calibration absolue de la caméra à balayage de fente dans les conditions semblables à celles utilisées sur UHI100 . . . 191
A.4 Application à une image expérimentale . . . 192
A.4.1 Conversion *count* → J . . . 192
A.4.2 Conversion J → J.m^{-2} . . . 193
A.4.3 Conversion J.m^{-2} → W.m^{-2} . . . 193
A.4.4 Conversion W.m^{-2} → W.m^{-2}.sr^{-1} . . . 194

B Calibration absolue des spectromètres X 195

B.1 Détails sur les *Image Plates* . . . 195
B.1.1 Conversion QL→PSL . . . 196
B.1.2 Réponse spectrale . . . 196
B.1.3 Décroissance temporelle du signal : *Fading* . . . 196
B.2 Calibration absolue des spectromètres LCS et TCS . . . 197
B.2.1 Mesure de la réflectivité intégrée du cristal $\delta(E)$ . . . 198
B.3 Calibration absolue du spectromètre HOPG . . . 200

C Description des codes de calcul numérique utilisés 201

C.1 Le code hydrodynamique *CHIC* . . . 201
C.2 Les codes PIC . . . 203
C.2.1 Description cinétique . . . 203
C.2.2 La méthode PIC . . . 204
C.2.3 Le code PIC *CALDER* . . . 205
C.2.4 Le code PIC *PICLS* . . . 206
C.3 Les codes de transport hybrides . . . 206
C.3.1 Description particulaire du faisceau d'électrons . . . 206
C.3.2 Description fluide du milieu . . . 207
C.3.3 Le code hybride de *J. J. Honrubia* . . . 207
C.3.4 Le code hybride *PâRIS* . . . 208

D Estimation analytique des conditions permettant l'observation des pertes résistives 211

D.1 Description du chauffage résistif . . . 211
D.2 Conditions d'observation des pertes résistives . . . 215
D.2.1 Conditions minimales sur la densité de courant . . . 215
D.2.2 Condition maximale sur la densité de courant . . . 217

E Liste des publications 219

Bibliographie 237

Liste des constantes, symboles, et paramètres plasma utilisés dans cette thèse

Cette section regroupe l'ensemble des paramètres, constantes et symboles couramment utilisés dans cette thèse. Nous utilisons ici le système d'unités international (SI).

Symboles

n_e, n_i	Densités volumiques électronique et ionique respectivement
n_b	Densité volumique du faisceau d'électrons rapides
N_b	Nombre d'électrons dans le faisceau d'électrons rapides
T_e, T_i	Températures électronique et ionique respectivement
T_b	Température du faisceau d'électrons rapides
ρ	Densité massique
v_e, v_b	Vitesses électronique et des électrons du faisceau respectivement
r_b	Rayon du faisceau d'électrons
j_b, j_{ret}	Densités de courant électronique du faisceau et de retour respectivement
$\mathbf{p}$	Vecteur impulsion
$\mathbf{E}$	Vecteur champ électrique
$\mathbf{B}$	Vecteur champ magnétique
$\mathbf{A}$	Potentiel vecteur
Z	Numéro atomique
A	Masse atomique
Z^*	État de charge ionique
λ	Longueur d'onde photonique
λ_0	Longueur d'onde laser
ω	Pulsation photonique
ω_0	Pulsation laser
ν_e, ν_{ei}	Fréquences de collision électronique et électron-ion
σ	Conductivité électrique
η	Résistivité électrique
I	Intensité laser
I_{18}	Intensité laser normalisée à $10^{18}\,\mathrm{W.cm^{-2}}$
k	Norme du vecteur d'onde
$\eta_{\mathrm{laser}\to e}$	Rendement de conversion énergie laser$\to$ énergie cinétique des électrons rapides

Constantes fondamentales

e	Charge élémentaire	$e = 1.6022 \times 10^{-19}\,\mathrm{C}$
c	Vitesse de la lumière	$c = 299792458\,\mathrm{m.s^{-1}}$
k_B	Constante de Boltzman	$k_B = 1.3807 \times 10^{-23}\,\mathrm{J.K^{-1}}$
m_e	Masse de l'électron	$m_e = 9.1094 \times 10^{-31}\,\mathrm{kg}$
$h, \hbar = h/2\pi$	Constante de Planck	$h = 6.6261 \times 10^{-34}\,\mathrm{J.s}$
ϵ_0	Permittivité du vide	$\epsilon_0 = 8.8542 \times 10^{-12}\,\mathrm{F.m^{-1}}$
μ_0	Perméabilité du vide	$\mu_0 = 4\pi \times 10^{-7}\,\mathrm{H.m^{-1}}$
$a_B = \epsilon_0 h^2/\pi m_e e^2$	Rayon de Bohr	$a_B = 5.2918 \times 10^{-11}\,\mathrm{m}$
$r_e = e^2/4\pi\epsilon_0 m_e c^2$	Rayon classique de l'électron	$r_e = 2.8179 \times 10^{-15}\,\mathrm{m}$
$\alpha = e^2/2\epsilon_0 hc$	Constante de structure fine	$\alpha = 1/137.036 = 7.2974 \times 10^{-3}$
N_A	Constante d'Avogadro	$N_A = 6.0221 \times 10^{23}\,\mathrm{mol^{-1}}$
$R_H = m_e e^3/8\epsilon_0^2 h^2$	Énergie de Rydberg	$R_H = 13.606\,\mathrm{eV}$

Paramètres plasma fondamentaux

$\beta = v/c$	Vitesse normalisée à c	
$\gamma = 1/\sqrt{1-\beta^2}$	Facteur de Lorentz	
$\omega_{pe} = \sqrt{n_e e^2/m_e \epsilon_0}$	Pulsation plasma électronique	$\omega_{pe} = 56.4 n_e[\mathrm{m}^{-3}]^{1/2}\,\mathrm{s}^{-1}$
$v_{Te} = \sqrt{k_B T_e/m_e}$	Vitesse thermique électronique	$v_{Te} = 1.326 \times 10^7 T_e[\,\mathrm{eV}]^{1/2}\,\mathrm{m.s}^{-1}$
$\lambda_{dB} = \hbar/\sqrt{m_e k_B T_e}$	Longueur de de Broglie	$\lambda_{dB} = 2.76 \times 10^{-10} T_e[\,\mathrm{eV}]^{-1/2}\,\mathrm{m}$
$\lambda_D = \sqrt{k_B T_e \epsilon_0/n_e e^2}$	Longueur de Debye	$\lambda_D = 7434 T_e[\,\mathrm{eV}]^{1/2} n_e[\mathrm{m}^{-3}]^{-1/2}\,\mathrm{m}$
$r_i = (3/4\pi n_i)^{1/3}$	Distance inter-atomique	$r_i = 0.62 n_i[\mathrm{m}^{-3}]^{-1/3}\,\mathrm{m}$
$n_c = \epsilon_0 m_e \omega_0^2/e^2$	Densité critique	$n_c = 1.11^{21} \lambda[\,\mu\mathrm{m}]^{-2}\,\mathrm{cm}^{-3}$
$\lambda_e = c/\omega_{pe}$	Épaisseur de peau magnétique	
$a = eE/m_e \omega c$	Champ laser normalisé	$a = 0.85\sqrt{I_{18}\lambda[\,\mu\mathrm{m}]^2}$
$\sigma_e = 2\pi r_e^2/\beta^2(\gamma-1)$	Section efficace de l'électron	
$k_B T_F = \hbar^2(3\pi^2 n_e)^{2/3}/2m_e$	Énergie/Température de Fermi	$E_F = 3.65 \times 10^{-19} n_e[\mathrm{m}^{-3}]^{2/3}\,\mathrm{eV}$

1 Introduction

La production et la demande d'énergie n'ont jamais cessé de croître depuis le début du siècle dernier. Pour l'heure, l'énergie la plus consommée reste celle d'origine fossile (pétrole, gaz et charbon), représentant environ 67% de l'énergie totale consommée dans le monde [IEA 11]. Cependant les ressources commencent à s'épuiser. Avec l'émergence des pays en voie de développement, on estime ainsi l'épuisement des réserves de pétrole, de gaz et de charbon à 40, 70 et 230 ans respectivement. A cela s'ajoutent les contraintes environnementales, telles que la pollution ou l'effet de serre, et économiques, avec la constante augmentation des coûts d'extraction et la difficulté croissante de trouver de nouveaux gisements.
L'énergie nucléaire, basée sur la fission, a longtemps été considérée comme une voie d'avenir pour remplacer totalement les énergies fossiles. Les réserves d'uranium 235 sont cependant limitées. Elles seront épuisées d'ici cent ans, sous réserve que la demande mondiale n'augmente pas d'avantage. De plus, le problème de gestion des déchets radioactifs, ainsi que les accidents de *Three Mile Island* (1979), *Tchernobyl* (1986) et plus récemment de *Fukushima* (2011), ont fait prendre conscience à la population des retombées écologiques, parfois désastreuses, que peut engendrer la fission nucléaire. Malgré un effort important réalisé sur les centrales dites de *quatrième génération* pour améliorer leur sûreté et réduire la production de déchets, de plus en plus de pays font le choix de ne pas renouveler leur parc nucléaire et commencent à investir dans les énergies renouvelables (éoliens, géothermie, solaire, biomasse etc...). Ces dernières, bien qu'écologiques, sont encore en cours de développement et ne peuvent donc être, à l'heure actuelle, considérées comme des solutions pérennes et envisageables à grande échelle.
Une alternative pourrait consister à employer la fusion nucléaire. Celle-ci semble en effet capable de fournir une énergie plus propre, plus sûre et surtout quasiment inépuisable. Basée sur les processus ayant cours au sein d'une étoile, elle nécessite de faire fusionner deux noyaux légers tels que, par exemple, le deutérium (D) et le tritium (T) :

$$\mathrm{D}_1^2 + \mathrm{T}_1^3 \rightarrow \mathrm{He}_2^4(3.5\,\mathrm{MeV}) + \mathrm{n}_0^1(14.1\,\mathrm{MeV}). \tag{1.1}$$

Cette réaction libère une quantité d'énergie très importante (17.6 MeV) qui pourrait être récupérée dans les parois d'un réacteur. Le rendement énergétique d'1g de D-T équivaut ainsi à ~ 4.2g d'uranium ou encore à ~ 8 tonnes de pétrole. Néanmoins, les atomes de D et T ne fusionnent pas naturellement. Il faut en effet fournir au milieu une température suffisamment

élevée ($T \geq 1.5 \times 10^8$ K) pour vaincre la répulsion des deux noyaux et ainsi les faire fusionner. A la différence de la fission, la fusion ne s'entretient pas par le biais d'une réaction en chaîne, constituant ainsi un avantage certain pour la sécurité d'une centrale de production d'énergie. Il faut donc maintenir le milieu à cette température pendant un certain temps pour espérer faire fusionner le plus de noyaux possibles. On parle alors de *confinement*. Pour une étoile comme le soleil, il s'agit d'un confinement gravitationnel : sa masse est telle qu'elle suffit à contenir les réactions de fusion. Une telle gravité n'étant pas reproductible sur Terre, il a fallu inventer des méthodes alternatives de confinement des particules.

La fusion par confinement magnétique (FCM) fut historiquement la première a être employée et est actuellement la plus avancée. Elle consiste à utiliser des champs magnétiques toroïdaux et poloïdaux extrêmement puissants pour maintenir le plasma de fusion dans le réacteur, aussi appelé "tokamak" (acronyme Russe signifiant "chambre toroïdale avec bobines magnétiques"). Le plasma de D-T est alors chauffé jusqu'à atteindre les conditions de températures suffisantes pour provoquer la fusion des noyaux.

La fusion par confinement inertiel (FCI), dans le cadre de laquelle s'inscrit cette thèse, fut envisagée dans les années 60 suite à l'avènement des lasers. Elle consiste à comprimer, à l'aide d'un grand nombre de lasers très énergétiques, une bille d'environ 1 mm de diamètre composée d'un mélange de D-T. La température au sein de celle-ci croît alors brusquement tandis que sa densité augmente d'un facteur 1000, amorçant alors les réactions de fusion. Deux approches différentes sont envisagées pour comprimer la cible. La première, appelée *attaque directe*, consiste à focaliser les lasers directement sur la cible avec la meilleure symétrie possible, afin d'éviter le développement d'instabilités hydrodynamiques pouvant nuire à l'amorçage des réactions de fusion. La seconde, appelée *attaque indirecte*, consiste à focaliser les lasers à l'intérieur d'une cavité cylindrique en or ou *hohlraum*, au centre de laquelle est placée la bille de D-T. Le rôle de cette cavité est de convertir l'énergie laser en rayonnement X, d'une part, et de confiner ce rayonnement pour le rendre aussi intense et homogène que possible autour de la bille afin de la comprimer efficacement, d'autre part.

Les méthodes de confinement magnétique et inertiel sont toutes deux en cours de développement et font l'objet d'importantes collaborations internationales, à l'image du projet *ITER* pour la FCM, ou des projets tels que le *National Ignition Facility* (NIF), le *Laser MégaJoule* (LMJ), le *laser FIREX* ou encore le *projet HiPER* pour la FCI.

1.1 La fusion inertielle

1.1.1 Contexte physique

Pour que les réactions thermonucléaires puissent avoir lieu, il faut pouvoir maintenir le plasma de fusion dans des conditions de température et de densité élevées, et ce, durant un temps suffisamment long pour parvenir à un taux de réactions garantissant un gain d'énergie. C'est ce que traduit le *critère de Lawson* [Lawson 57], reliant la densité initiale n du plasma de fusion, le temps de confinement τ et le taux de réactions thermonucléaires $\langle \sigma v \rangle$:

$$n\tau \geq \frac{1}{\langle \sigma v \rangle}. \tag{1.2}$$

Ce critère permet de déterminer les conditions nécessaires pour que l'énergie thermonucléaire

obtenue soit au moins égale à l'énergie investie pour amorcer les réactions de fusion. En d'autres termes, l'énergie dégagée doit être supérieure aux pertes.

Sur la Figure 1.1 sont présentés les taux de réactions $\langle \sigma v \rangle$ en fonction de la température du plasma, pour trois réactions thermonucléaires : $\mathrm{D-T}$, $\mathrm{D-D}$ et $\mathrm{D-He^3}$. On remarque ainsi que pour du $\mathrm{D-T}$, le taux de réactions maximal est atteint aux alentours de 70 keV et vaut approximativement $10^{-21}\mathrm{m^3.s^{-1}}$. Pour du $\mathrm{D-He^3}$ ou du $\mathrm{D-D}$, ce maximum n'est atteint qu'au-delà de 100 et 1000 keV respectivement. La réaction du $\mathrm{D-T}$ s'avère ainsi plus facilement atteignable que les deux autres, justifiant son emploi dans les programmes de recherche actuels sur la fusion thermonucléaire. Le critère de Lawson pour du $\mathrm{D-T}$ se réécrit :

$$n\tau \geq 10^{15}\mathrm{cm^{-3}.s.} \tag{1.3}$$

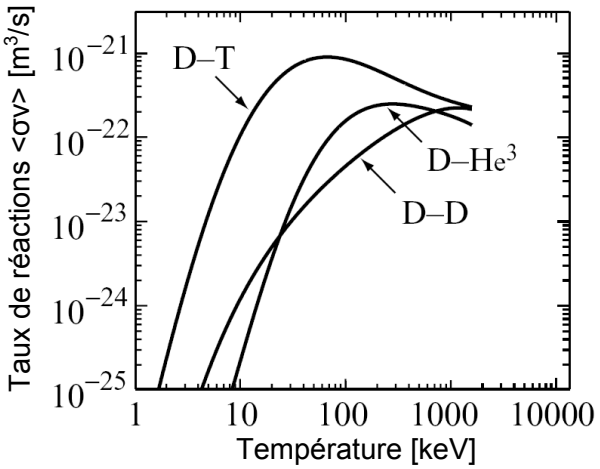

FIGURE 1.1 – Taux de réactions de fusion thermonucléaire $\langle \sigma v \rangle$ pour différents combustibles : $\mathrm{D-T}$, $\mathrm{D-D}$ et $\mathrm{D-He^3}$ [Freidberg 08].

Dans le cadre de la fusion par confinement inertiel, l'allumage des réactions est obtenu pour $T = 10\,\mathrm{keV}$. Le temps de confinement est de l'ordre de 10 ps, ce qui signifie que la densité initiale du plasma doit être supérieure à $10^{26}\,\mathrm{cm^{-3}}$, soit environ 1000 fois la densité du solide. Pour atteindre de telles conditions, une énergie laser supérieure à un mégajoule doit être fournie.
Plusieurs schémas relatifs au confinement inertiel sont envisagés pour atteindre les conditions d'allumage. Nous les détaillons dans la section suivante.

1.1.2 L'allumage par attaque directe ou indirecte

Le premier schéma d'allumage qui fut envisagé est le schéma d'*attaque directe*. Un ensemble de faisceaux laser est focalisé sur une capsule millimétrique de plastique remplie d'un mélange de D-T (Figure 1.2 (gauche)). Sous l'effet des lasers, les couches externes de la capsule sont ablatées, entraînant l'implosion de la cible. Au début, la pression d'ablation crée une onde de choc centripète se propageant en avant du front d'ablation, faisant croître la

température et l'entropie du combustible. A la fin de la compression, seule la partie centrale de la cible est portée aux conditions d'allumage : on parle alors de *point chaud central*. La densité ρ y avoisine les $300 - 1000\,\mathrm{g/cm^3}$, et la température T est de l'ordre de $10\,\mathrm{keV}$. Le paramètre de confinement $\langle \rho R \rangle$ est d'environ $0.3\,\mathrm{g.cm^{-2}}$, où R correspond au rayon du point chaud. L'approche du schéma d'attaque directe présente néanmoins un grand nombre d'inconvénients. La cible est en effet sujette, au cours de la compression, au développement d'instabilités hydrodynamiques (Rayleigh-Taylor, Richtmyer-Meshkov). Celles-ci sont en partie causées par une mauvaise symétrie/uniformité de l'irradiation laser, ou par des défauts initiaux de la cible. Il est possible de s'en affranchir en répartissant uniformément autour de la cible un grand nombre de faisceaux laser lissés optiquement. Des instabilités paramétriques (Raman, Brillouin) peuvent également réduire drastiquement l'absorption du laser, et donc le chauffage de la cible. Pour limiter cet effet, les faisceaux laser sont triplés en fréquence ($1\omega \rightarrow 3\omega$).

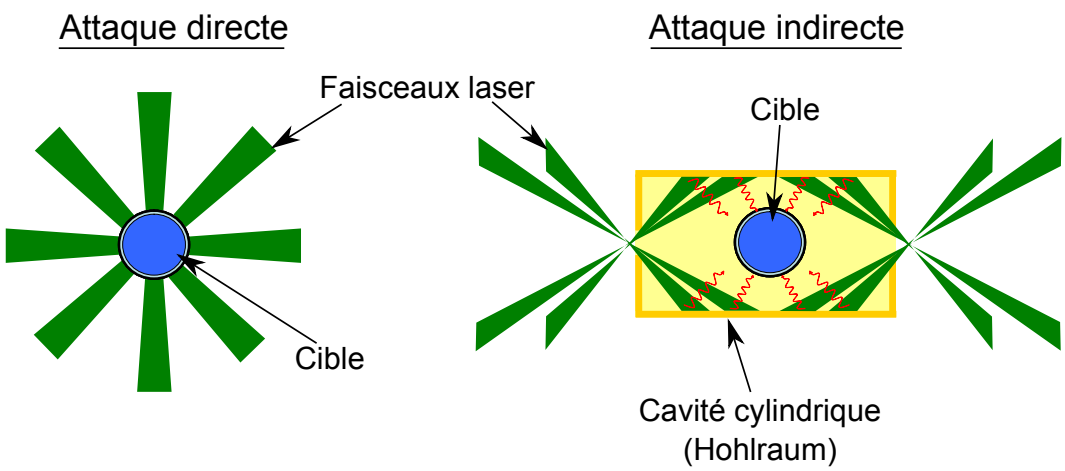

FIGURE 1.2 – Représentation schématique de l'allumage par attaque directe (gauche) et indirecte (droite).

Un autre schéma d'allumage, dit d'*attaque indirecte*, fut proposé afin de réduire notamment les contraintes liées aux instabilités. Il consiste à focaliser un grand nombre de faisceaux laser sur les parois internes d'une cavité cylindrique de numéro atomique (Z) élevé, enfermant une capsule millimétrique de D-T. L'irradiation des parois du cylindre produit un rayonnement X (corps noir) suffisamment intense pour ablater les couches externes de la capsule de D-T et la faire ainsi imploser (Figure 1.2 (gauche)). L'attaque indirecte confère une meilleure isotropie d'irradiation, permettant ainsi de limiter les effets des instabilités hydrodynamiques. Les instabilités paramétriques y sont également moins néfastes.

Le schéma d'attaque indirecte est actuellement employé sur les grandes installations laser de recherche sur la fusion, telles que le NIF situé à Livermore (USA), ou le laser Mégajoule en fin de construction près de Bordeaux. Il faut néanmoins noter que, du point de vue énergétique, la conversion laser→rayonnement X génère des pertes importantes. Ce schéma semble donc moins bien adapté à la production d'énergie que le schéma d'attaque directe.

1.1.3 L'allumage rapide

L'*allumage rapide* est une approche alternative à l'attaque directe. Les phases de compression et d'allumage y sont découplées permettant, d'une part, de relâcher les contraintes liées à la symétrie et à la stabilité de l'implosion, et, d'autre part, d'augmenter le gain d'énergie pour un seuil d'allumage et une énergie investie moindres.

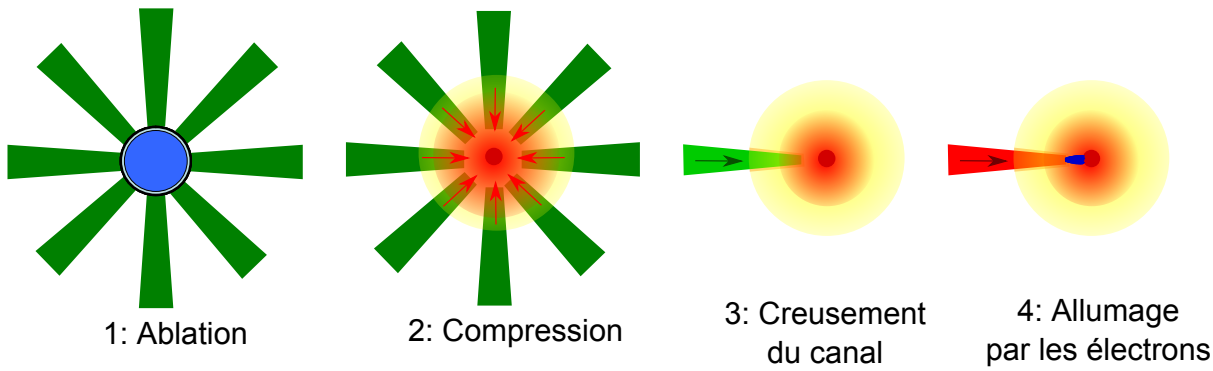

FIGURE 1.3 – Représentation des différentes étapes de l'allumage rapide.

Dans ce schéma, proposé initialement par Tabak *et. al.* [Tabak 94], la cible est d'abord comprimée à l'aide de faisceaux laser à impulsions longues (ns) et d'éclairements modérés ($\leq 10^{15}\,\mathrm{W.cm^{-2}}$)(Étapes 1 et 2 de la Figure 1.3). La vitesse d'implosion, moins importante que pour les précédents schémas, permet de limiter l'apparition des instabilités hydrodynamiques. La densité atteinte à la fin de la compression est alors de $300-500\,\mathrm{g/cm^3}$. A la stagnation (compression maximale), une première impulsion laser ultra-intense ($> 10^{18}\,\mathrm{W.cm^{-2}}$) vient creuser un canal (*Hole boring*) dans le plasma de couronne entourant la cible comprimée (Étape 3 de la Figure 1.3). Ce canal sert de guide à une seconde impulsion laser ultra-intense ($> 10^{19}\,\mathrm{W.cm^{-2}}$) venant déposer son énergie en périphérie du cœur comprimé (Étape 4 de la Figure 1.3 et également Figure 1.4). Environ $30-50\%$ de l'énergie du laser sont ainsi convertis en un faisceau d'électrons relativistes. Celui-ci se propage ensuite jusqu'au cœur, où il y dépose toute ou en partie son énergie. Ainsi, à la différence des deux schémas précédemment détaillés, l'allumage rapide se distingue par la création d'un *point chaud latéral*.

Des simulations hydrodynamiques ont permis d'estimer les paramètres de la source d'électrons rapides requis pour que l'allumage puisse avoir lieu. Ceux-ci sont donnés par [Atzeni 99] :

$$E_{ig} = 18\left(\frac{\rho}{300\,\mathrm{g/cm^3}}\right)^{-1.85}\mathrm{kJ} \tag{1.4}$$

$$\tau_{ig} = 21\left(\frac{\rho}{300\,\mathrm{g/cm^3}}\right)^{-0.85}\mathrm{ps} \tag{1.5}$$

$$r_{ig} = 20\left(\frac{\rho}{300\,\mathrm{g/cm^3}}\right)^{-0.97}\mu\mathrm{m} \tag{1.6}$$

Pour un cœur comprimé à $\rho = 300\,\mathrm{g/cm^3}$, l'énergie d'ignition E_{ig} délivrée par les électrons doit donc être de $\approx 17\,\mathrm{kJ}$ en un temps inférieur à $\tau_{ig} \approx 20\,\mathrm{ps}$ et sur une zone de rayon

$r_{ig} \approx 20\,\mu$m. L'énergie moyenne des électrons doit se situer dans la gamme $1-2$ MeV pour assurer un dépôt d'énergie efficace dans le cœur [Honrubia 06]. Un laser de plusieurs petawatts est requis pour générer un tel faisceau.

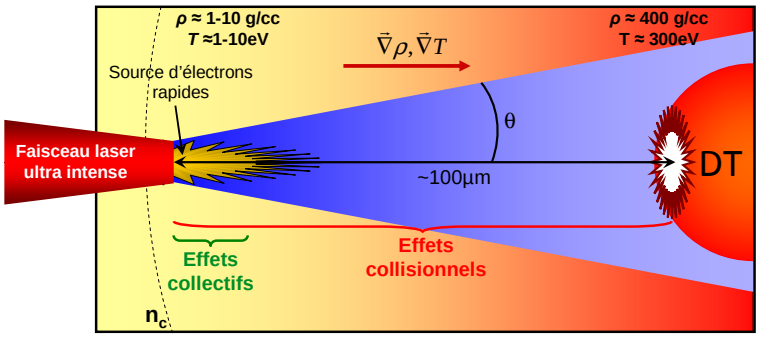

FIGURE 1.4 – Représentation schématique du transport du faisceau d'électrons rapides, de la source (proche de la densité critique) jusqu'au cœur de D-T comprimé.

L'étude de la génération et du transport du faisceau d'électrons rapides est toujours d'actualité et fait l'objet de cette thèse. A ce jour, de nombreux obstacles n'ont pas encore été surmontés. En effet, le faisceau d'électrons est sujet à différents mécanismes de nature collisionnelle ou collective, tendant à ralentir sa propagation dans le plasma sur-dense. Les pertes d'énergie dans le plasma englobant le cœur de D-T, ainsi que la divergence du faisceau d'électrons, peuvent être préjudiciables à l'allumage. Les études actuelles tentent de bien comprendre et maîtriser ces processus afin de minimiser leurs effets. Par ailleurs, le creusement du canal de guidage s'avérant également incertain, d'autres options sont en cours d'étude. L'une d'elles consisterait à introduire le sommet d'un cône creux, fait d'un matériau de Z élevé, au centre de la capsule pour permettre au laser d'allumage d'accéder plus facilement au cœur comprimé. Bien que cette méthode soit réalisable, elle rend le design et la fabrication de la cible beaucoup plus complexes et est sans doute moins bien adaptée à un réacteur de fusion à haut taux de répétition (10 Hz), envisagé pour la production d'énergie.

1.1.4 L'allumage par choc

L'allumage par choc est un autre schéma d'allumage proposé par Betti *et al.* [Betti 07]. Comme son nom l'indique, il consiste à utiliser un choc fort pour augmenter très brusquement la température du combustible et allumer ainsi les réactions de fusion. Pour cela, la cible est tout d'abord comprimée par attaque directe des faisceaux laser. Sous l'effet de la pression d'ablation, un premier choc centripète est généré et se propage vers le centre de la cible. Juste avant la stagnation, un second choc fort est généré par la brusque montée en intensité (*spike*) du laser de compression. Ce choc sphérique convergent vient entrer en collision avec le premier choc, devenu divergent suite à sa réflexion au moment de la stagnation. La coalescence de ces deux chocs provoque alors une brusque augmentation de la température, favorisant l'allumage des réactions thermonucléaires.
Contrairement au schéma d'allumage rapide, l'allumage par choc requiert seulement une puissance laser de $200-300$ TW. Il est donc d'ores et déjà adapté aux installations laser telles que le NIF ou le LMJ. Néanmoins, des aspects concernant l'absorption de l'énergie

laser et l'apparition d'instabilités paramétriques, déterminant l'efficacité de génération du second choc, sont encore à l'étude.

1.2 Des lasers intenses pour la fusion

Suite à leur invention en 1961, de rapides progrès ont été réalisés dans le domaine des lasers. En 1963, Basov et Krokhin émirent pour la première fois l'idée de fusionner un mélange de D-T à l'aide de cette nouvelle technologie. Les premières expériences sur la fusion par confinement inertiel virent le jour au début des années 70 en URSS, en France et aux États-Unis [Basov 68, Floux 70, Nuckolls 73]. Peu de progrès furent cependant réalisés au cours des 15 années suivantes, malgré l'apparition, en 1970, des lasers à blocage de modes. Bien que ceux-ci permirent d'atteindre des impulsions de l'ordre de la picoseconde et des éclairements proches de $10^{15}\,\mathrm{W.cm^{-2}}$, leur faible énergie ($< 100\,\mathrm{kJ}$) était insuffisante pour réaliser la fusion. En outre, les tentatives d'amplification des impulsions laser se heurtèrent à des effets non-linéaires (effet Kerr) endommageant irrémédiablement les optiques.

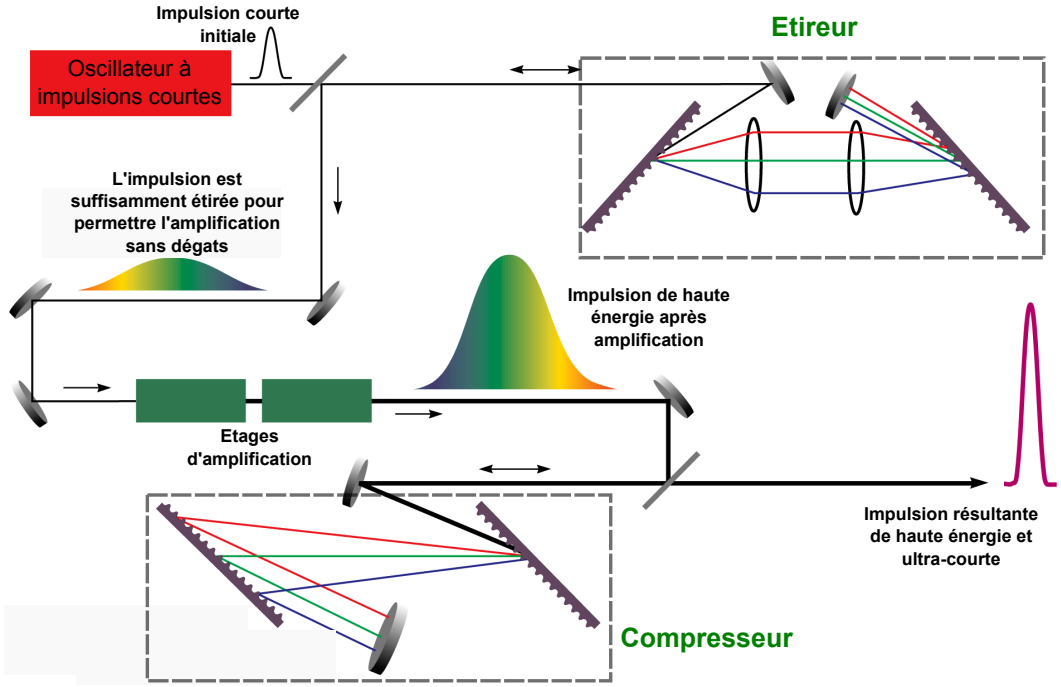

FIGURE 1.5 – Principe de la méthode CPA.

C'est en 1985 que Strickland et Mourou [Strickland 85] proposent une technique d'amplification contournant les problèmes de saturation, appelée *amplification par dérive de fréquence* ou *CPA* (Chirped Pulse Amplification). Elle se décompose en plusieurs étapes. Une impulsion laser courte et de faible énergie est tout d'abord générée dans un oscillateur, puis injectée dans un étireur. Celui-ci, formé d'une paire de réseaux de diffraction antiparallèles, a pour but de séparer temporellement les différentes composantes spectrales de l'impulsion. En effet, les réseaux introduisent une différence de marche en fonction de la longueur d'onde. En sortie de l'étireur, chaque longueur d'onde est donc décalée temporellement. Les plus longues précédent les plus courtes, allongeant ainsi la durée de l'impulsion. On dit que cette dernière est

chirpée. Typiquement, l'impulsion est étirée temporellement d'un facteur 10^5. Elle possède alors une intensité suffisamment faible pour pouvoir être amplifiée sans risque d'endommagement des optiques. Suite à ses multiples passages dans les différents étages amplificateurs, elle voit ainsi son énergie augmenter d'un facteur pouvant dépasser les 10^9. Enfin, l'impulsion recouvre sa durée initiale en passant dans un compresseur, constitué d'une paire de réseaux parallèles compensant exactement les effets de l'étireur. Ces différentes étapes sont récapitulées dans la Figure 1.5.

Suite à cette découverte, la puissance des lasers n'a cessé de croître. Ainsi de nouveaux lasers ont vu le jour, pouvant atteindre des intensités crêtes de l'ordre de $10^{21}\,\mathrm{W.cm^{-2}}$, à l'image des lasers Vulcan (Angleterre), Omega EP (États-Unis) et PetAL (France), ce dernier étant en cours de construction. De telles intensités devraient, dans un schéma d'allumage rapide, donner la possibilité de générer des faisceaux d'électrons suffisamment énergétiques pour pouvoir initier les réactions thermonucléaires.

1.3 État de l'art sur la source d'électrons rapides et son transport dans la matière dense

La génération et le transport d'électrons rapides dans le domaine de la fusion font l'objet d'une remarquable mobilisation scientifique. Bien que de nombreuses questions restent encore sans réponses, d'importantes avancées, tant sur le plan expérimental que théorique, ont été réalisées au cours des deux dernières décennies, notamment après l'arrivée des lasers à intensité relativiste ($I > 10^{18}\,\mathrm{W.cm^{-2}}$). Nous en passons ici en revue les principaux résultats.

1.3.1 Efficacité de conversion laser→électrons

Depuis l'avènement des lasers ultra-intenses, de nombreuses expériences sur le transport d'électrons ont vu le jour. L'utilisation de diagnostics détectant le rayonnement X, généré par le passage des électrons au travers de la matière, a notamment permis d'estimer l'efficacité de conversion de l'énergie laser vers les électrons : $\eta_{\mathrm{laser}\to e}$. Ainsi, des mesures du rayonnement bremsstrahlung couplées à des simulations numériques ont permis d'estimer un taux de conversion de l'ordre de $40-50\%$ [Hatchett 00], et ce, pour une intensité sur cible de $3\times10^{20}\,\mathrm{W.cm^{-2}}$. D'autres mesures, faites cette fois à l'aide du rayonnement K_α, ont mené à une efficacité de conversion moins élevée : environ $20-30\%$ [Wharton 98, Key 98], semblant dépendre essentiellement de l'éclairement laser. Suite à ces résultats, Yasuike *et. al.* [Yasuike 01] firent varier l'éclairement laser de 2×10^{18} à $3\times10^{20}\,\mathrm{W.cm^{-2}}$ en diminuant la durée de l'impulsion laser de 20 à 0.5 ps. Ils observèrent ainsi une augmentation probante de la conversion laser avec l'éclairement, allant de plus de 10% à $2\times10^{18}\,\mathrm{W.cm^{-2}}$ jusqu'à près de 50% à $3\times10^{20}\,\mathrm{W.cm^{-2}}$. Ces taux de conversion ont néanmoins été revus à la baisse, notamment parce que la recirculation des électrons dans la cible n'avait pas été prise en compte dans les précédentes études. Ce phénomène est en effet responsable de l'augmentation artificielle des signaux K_α mesurés, et peut donc conduire à une sur-estimation des taux de conversion laser-électrons. Ainsi, de récentes expériences [Theobald 06, Myatt 07, Nilson 08] ont permis d'estimer une efficacité de conversion de seulement $20\pm10\%$, et ce, indépendamment de l'éclairement laser au-delà de $10^{18}\,\mathrm{W.cm^{-2}}$. Des mesures du rayonnement bremsstrahlung et K_α, couplées à des simulations Monte-Carlo [Chen 09a], ont également montré qu'environ

3 à 12% de l'énergie laser est convertie en électrons de $1-3\,\mathrm{MeV}$, pour une efficacité de conversion totale de $30 \pm 10\%$.
En résumé, l'estimation de l'efficacité de conversion laser-électrons est sujette à une forte incertitude, notamment due à une importante complexité d'interprétation des résultats expérimentaux. Une efficacité de conversion de $20 \pm 10\%$, pour des éclairements supérieurs à $10^{18}\,\mathrm{W.cm^{-2}}$, semble toutefois raisonnable. D'autres paramètres, tels que la longueur de préplasma en face avant de la cible, la durée de l'impulsion, la taille de la tache focale ou encore l'angle d'incidence, jouent également un rôle important dans l'absorption du laser et doivent être pris en compte dans l'estimation de l'efficacité de conversion.

1.3.2 Énergie moyenne du faisceau d'électrons

L'énergie laser absorbée est transformée en électrons rapides via différents mécanismes d'accélération (voir section 2.1). Le spectre en énergie des électrons générés est souvent représenté par une fonction maxwellienne du type :

$$f(E) \propto \beta\gamma^2 \exp\left(-\frac{E}{T_b}\right) \tag{1.7}$$

où le paramètre T_b, communément appelé énergie moyenne ou température du faisceau d'électrons rapides, caractérise à lui seul la fonction de distribution électronique. En 1986, Gitomer *et. al.* [Gitomer 86] observent, dans le cadre de l'interaction laser-plasma, que la température du spectre électronique dépend essentiellement de l'éclairement laser $I\lambda^2$. Ils montrent ainsi que la température varie en $(I\lambda^2)^{1/3}$ pour des intensités laser comprises entre 10^{11} et $10^{18}\,\mathrm{W.cm^{-2}}$. Dix ans plus tard, Beg *et. al.* [Beg 97] confirment ces résultats jusqu'à des intensités laser $\leq 10^{19}\,\mathrm{W.cm^{-2}}$ et formulent la loi empirique suivante :

$$T_b^{\mathrm{Beg}}[\,\mathrm{MeV}] = 0.215\left(I_{18}\lambda_{\mu\mathrm{m}}^2\right)^{1/3} \tag{1.8}$$

où I_{18} correspond à l'éclairement laser normalisé à $10^{18}\,\mathrm{W.cm^{-2}}$ et $\lambda_{\mu\mathrm{m}}$ sa longueur d'onde en microns. De récentes expériences [Chen 09a, Norreys 09], basées sur des mesures de spectre de rayonnement bremsstrahlung, montrent que cette loi s'étend jusqu'à $10^{21}\,\mathrm{W.cm^{-2}}$. Ces résultats sont également appuyés par un modèle théorique relativiste développé par Haines *et. al.* [Haines 09].

D'autres expériences [Malka 96, Yasuike 01, Davies 02b], basées sur l'étude des spectres d'électrons et d'ions en face arrière des cibles, aboutissent cependant à des résultats en faveur de la loi d'échelle formulée par Wilks et. al. [Wilks 92] en 1992. Celle-ci, obtenue via des simulations PIC (Paricle-In-Cell), montre que la température évolue comme le potentiel pondéromoteur :

$$T_b^{\mathrm{Wilks}}[\,\mathrm{MeV}] = 0.511\left[\left(1+0.73I_{18}\lambda_{\mu\mathrm{m}}^2\right)^{1/2}-1\right]. \tag{1.9}$$

Un modèle récent, basé sur une moyenne pondérée de l'énergie cinétique d'un ensemble d'électrons [Kluge 11], est en bon accord avec la loi pondéromotive pour des intensités relativement modérées ($I < 10^{19}\,\mathrm{W.cm^{-2}}$). Néanmoins, pour des intensités supérieures, il s'avère que le modèle de Wilks surestime la température. Les formules de Haines et Beg semblent, quant à elles, la sous-estimer. Selon Kluge *et al.* la température serait plutôt donnée par :

$$T_b^{\text{Kluge}}[\,\text{MeV}] = \frac{2\pi}{\int_0^{2\pi} \gamma^{-1}(t)dt} - 1, \tag{1.10}$$

où $\gamma(t) = S^2/2 + 2/S^2 - 1$, avec $S = \sqrt[3]{\sqrt{(3a\sin\omega_0 t)^2 + 8} + 3a\sin\omega_0 t}$. Les termes a et ω_0 correspondent au champ laser normalisé et à la pulsation laser (prise égale à 2π ici) respectivement. Ce dernier modèle est validé par un grand nombre de simulations PIC et de résultats expérimentaux [Yu 99, Chen 09b, MacPhee 08].

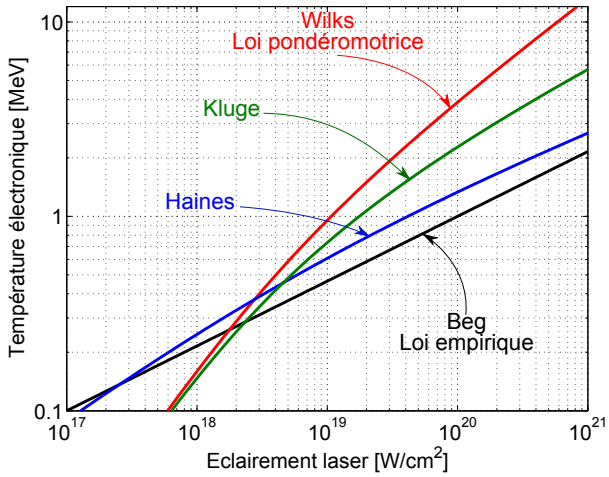

FIGURE 1.6 – Comparaison des différentes lois d'échelle permettant de remonter à la température T_b du spectre des électrons générés par interaction laser-plasma.

Une comparaison des différents modèles est présentée sur la Figure 1.6.

Il faut toutefois nuancer ces mesures expérimentales. Certaines sont basées sur l'étude du spectre du rayonnement bremsstrahlung, qui est sensible aux électrons situés essentiellement dans la gamme 300 keV-2 MeV. La partie haute énergie du spectre électronique est donc mal connue, ce qui peut entraîner une erreur sur la mesure de T_b. Les mesures réalisées à partir des spectres électroniques en face arrière des cibles sont également sujettes à des erreurs expérimentales. En effet, le champ ambipolaire généré à la sortie des électrons en face arrière d'une cible solide tend à rappeler les électrons vers la cible. Seule une faible fraction d'électrons suffisamment énergétiques parvient à s'échapper. Il en résulte que la mesure de l'énergie moyenne du spectre électronique observé en face arrière est sur-estimée par rapport à l'énergie moyenne initiale [Cottrill 10]. Par ailleurs, ces mesures ne prennent pas en compte l'effet du pré-plasma (hormis le dernier modèle). Il s'avère en effet que la température des électrons puisse augmenter avec la longueur de celui-ci [Lefebvre 97, Nuter 08].
Enfin, notons que des simulations numériques récentes tendent à montrer que la fonction de distribution électronique, ou du moins sa composante basse énergie ($\leq$ 2 MeV), est mieux décrite par une loi de puissance en E^{-n} que par une distribution maxwellienne (comme nous le montrons dans le chapitre 5). Dans ce cas l'énergie moyenne $\langle E \rangle$ du faisceau d'électrons est beaucoup plus basse que celle prédite par les formules de Wilks et Beg (équations (1.9) et (1.8)).

1.3.3 Divergence du faisceau d'électrons

La divergence du faisceau est un paramètre critique pour l'allumage rapide. En effet, pour que le dépôt d'énergie soit optimal, le faisceau doit être le plus collimaté possible. La divergence est essentiellement gouvernée par les collisions des électrons du faisceau avec les atomes ou ions du milieu dans lequel ils se propagent. D'autres effets, tels que les champs magnétiques auto-générés ou encore les gradients de résistivité, peuvent également provoquer la divergence ou la collimation du faisceau. Un exemple de ces effets sera détaillé dans le chapitre 6.

Plusieurs expériences ont permis d'estimer la divergence d'un faisceau d'électrons se propageant dans une cible solide [Kodama 01, Kodama 04, Santos 02, Stephens 04, Lancaster 07]. En compilant l'ensemble des résultats obtenus, Green *et. al.* [Green 08] montrent que cette divergence croît en fonction de l'intensité laser, indépendamment de la durée de l'impulsion et du rayon de la tache focale. Un ajustement logarithmique des données expérimentales donne :

$$\theta[^\circ] = 18 + 12.5 \log\left(I_{18}\right), \quad \text{avec } I_{18} > 1. \tag{1.11}$$

Les données expérimentales, ainsi que la courbe d'ajustement, sont tracées sur la Figure 1.7. Notons toutefois que l'influence potentielle du pré-plasma sur la divergence du faisceau n'est, à nouveau, pas prise en compte [Debayle 10] dans cette analyse. Des simulations PIC ont notamment mis en évidence que la divergence du faisceau d'électrons est intrinsèque aux processus de génération : elle pourrait s'expliquer soit, dans le cas de plasmas aux gradients de densité longs, par un froissement de la surface critique sur une échelle spatiale de l'ordre de λ_0 la longueur d'onde du laser [Wilks 92, Pukhov 97, Lasinski 99], soit à cause de déflections du champ magnétique produites par une instabilité de filamentation dans le courant d'électrons [Ren 04, Adam 06, Silva 02].

1.3.4 Transport des électrons rapides

Une fois accélérés, les électrons rapides se propagent sous forme de faisceau dans la cible, transportant alors une fraction $\eta_{\text{laser}\to e}$ de l'énergie de l'impulsion laser. La densité d'électrons dans le faisceau correspond approximativement à la densité électronique au niveau de la source, typiquement la densité critique : $n_b[\,\text{cm}^{-3}] \sim n_c \approx \gamma 10^{21}/\lambda^2_{\mu\text{m}}$, où $\lambda^2_{\mu\text{m}}$ est la longueur d'onde du laser en micromètres et γ le facteur tenant compte de la correction relativiste vis-à-vis de la masse des électrons. Dans les conditions expérimentales actuelles, l'intensité de courant injectée peut atteindre $j_b \approx 10^{13}\,\text{A.cm}^{-2}$ au niveau de la source, et une intensité de courant de $\approx 10^7$ A. Pour assurer la propagation de tels courants, il est nécessaire d'en assurer la neutralisation en faisant se déplacer les électrons libres de la cible (électrons thermiques) dans la direction opposée. Ce mouvement établit ce que l'on appelle le courant de retour, j_{ret}, où le critère de neutralisation est $\mathbf{j}_{ret} = -\mathbf{j}_b$ [Lee 71]. La vitesse de ces électrons est très inférieure à celle des électrons rapides, $v_e \ll v_b \lesssim c$, comme exprimé par le critère de neutralisation, $v_e \approx v_b n_b/n_e$, où $n_e \gg n_b$. Les électrons thermiques sont de ce fait très collisionnels et le courant de retour induit alors un champ électrique $\mathbf{E} = \eta \mathbf{j}_{ret}$ (où la résistivité du milieu η est associée à la fréquence de collisions des électrons thermiques, dépendant de la densité et de la température du milieu) tendant à freiner la propagation du faisceau lui-même.

Les mécanismes régissant la stabilité du transport et les pertes d'énergie sont bien décrits

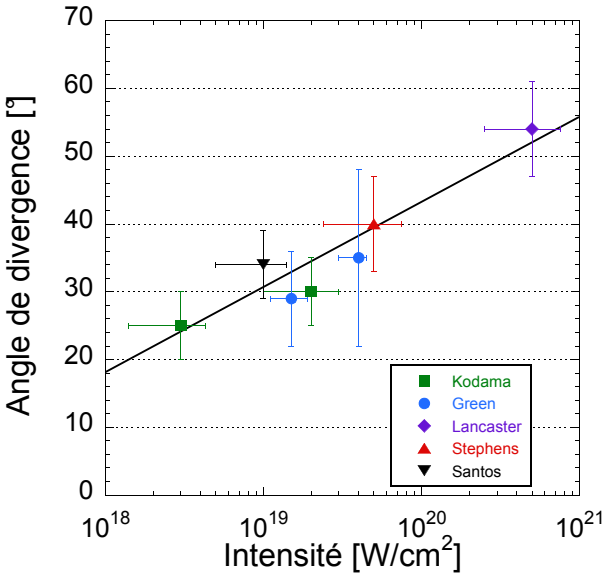

FIGURE 1.7 – Angle de divergence en fonction de l'intensité laser sur cible. Les données expérimentales sont issues des différentes publications ([Kodama 01, Kodama 04, Santos 02, Stephens 04, Lancaster 07, Green 08]). La droite noire correspond à un ajustement logarithmique des données expérimentales correspondant à l'équation (1.11).

par des modèles théoriques collisionnels [Molière 48, Bethe 53] (collisions directes des électrons incidents avec les électrons, ions ou atomes du milieu traversé) et collectifs (associés aux champs auto-générés par le courant d'électrons rapides) [Davies 97, Bell 97], mais doivent être toutefois validés d'un point de vue expérimental.

Au cours de sa propagation dans la cible, le faisceau est soumis à une diffusion angulaire ainsi qu'à des pertes d'énergie. Les collisions directes des électrons rapides avec les ions contribuent individuellement à une diffusion angulaire [Molière 48] et donc à une isotropisation du faisceau, tandis que celles ayant lieu avec les électrons libres sont plutôt à l'origine des pertes d'énergie [Bethe 53]. Ces effets collisionnels doivent être comparés aux effets collectifs, et notamment au pouvoir d'arrêt résistif $\sim eE$. Des estimations qualitatives [Tikhonchuk 02] et des simulations numériques [Kemp 06] ont montré que, pour des densités de courant de l'ordre de $10^{13}\,\mathrm{A.cm^{-2}}$, les pertes d'énergie associées aux effets résistifs sont de l'ordre de $1-10\,\mathrm{keV.\,\mu m^{-1}}$ et celles d'origine collisionnelle de l'ordre de $0.1-0.5\,\mathrm{keV.\,\mu m^{-1}}$. Dans des matériaux à la densité solide, le pouvoir d'arrêt résistif domine pour des densités de courant supérieures à $10^{11}\,\mathrm{A.cm^{-2}}$. Des résultats expérimentaux sont en accord avec ces estimations : par exemple, Santos et *al.* [Santos 07] ont conclu, par des mesures de l'émission thermique en face arrière de cibles d'aluminium d'épaisseurs variables, que la pente du chauffage du matériau en fonction de la profondeur changeait à $\approx 15\,\mu\mathrm{m}$, ce qui s'expliquait par la divergence du faisceau d'électrons rapides et la conséquente diminution de j_b avec la profondeur. Dans ce type d'expérience, les pertes résistives sont donc importantes uniquement à faible profondeur.

Par ailleurs, le faisceau d'électrons rapides contribue également à la génération d'un champ magnétique azimutal qui contribuerait à son guidage, grâce soit à l'inhomogénéité de sa densité de courant, soit à des gradients de résistivité dans la cible [Davies 97].

1.4 Objectifs et plan de la thèse

Ainsi que nous venons de le présenter, bon nombre de résultats, qu'ils soient expérimentaux, numériques ou théoriques, ont contribué à la compréhension des mécanismes de génération et de transport des électrons dans la matière solide. Parmi eux, on peut notamment citer les processus de pertes d'énergie du faisceau, de neutralisation en courant, de divergence ou encore l'influence du pré-plasma et le rôle de la fréquence du laser sur le couplage laser-électrons... En outre, les instruments de mesure, couramment appelés *diagnostics*, sont en constante amélioration et permettent à présent de mesurer et d'observer avec plus de précision les phénomènes physiques en jeu. De même, les codes numériques, employés dans la modélisation du transport électronique, ont bénéficié d'un développement fulgurant des architectures informatiques (supercalculateurs) permettant de réaliser des simulations de plus en plus poussées reproduisant les résultats expérimentaux avec une meilleure fiabilité.

Ce domaine d'étude recèle néanmoins, et ce même après plusieurs décennies d'expériences et de théories, maintes questions sans réponses. Notamment, comment se voient modifiées les caractéristiques du faisceau d'électrons lorsque celui-ci se propage non pas dans la matière solide mais dans la matière comprimée, telle qu'elle est rencontrée dans les futures expériences de fusion et plus particulièrement d'allumage rapide ? Pour l'heure, les lasers, bien que de plus en plus intenses, ne permettent pas encore d'atteindre ces conditions. En attendant la venue des lasers idoines, plusieurs expériences ont été menées afin de reproduire, à des échelles de température et de densité plus modestes, les conditions de propagation d'un faisceau d'électrons rapides dans la matière comprimée. L'élévation de la densité et de la température au sein d'un matériau entraîne, en effet, des modifications importantes d'un point de vue structurel et atomique, affectant sensiblement le transport du faisceau d'électrons.

L'objectif du travail présenté ici est d'étudier et comprendre les différents processus physiques agissant sur la génération et la propagation d'un faisceau d'électrons relativistes, produit lors de l'interaction d'un laser intense avec la matière. Un grand intérêt est notamment porté sur les phénomènes collectifs, dont les effets, pas très bien connus, peuvent devenir prépondérants suivant le régime et la géométrie d'interaction laser. Pour cela, nous présentons les résultats de trois expériences réalisées sur des installations laser pourvoyant des intensités et des géométries d'irradiation différentes, donnant ainsi accès à plusieurs domaines d'étude du transport d'électrons rapides.

La manuscrit est structuré de la manière suivante :

Le second chapitre a pour but de récapituler les connaissances théoriques concernant la génération et le transport de faisceau d'électrons rapides. Il donne ainsi au lecteur des prérequis essentiels à la bonne compréhension des différents processus physiques décrits dans les chapitres expérimentaux. Les mécanismes d'accélération par laser, ainsi que les effets collisionnels et collectifs du transport d'électrons, y sont notamment détaillés.

Le troisième chapitre décrit les principaux rayonnements (X, visible, bremsstrahlung) utilisés comme diagnostics des faisceaux d'électrons rapides. Les instruments de mesure de ces rayonnements sont également détaillés, notamment leur géométrie, leur résolution, ainsi

que leur usage dans les expériences.

Le quatrième chapitre expose les résultats de la première expérience réalisée sur le laser UHI100 du CEA de Saclay. Le très haut contraste temporel de cette installation permet d'étudier les effets collectifs, et plus particulièrement le chauffage de la matière par le faisceau d'électrons à faible profondeur.

Le cinquième chapitre présente les résultats d'une expérience réalisée sur l'installation laser LULI2000, visant à étudier le transport d'électrons dans la matière comprimée en géométrie plane. Cette dernière permet de produire un plasma homogène, dense et chaud le long de la direction de propagation des électrons, idéal pour identifier et quantifier les phénomènes responsables des pertes d'énergie du faisceau.

Le sixième chapitre décrit une expérience réalisée sur l'installation laser VULCAN du Rutherford Appleton Laboratory (Royaume-Unis), consistant à étudier le transport d'électrons rapides dans la matière comprimée cylindriquement. Il s'agit de l'une des premières expériences réalisées dans cette géométrie de compression, permettant notamment de mettre en évidence des phénomènes de guidage sous l'effet d'importants gradients de résistivité.

Bien que cette thèse soit fondamentalement expérimentale, l'ensemble des résultats présentés sont confrontés à des simulations numériques et interprétés en partie par des modèles théoriques.

Le septième et dernier chapitre revient sur l'ensemble des résultats présentés dans cette thèse, leurs intérêts et leurs contributions vis-à-vis du transport d'électrons, notamment dans le contexte de l'allumage rapide.

Première partie

Aspects théoriques

2

Théorie de la génération et du transport d'électrons rapides

Dans le cadre de l'allumage rapide, un faisceau d'électrons relativistes est généré dans le plasma sous-dense et se propage jusqu'au cœur comprimé de D-T. Il y dépose une partie de son énergie, chauffant le combustible à des températures de plusieurs keV afin d'initier les réactions de fusion. Cependant, le transport de ce faisceau d'électrons ne se réalise pas sans difficultés. Divers mécanismes physiques tendent en effet à l'inhiber, empêchant une déposition efficace de l'énergie. Ceux-ci peuvent être divisés en deux catégories :

- Les effets *collisionnels*, c'est à dire les processus d'interaction binaire entre les électrons du faisceau, d'une part, et les atomes, ions et électrons du milieu, d'autre part ;
- Les effets qualifiés de *collectifs*, mettant en scène des groupements de particules faisant intervenir des champs électromagnétiques macroscopiques.

Ce chapitre s'attache à décrire la théorie du transport des électrons dans la matière. Il débute par une brève description des principaux mécanismes accélérateurs dans le cadre de l'interaction d'un champ électromagnétique intense avec la matière. La théorie du transport collisionnel est ensuite exposée : les calculs du pouvoir d'arrêt électronique, ainsi que de la diffusion, y sont notamment détaillés. Enfin, la dernière partie présente (de manière succincte) la théorie du transport collectif, et plus particulièrement les effets des champs, de la conductivité et des instabilités sur le faisceau d'électrons.

2.1 Les mécanismes de génération d'électrons rapides

2.1.1 L'interaction laser-matière à haute intensité

Sur certaines installations, l'éclairement laser peut atteindre des intensités supérieures à $10^{21}\,\mathrm{W.cm^{-2}}$. La matière est ainsi très vite ionisée (quelques dizaines de femtosecondes) sous l'effet du champ électromagnétique associé à l'onde laser. Les électrons alors libérés sont soumis à la force de Lorentz et accélérés dans le champ laser. Leur trajectoire est régie par l'équation du mouvement :

$$\frac{d\mathbf{p}}{dt} = -e\left[\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B}\right]; \quad \frac{d\mathbf{x}}{dt} = \mathbf{v} \tag{2.1}$$

où $\mathbf{p} = m_e\gamma\mathbf{v}$ avec $\mathbf{v}$ le vecteur vitesse de l'électron et γ le facteur relativiste. Pour des éclairements modérés ($< 10^{18}\,\mathrm{W.cm^{-2}}$), la composante magnétique est peu importante. La trajectoire de l'électron se réduit alors à la composante perpendiculaire à la direction de propagation de l'onde : l'électron oscille dans celle-ci mais n'est pas accéléré vers l'avant. On déduit de l'équation 2.1 le module de la vitesse d'oscillation de l'électron dans le champ électrique du laser :

$$\frac{eE}{m_e\omega_0 c} = a = 0.85\sqrt{I_{18}\lambda_\mu^2}, \tag{2.2}$$

avec $\omega_0 = 2\pi c/\lambda_0$ la pulsation du laser et I_{18} l'intensité du laser normalisé à $10^{18}\,\mathrm{W.cm^{-2}}$. On a introduit ici l'amplitude du champ laser normalisé a, qui peut être assimilée au seuil relativiste de l'électron. Ainsi, pour $a > 1$, l'électron pourra être considéré comme relativiste. Dans ce dernier cas, la composante magnétique $\mathbf{B}$ du champ laser devient prépondérante. Dans le cadre d'une onde laser se propageant suivant l'axe x, on peut montrer [Gibbon 05] que la trajectoire de l'électron dans le repère du laboratoire (x, y, z) est donnée par :

$$\begin{array}{rcl} x & = & \frac{a^2}{4}\left[\phi + \frac{2\delta^2-1}{2}\sin 2\phi\right] \\ y & = & \delta a \sin\phi \\ z & = & -(1-\delta^2)^{1/2} a\cos\phi \end{array} \tag{2.3}$$

avec $\phi = \omega_0\tau = \omega_0(t - x/c)$ la phase, τ le temps propre de l'électron et δ le paramètre de polarisation. Pour une polarisation linéaire (ce qui est le cas dans nos expériences), $\delta = 1$. Le système d'équations (2.3) se réécrit donc :

$$\begin{array}{rcl} x & = & \frac{a^2}{4}\left[\phi + \frac{1}{2}\sin 2\phi\right] \\ y & = & a\sin\phi \\ z & = & 0 \end{array} \tag{2.4}$$

Sur la Figure 2.1 (droite) sont tracées différentes trajectoires électroniques correspondant à trois valeurs distinctes de a dans le repère du laboratoire. Le déplacement longitudinal de l'électron étant fonction de a^2, l'électron sera d'autant plus entraîné vers l'avant que a sera élevé.

La trajectoire de l'électron correspond à une dérive suivant x dont la vitesse est donnée par :

$$\frac{\langle v_{drift}\rangle}{c} = \frac{\langle p_x\rangle}{\gamma mc} = \frac{a^2}{4+a^2} \tag{2.5}$$

où $\frac{\langle p_x\rangle}{mc} = \frac{a^2}{4}$ est l'impulsion suivant x pour une polarisation linéaire, et $\gamma = 1 + \frac{\langle p_x\rangle}{mc}$ le facteur relativiste de Lorentz. La Figure 2.1 (droite) représente la trajectoire de l'électron dans son propre repère, lequel se déplace à la vitesse moyenne v_{drift}. Il s'agit d'une trajectoire fermée en forme de "8". En généralisant les équations (2.4) à une impulsion laser de durée finie et d'amplitude lentement variable par rapport à la période de l'onde laser, on montre que l'électron revient malgré tout à sa position initiale dans le plan perpendiculaire. Ainsi, l'électron est accéléré dans le front de montée de l'impulsion laser[1] puis ralenti dans le front de

1. Cette accélération dans la direction opposée au gradient d'intensité de l'onde laser est produite sous l'effet du potentiel pondéromoteur.

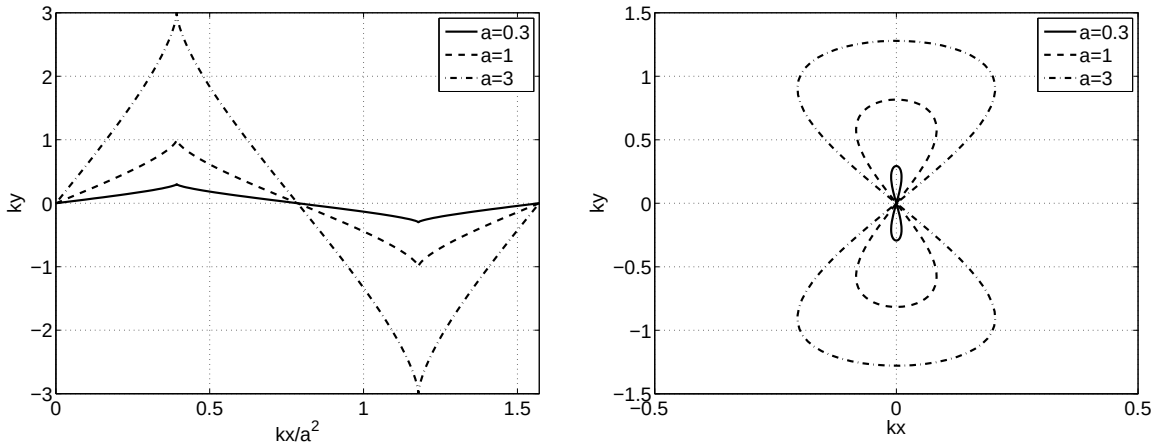

FIGURE 2.1 – Trajectoire d'un électron soumis à une onde laser polarisée linéairement, et se propageant suivant x dans le repère du laboratoire (gauche) ainsi que dans le repère de l'électron (droite). La trajectoire est calculée pour différentes valeurs de a : $a = 0.3$ (continu), $a = 1$ (tirets) et $a = 3$ (points-tirets). $k = \omega/c$ est le nombre d'onde.

descente. Au final, l'électron n'ayant pas gagné d'énergie, on peut considérer son mouvement comme adiabatique.
Pour accélérer l'électron, il faut donc rompre l'adiabaticité de son mouvement. Cette description n'est cependant valable que pour un électron isolé soumis à un champ laser intense. En réalité, l'électron est noyé dans un plasma au sein duquel divers processus entrent en jeu (collisions, effets collectifs, écrantage...), pouvant ainsi être à l'origine d'un transfert d'énergie du laser aux électrons. La suite de la section s'attache à rappeler les différents mécanismes accélérateurs des électrons dans une cible solide.

2.1.2 Les mécanismes d'absorption linéaires

L'absorption collisionnelle

Lors l'interaction d'une impulsion laser brève ($\sim$ fs) et intense avec la surface d'une cible solide, le plasma généré n'a pas le temps de se détendre. Il peut alors être modélisé comme un milieu semi-infini à bord raide. Le champ laser est ainsi, sur une très courte distance, atténué à l'intérieur du plasma. Pour la composante transverse du champ, cette distance, aussi appelée *épaisseur de peau*, est égale à c/ω_{pe}. Pour la composante longitudinale, en revanche, cette distance est de l'ordre de la longueur de Debye λ_D soit v_{T_e}/ω_{pe}, où v_{Te} et ω_{pe} sont la vitesse d'agitation thermique électronique et la pulsation plasma électronique respectivement. A des intensités relativement modérées ($< 10^{16}$ W.cm^{-2}), l'absorption de l'énergie laser est essentiellement gouvernée par des processus linéaires dépendant du comportement des électrons dans le plasma, et dont les domaines de validité sont fonction de la fréquence ω_0 du laser ou de la fréquence de collision électron-ion ν_{ei} du plasma. Cette dernière peut être calculée en première approximation, en supposant une fonction de distribution électronique Maxwellienne. On obtient ainsi :

$$\nu_{ei}[s^{-1}] = 2.91 \times 10^{-6} Z^* n_e T_e^{-3/2} \ln \Lambda, \tag{2.6}$$

où n_e est la densité électronique du plasma en cm^{-3}, T_e la température du plasma en eV, Z^* le degré d'ionisation du plasma et $\ln\Lambda$ le logarithme coulombien donné par $\ln 12\pi\lambda_D^3 n_e/Z$.

Dans le cas où la fréquence du laser est très inférieure à la fréquence de collision électron-ion ($\omega_0 \ll \nu_{ei} \ll \omega_{pe}$) l'absorption du laser s'effectue essentiellement par *effet de peau normal* (Normal Skin Effect : NSE). Le champ laser pénètre alors dans le plasma sur une épaisseur $l_{NSE} = (c/\omega_{pe})\sqrt{2\nu_{ei}/\omega_0}$. Le coefficient d'absorption est donné par [Rozmus 96] :

$$A_{NSE} = \frac{\omega_0}{\omega_{pe}}\left(\frac{8\nu_{ei}}{\omega_0}\right)^{1/2}. \tag{2.7}$$

Pour des fréquences laser plus élevées ($\nu_{ei} < \omega_0$), et si le parcours moyen de l'électron est inférieur à l'épaisseur de peau $l_{CA} = c/\omega_{pe}$, le champ laser est absorbé par *absorption collisionnelle* (Collisional Absorption : CA). Dans ce cas, le coefficient d'absorption se réduit à [Rozmus 96] :

$$A_{CA} = \frac{2\nu_{ei}}{\omega_{pe}}. \tag{2.8}$$

Pour des intensités laser élevées ($> 10^{15}\,\mathrm{W.cm}^{-2}$), la température électronique, ainsi que la vitesse d'oscillation des électrons dans le champ laser deviennent plus importantes, provoquant ainsi la diminution de la fréquence de collision effective [Pert 95], ce qui se traduit par une réduction de l'absorption laser liée aux processus collisionnels. D'autres processus favorisant l'absorption interviennent alors.

L'absorption non-collisionnelle

L'élévation de la température des électrons provoque l'augmentation de leur libre parcours moyen, à l'instar du champ laser qui est à son tour transporté en profondeur dans le plasma. Deux phénomènes d'absorption de nature non-collisionnelle prennent ainsi le relais : l'*effet de peau anormal* (Anomalous Skin Effect : ASE) [Weibel 67] et le *Sheath Inverse Bremsstrahlung* (SIB) [Yang 95], correspondant à deux cas limites du même mécanisme d'absorption. A basse fréquence et haute température ($\nu_{ei} < \omega_0 < \omega_{pe} v_{T_e}/c$), l'*effet de peau anormal* est le mécanisme dominant. La longueur de pénétration du champ est alors donnée par $l_{ASE} \approx 0.928(c/\omega_{pe})^{2/3}(v_{T_e}/\omega_0)^{1/3}$. Le coefficient d'absorption associé s'écrit :

$$A_{ASE} = \frac{8}{3\sqrt{3}}\left(\frac{2}{\pi}\right)^{1/6}\left(\frac{v_{T_e}}{c}\right)^{1/3}\left(\frac{\omega_0}{\omega_{pe}}\right)^{2/3}. \tag{2.9}$$

A haute fréquence et pour de plus basses températures ($\nu_{ei} < \omega_{pe} v_{T_e}/c < \omega_0$), l'absorption se fait par *Sheath Inverse Bremsstrahlung* (SIB) [Catto 77,Yang 95]. Dans ce cas, la longueur de pénétration du champ est donnée par $l_{SIB} = c/\omega_{pe}$ et le coefficient d'absorption par [Rozmus 96] :

$$A_{SIB} = 8\left(\frac{2}{\pi}\right)^{1/2}\left(\frac{v_{T_e}}{c}\right)^{3}\left(\frac{\omega_{pe}}{\omega_0}\right)^{2}. \tag{2.10}$$

Concrètement, les électrons rapides, c'est à dire ceux pour lesquels $v_z > v_{T_e}$,[2] seront efficacement accélérés par SIB, tandis que les électrons plus lents ($v_z < v_{T_e}$) seront plutôt accélérés par ASE en interagissant avec la composante parallèle du champ électrique. Ces deux derniers mécanismes d'absorption ne dépendent pas formellement de la fréquence de collisions. Cependant, l'absorption d'énergie est toujours effectuée par les collisions électroniques dans le plasma au-delà de l'épaisseur de peau ou en surface. Sur la Figure 2.2 (gauche) sont récapitulés les domaines où opèrent les différents mécanismes d'absorption cités ci-dessus. Les variations des coefficients d'absorption de chaque mécanisme sont présentées dans la Figure 2.2 (droite), pour le cas d'une cible d'aluminium et pour une longueur d'onde laser $\lambda_0 = 0.4\,\mu\mathrm{m}$[3].

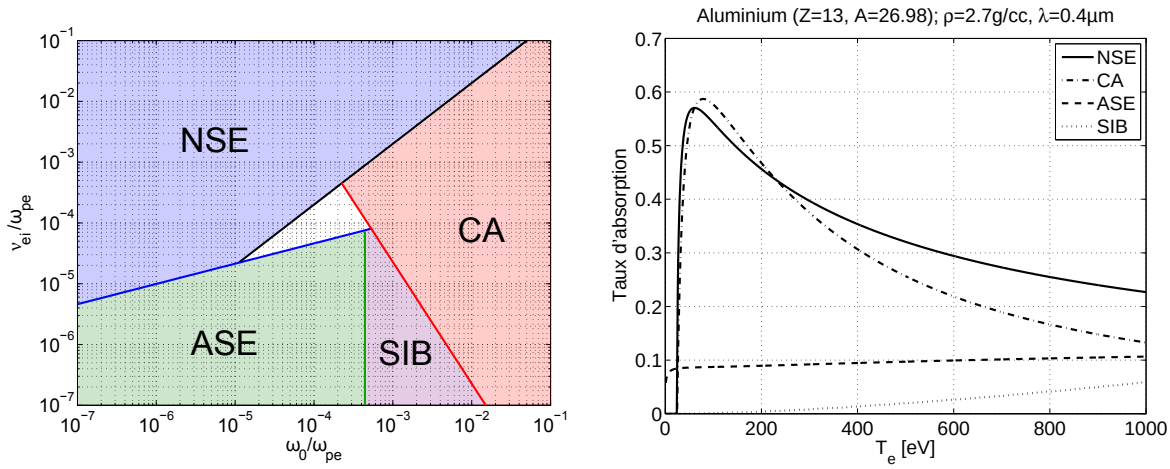

FIGURE 2.2 – (Gauche) Diagramme montrant les domaines où opèrent les mécanismes d'absorption collisionnelle (NSE, CA) et non-collisionnelle (ASE, SIB) dans le cas de l'aluminium froid ($T_e = 0.03\,\mathrm{eV}$). La zone blanche au milieu est un domaine pour lequel le mécanisme prépondérant n'est pas encore bien déterminé. (Droite) Variations du taux d'absorption collisionnelle et non-collisionnelle pour les différents processus cités ci-dessus pour une cible d'aluminium et un laser de longueur d'onde $\lambda_0 = 0.4\,\mu\mathrm{m}$.

L'absorption résonante

Le mécanisme d'absorption résonante est un processus non-collisionnel faisant intervenir une onde laser en polarisation p. Celle-ci se propage en incidence oblique dans un plasma inhomogène (Figure 2.3 (gauche)). Dans ce cas l'impulsion laser se propage jusqu'à la densité $n_e = n_c \cos^2\theta$ (θ est l'angle d'incidence du laser par rapport à la normale à la cible), où elle est réfléchie spéculairement. Une partie du champ électrique $\mathbf{E}$ peut cependant pénétrer par effet tunnel jusqu'à la densité critique $n_e = n_c$, faisant osciller des électrons le long de la direction du gradient de densité ∇n_e. Comme $\mathbf{E}.\nabla n_e \neq 0$, ces oscillations génèrent des fluctuations de densité de charge qui peuvent entrer en résonance avec le plasma à la fréquence $\omega_0 = \omega_{pe}$. Une partie de l'énergie de l'onde laser est ainsi convertie en un champ

2. v_z correspond à la vitesse électronique suivant la normale à la cible

3. Chaque courbe n'est valable que dans le domaine de validité associé (Figure 2.2 (gauche)). On ne peut donc pas les additionner pour obtenir un taux d'absorption total.

électrostatique ou onde plasma capable d'accélérer les électrons. A partir d'une estimation du champ électrostatique généré, il est possible de déduire le coefficient d'absorption A_{AR} de l'absorption résonante [Kruer 88] :

$$A_{AR} = 2.65\,\tau^2 \exp\left(\frac{-4\tau^3}{3}\right) \tag{2.11}$$

où $\tau = (\omega_0 L_n/c)^{1/3} \sin\theta$ est un paramètre dépendant de la longueur du gradient de densité $L_n = (\nabla n_e/n_e)^{-1}$ et de l'angle d'incidence θ. Sur la Figure 2.3 (droite) est représenté le coefficient d'absorption résonante en fonction de l'angle d'incidence θ, et ce, pour différentes longueurs de gradient L_n.

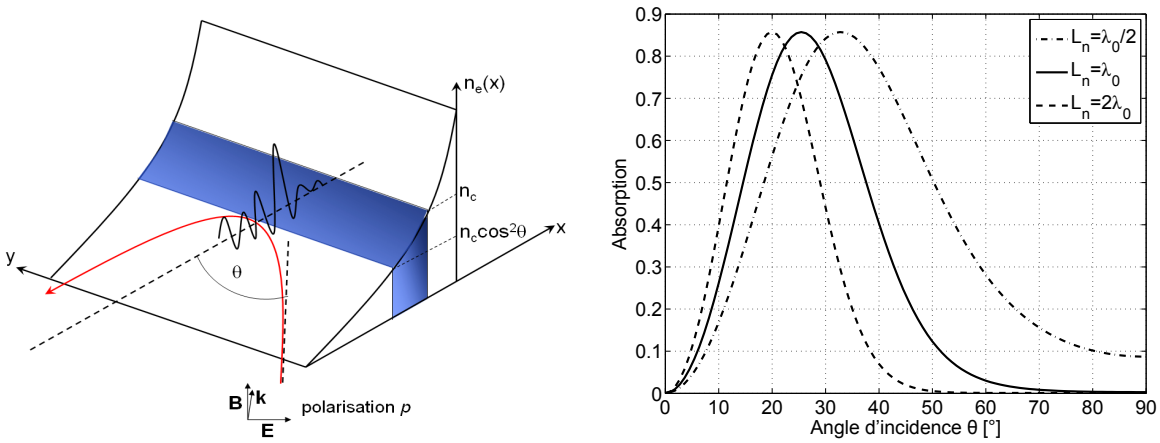

FIGURE 2.3 – (Gauche) Schéma, inspiré de [Gibbon 05], représentant le processus d'absorption résonante. La composante du champ électrique parallèle au gradient de densité entre en résonance avec le plasma à $n_e = n_c$. (Droite) Variations du coefficient d'absorption résonante en fonction de θ pour différentes longueurs de gradient de densité : $L_n = \lambda_0$ (continu), $L_n = 2\lambda_0$ (tirets), $L_n = \lambda_0/2$ (points-tirets).

Le maximum d'absorption dépend de la longueur du gradient de densité. Il est atteint pour :

$$\theta_{max} = \arcsin\left[\left(\frac{c}{2\omega_0 L_n}\right)^{1/3}\right]. \tag{2.12}$$

La croissance de l'onde plasma est cependant limitée par des phénomènes dissipatifs, tels que le piégeage de particules, la convection thermique, ou le déferlement de l'onde. Une approche plus complète a permis d'obtenir une estimation de l'absorption, en résolvant l'équation d'onde [Speziale 77]. Elle donne néanmoins des résultats très similaires à ceux obtenus avec l'équation (2.11).

L'énergie du laser est transférée au plasma, puis aux électrons rapides par le biais d'une onde plasma. Les électrons sont ainsi poussés vers des régions sous-denses, et éjectés en face avant de la cible. Cependant, du fait du champ électrostatique de charge d'espace, ils sont réinjectés dans le plasma et accélérés vers l'intérieur de la cible. A l'aide de simulations numériques, il a été montré [Forslund 77,Estabrook 78] que la distribution d'électrons rapides ainsi générée est approximativement une Maxwellienne de température donnée par :

$$T_{hot}^{AR}[keV] \approx 10 \left[T_e I_{16} \lambda_{0,\mu\mathrm{m}}^2\right]^{1/3} \tag{2.13}$$

où T_e représente la température des électrons du plasma en keV, I_{16} l'éclairement laser normalisé à 10^{16} W.cm^{-2} et $\lambda_{0,\mu\mathrm{m}}$ la longueur d'onde du laser en μm. Cependant, l'absorption résonante cesse de fonctionner pour des gradients de densité très raides, l'amplitude d'oscillation des électrons devenant alors supérieure à L_n. L'onde plasma est ainsi excitée puis amortie à chaque cycle optique, rendant l'accélération caduque.

2.1.3 Les mécanismes d'absorption non-linéaires

Chauffage d'écrantage (Vacuum Heating)

Le *chauffage d'écrantage* ou *Vacuum Heating* est un mécanisme proposé par Brunel [Brunel 87] s'apparentant à l'absorption résonante dans la limite d'un gradient de densité raide ($L_n \ll \lambda_0$). Dans le cas de l'absorption résonante, le champ laser en polarisation p et en incidence oblique peut générer par résonance une onde plasma dans le gradient de densité, et ce, au niveau du point de réflexion. Pour ce qui est du chauffage d'écrantage, l'absence d'un long gradient de densité empêche la résonance et par conséquent le couplage du champ électrique avec une onde plasma. Selon Brunel, des paquets d'électrons présents dans l'épaisseur de peau du plasma sont alors arrachés et éjectés dans le vide durant la première demi-période laser. Ce défaut de charge génère un champ électrique auto-consistant qui tend à ramener les électrons vers le plasma. Lors de la demi-période laser suivante, le champ électrique s'inverse. Ainsi, par action commune du champ électrostatique de charge d'espace et du champ laser, les électrons sont accélérés vers le plasma. Ils finissent par déposer leur énergie au-delà de l'épaisseur de peau (c/ω_{pe}) par le biais des collisions. Les électrons peuvent être ainsi accélérés à des énergies de l'ordre du potentiel pondéromoteur U_p, qui sera discuté dans la section suivante. En prenant en compte la réflexion partielle du champ électrique sur le plasma, ainsi que les effets relativistes sur la dynamique électronique, le coefficient d'absorption de l'énergie laser est alors donné par :

$$A_{VH} = \frac{1}{\pi a} f \left[\left(1 + f^2 a^2 \sin^2\theta\right)^{1/2} - 1\right] \frac{\sin\theta}{\cos\theta} \tag{2.14}$$

où $f = 1 + (1-\eta)^{1/2}$ est le facteur d'amplification du champ et $\eta = 4a\sin^3\theta/\pi\cos\theta$ est l'absorption de l'énergie par *"effet Brunel"*, dans le cas d'une réflexion parfaite et sans effets relativistes. Dans la limite très relativiste ($a \gg 1$) atteinte dans le cadre de nos expériences, cette absorption se réduit à [Gibbon 05] :

$$A_{VH} = \frac{4\pi\alpha}{(\pi+\alpha)^2} \tag{2.15}$$

avec $\alpha = \sin^2\theta/\cos\theta$. On remarquera que l'absorption ne dépend plus du champ laser normalisé a. Sur la Figure 2.4 est présentée la variation du coefficient d'absorption en fonction de l'angle θ. L'absorption est optimale pour un angle $\theta_{max} \approx 73°$.

Plus récemment, Gibbon et Bell [Gibbon 92] ont montré, par le biais de simulations numériques, qu'il existe une transition assez complexe entre l'absorption résonante et le chauffage d'écrantage. Elle dépend non seulement de l'éclairement laser, mais également de la longueur

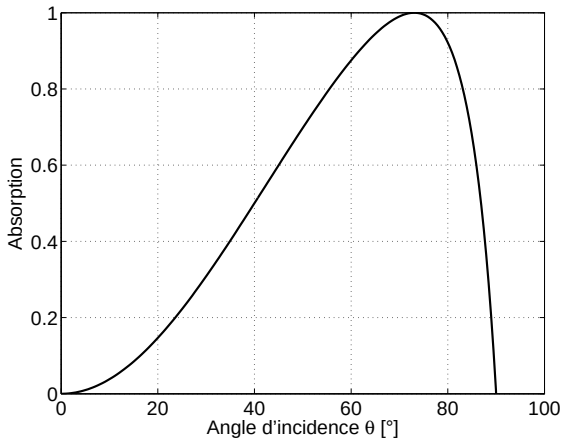

FIGURE 2.4 – Variation de l'absorption par *effet Brunel* en fonction de l'angle d'incidence θ du laser, dans la limite relativiste.

du gradient de densité. Ainsi, le chauffage d'écrantage apparaît comme prépondérant par rapport à l'absorption résonante, pour des éclairements laser compris entre 10^{16} et $10^{18}\,\mathrm{W.cm^{-2}}$ et pour des longueurs de gradient $L_n < 0.1\lambda$. Dans ce cas, l'absorption maximale semble avoir lieu pour $\theta_{max} = 45°$. La température de la population des électrons accélérés est alors donnée par :

$$T_{hot}^{VH}[keV] \approx 8\left[I_{16}\lambda_{\mu\mathrm{m}}^2\right]^{1/3}. \tag{2.16}$$

Chauffage $\mathbf{J} \times \mathbf{B}$ ou pondéromoteur

Le *chauffage pondéromoteur* ou $\mathbf{J} \times \mathbf{B}$ *heating* est un mécanisme d'absorption non linéaire mis en évidence par Kruer et Estabrook en 1985 [Kruer 85]. Il apparaît pour des éclairements laser tels que $I\lambda^2 \geq 10^{18}\,\mathrm{W.cm^{-2}}\,\mu\mathrm{m}^2$, pour lesquels les effets relativistes ne sont plus négligeables. Ce mécanisme est comparable à l'*effet Brunel*, à la différence qu'ici le moteur de l'accélération n'est plus le champ électrique mais le champ magnétique. Il s'agit plus précisément du terme $\mathbf{v} \times \mathbf{B}$ de la force de Lorentz.
Pour illustrer ceci, plaçons-nous dans le cadre d'un régime non-relativiste. Considérons une impulsion laser à la fréquence ω_0, polarisée linéairement et focalisée sur la surface d'une cible en incidence normale. La description classique du mouvement d'un électron libre dans un champ électromagnétique non-uniforme et défini par $\mathbf{E} = \mathbf{E}_0(\mathbf{r}, t)\cos(\omega_0 t)$, conduit à l'expression de la force non-linéaire à laquelle il est soumis :

$$\mathbf{f}_p = -\frac{e^2}{4m_e\omega_0^2}\left[\nabla(|\mathbf{E}_0|^2) + \nabla(|\mathbf{E}_0|^2)\cos(2\omega_0 t)\right]. \tag{2.17}$$

On distingue ainsi un terme lentement variable, dont la valeur moyenne sur une période laser constitue la *force pondéromotrice* [Kruer 88] :

$$\langle\mathbf{f}_p\rangle = -\frac{e^2}{4m_e\omega^2}\nabla|\mathbf{E}_0|^2 = -\frac{e^2}{4m_e\omega^2}\frac{1}{2c}\nabla I. \tag{2.18}$$

Comme son expression l'indique, cette force va pousser les particules indépendamment de leur charge, dans la direction opposée au gradient d'intensité (voir également section (2.1.1)). Les électrons sont donc, en moyenne, poussés vers l'intérieur de la cible. Étant inversement proportionnelle à la masse des particules, cette force n'agira que faiblement sur les ions. Ces derniers suivront cependant les électrons, par l'intermédiaire d'un champ électrostatique de séparation de charge provoquant un enfoncement de la surface de la cible [Wilks 92]. Il est à noter que ce mouvement ionique se déroule sur des échelles de temps relativement longues comparées à la durée de l'impulsion laser (quelques ps).
L'expression (2.17) comprend également une force oscillante à deux fois la fréquence laser. Celle-ci provoque l'oscillation longitudinale des électrons à l'interface vide-plasma. Du fait de la non-uniformité du champ laser, l'oscillation des électrons est donc non-adiabatique. Les électrons peuvent se découpler de cette oscillation forcée. Ils sont alors accélérés vers la partie dense de la cible, jusqu'à plusieurs MeV, sous forme de paquets espacés d'une demi-période laser.
Cette description reste valide pour les intensités qui nous concernent, à ceci près que la force non-linéaire $\mathbf{f}_p$ s'écrit désormais [Quesnel 98] :

$$\mathbf{f}_p = -\frac{m_e c^2}{2\langle\gamma\rangle}\nabla\langle\gamma\rangle^2 \tag{2.19}$$

avec $\langle\gamma\rangle = \sqrt{1 + \langle\mathbf{p}\rangle^2/m_e^2c^2 + e^2\langle\mathbf{A}^2\rangle/m_e^2c^2}$, où $\langle\mathbf{p}\rangle$ représente l'impulsion moyenne de la particule et $\mathbf{p}_{osc} = e\mathbf{A}/m_e c$ l'impulsion d'oscillation ($\mathbf{A}$ étant le potentiel vecteur). L'opérateur ∇ n'agissant que sur l'impulsion oscillante, la force non-linéaire se réécrit donc :

$$\mathbf{f}_p = -m_e c^2 \nabla\langle\gamma\rangle. \tag{2.20}$$

Cette dernière formulation montre que la force pondéromotrice dérive du potentiel pondéromoteur :

$$U_p = m_e c^2(\langle\gamma\rangle - 1). \tag{2.21}$$

En supposant que l'énergie associée aux électrons accélérés correspond au potentiel auquel ils sont soumis durant l'interaction, la température des électrons doit être alors de l'ordre du potentiel pondéromoteur [Wilks 92] :

$$\begin{aligned} T_{hot}^{J\times B}[keV] \approx U_p &= m_e c^2(\sqrt{1+a^2} - 1) \\ &= 511\left[\sqrt{1 + \tfrac{I_{18}\lambda_{\mu m}}{1.37}} - 1\right]. \end{aligned} \tag{2.22}$$

Absorption par instabilités paramétriques

Ce dernier mécanisme d'accélération apparaît principalement pour de longs gradients de densité préformés par le piédestal de l'impulsion laser. Dans ce cas, la propagation d'une onde électromagnétique peut provoquer l'apparition d'instabilités paramétriques, fruits de son couplage avec une nouvelle onde (onde plasma électronique, onde acoustique ionique, onde électromagnétique diffusée) [Drake 74]. L'instabilité la plus importante, dans nos conditions d'interaction, est l'instabilité Raman stimulée. L'onde électromagnétique s'y décompose en

une onde électromagnétique diffusée, d'une part, et une onde plasma électronique, d'autre part. La relation de dispersion pour ce type d'instabilité est donc :

$$\omega_0 = \omega_{las} + \omega_{pe}. \tag{2.23}$$

Comme dans le cas de l'absorption résonante, les électrons peuvent être accélérés par l'onde plasma jusqu'au déferlement de celle-ci. Les électrons seront ainsi accélérés à des vitesses de l'ordre de la vitesse de phase de l'onde [Modena 95]. Une telle instabilité peut également avoir lieu, par le biais de la transparence induite, dans un plasma sur-critique et pour des intensités laser relativement élevées.

2.1.4 Bilan sur les mécanismes d'accélération

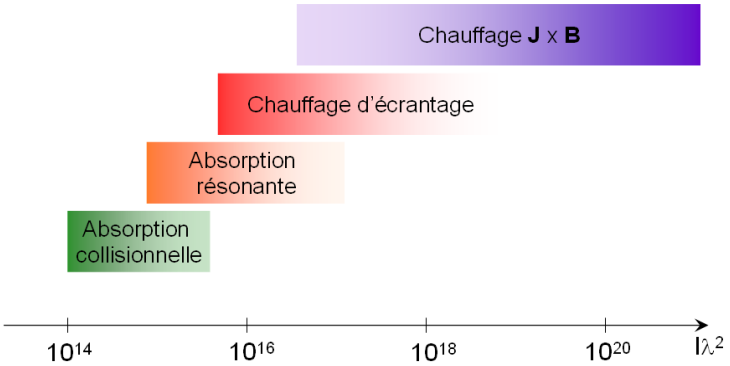

FIGURE 2.5 – Domaines de prépondérance des différents mécanismes d'accélération en fonction de l'éclairement laser $I\lambda^2$.

Sur la Figure 2.5 sont récapitulés les mécanismes d'accélération décrits ci-dessus en fonction de l'éclairement laser. Dans le cadre de nos expériences en régime d'interaction relativiste ($I > 10^{18}\,\mathrm{W.cm^{-2}}$), et pour des durées d'impulsion inférieures à la picoseconde, les mécanismes collisionnels, tels que décrits en section (2.1.2), ne seront pas les mécanismes moteurs de l'accélération des électrons. En revanche, des mécanismes tels que l'absorption résonante ou le chauffage d'écrantage joueront un rôle essentiel. Ces deux mécanismes ne seront cependant prépondérants que pour des incidences obliques. Les électrons seront alors accélérés préférentiellement dans la direction du gradient de densité. Pour des gradients de densité relativement petits ($L_n < 0.1\lambda_0$) le chauffage d'écrantage prendra le pas sur l'absorption résonante, générant des paquets d'électrons rapides à chaque période laser. Le chauffage pondéromoteur reste cependant le processus majeur de l'accélération. A de telles intensités, il est responsable de l'enfoncement de la surface de la cible, entraînant notamment le raidissement du gradient de densité en face avant. Il provoque également, sur des échelles de temps plus courtes, l'accélération de paquets d'électrons injectés dans la cible toutes les demi-périodes laser. Pour des intensités ultra-relativistes, cette accélération se fera essentiellement dans la direction de propagation du laser.
Enfin, notons que l'accélération des électrons est la résultante de l'accumulation de l'ensemble des processus cités précédemment, bien que les domaines de validité de chacun d'eux soient plus ou moins restreints.

2.2 Transport collisionnel des électrons dans la matière

2.2.1 Pouvoir d'arrêt collisionnel des électrons

Pouvoir d'arrêt dans la matière froide ($T_e = 300\text{K}$)

Considérons un faisceau d'électrons d'énergie $E = m_e c^2(\gamma - 1)$ incident à un système d'atome neutres. Lors d'une collision avec un atome, l'électron incident libère un électron secondaire en transférant à ce dernier une partie de son impulsion. En moyennant sur tous les angles de diffusion, on obtient la perte moyenne d'énergie par unité de longueur. Le pouvoir d'arrêt correspond ainsi à la quantité d'énergie que l'électron cède par unité de longueur. Dans le cadre de collisions binaires, il peut être défini par :

$$\left(\frac{dE}{ds}\right) = -En_i \int_0^{1/2} \epsilon \frac{d\sigma}{d\epsilon} d\epsilon \tag{2.24}$$

où $\epsilon = \Delta E/E$ représente la perte d'énergie normalisée à l'énergie incidente, n_i la densité ionique du matériau et $d\sigma/d\epsilon$ la section efficace différentielle de transfert d'énergie. La borne supérieure d'intégration correspond à l'énergie maximale cédée. Elle est fixée à 1/2 pour tenir compte de l'indiscernabilité des deux électrons diffusés, l'électron incident étant celui dont l'énergie est la plus élevée [4]. Il s'avère que le domaine d'intégration de la section efficace peut être scindé en deux intervalles, selon que l'on considère l'interaction de l'électron incident avec un atome ou avec un électron libre.

Dans le premier cas, le calcul de la section efficace suppose que l'électron incident va transférer son énergie à un électron atomique, ce dernier étant alors déplacé d'un niveau quantique à un autre. En prenant en compte les énergies de liaison des électrons atomiques et en sommant les contributions des différents niveaux quantiques excités, Bethe exprima une formulation relativement simple du pouvoir d'arrêt des électrons collisionnant avec un atome [Bethe 33] :

$$\left(\frac{dE}{ds}\right)_{\text{liés}}^{\text{froid}} = -En_i \int_0^{\epsilon_s} \epsilon \frac{d\sigma}{d\epsilon} d\epsilon = -En_i \sigma_e Z \left[\ln\left(\frac{2\epsilon_s\left(\gamma^2-1\right)\left(\gamma-1\right)}{\left(I_0/m_e c^2\right)^2}\right) - \beta^2\right] \tag{2.25}$$

où ϵ_s correspond à la perte d'énergie seuil en dessous de laquelle les électrons du cortège doivent être considérés comme liés, et les effets du potentiel du noyau non négligeables. $\sigma_e = 2\pi r_e^2/\beta^2\left(\gamma - 1\right)$ est la section efficace caractéristique de l'électron, $r_e = e^2/4\pi\epsilon_0 m_e c^2$ le rayon classique de l'électron et I_0 le potentiel moyen d'ionisation. Ce dernier paramètre est défini par :

$$\ln I_0 = \sum_n f_n \ln E_n \tag{2.26}$$

correspondant à la moyenne logarithmique des énergies de liaison E_n des différents niveaux atomiques, pondérés par leurs forces d'oscillateur f_n. Son calcul étant complexe, nous utiliserons une valeur approchée donnée par la formule semi-empirique de Sternheimer [Sternheimer 66], fonction du numéro atomique Z de l'atome considéré :

4. Cela signifie, par conséquent, que les électrons ne peuvent pas céder plus que la moitié de leur énergie.

$$I_0[\,\mathrm{eV}] = 9.76Z + 58.8Z^{-0.19}. \tag{2.27}$$

Lorsque le transfert d'énergie est plus important ($\epsilon > \epsilon^s$), on peut considérer le potentiel du noyau comme négligeable. L'électron incident interagit alors avec un électron libre. Dans ce cas, il est possible d'utiliser la section efficace de collision d'un électron libre avec un autre électron au repos [Möller 32] et de l'injecter dans l'équation (2.24). On obtient ainsi le pouvoir d'arrêt pour les électrons libres :

$$\left(\frac{dE}{ds}\right)^{\text{froid}}_{\text{libres}} = -En_i \int_{\epsilon_s}^{1/2} \epsilon \frac{d\sigma}{d\epsilon} d\epsilon = -En_i\sigma_e Z \left[\ln\frac{1}{4\epsilon_s} + 1 - \frac{2\gamma-1}{\gamma^2}\ln 2 + \frac{(\gamma-1)^2}{8\gamma^2}\right]. \tag{2.28}$$

La somme des deux contributions (dE/ds^{lies}+dE/ds^{libres}) nous permet d'obtenir la formule générale du pouvoir d'arrêt collisionnel dans la matière froide [Seltzer 74] :

$$\left(\frac{dE}{ds}\right)^{\text{froid}}_{\text{total}} = -En_i\sigma_e Z \left[\ln\left(\frac{(\gamma^2-1)(\gamma-1)}{2\left(I_0/m_ec^2\right)^2}\right) + 1 - \beta^2 - \frac{2\gamma-1}{\gamma^2}\ln 2 + \frac{1}{8}\left(\frac{\gamma-1}{\gamma}\right)^2 - \delta\right]. \tag{2.29}$$

On peut remarquer que cette formule ne fait pas intervenir le terme ϵ_s. On note également l'apparition du terme δ. Il s'agit d'un terme correctif, permettant de prendre en compte l'*effet de densité*. Lorsque l'électron incident se propage avec une énergie suffisamment élevée dans le matière, les atomes l'entourant le long de son parcours génèrent un champ de polarisation électrique. Celui-ci interfère avec le propre champ électrique de l'électron et finit par l'écranter, ce qui se traduit par une réduction du pouvoir d'arrêt collisionnel avec les atomes. Cet effet, d'abord introduit par Fermi [Fermi 40] fut ensuite plus largement développé par Sternheimer *et al.* [Sternheimer 66, Sternheimer 82]. On peut observer, sur la Figure 2.6, la réduction du pouvoir d'arrêt collisionnel d'un électron dans de l'aluminium froid dû à l'effet de densité. Ce dernier devient dans ce cas non négligeable pour des énergies d'électrons incidents supérieures à quelques MeV.

Pouvoir d'arrêt dans la matière chaude ($T_e > 300$K)

Le degré d'ionisation Z^* augmente avec la température du milieu, entraînant une modification de la section efficace de collision, et par conséquent du pouvoir d'arrêt des électrons. Celui-ci, qui était jusqu'alors exprimé par la formule (2.29), devient :

$$\left(\frac{dE}{ds}\right)^{\text{chaud}}_{\text{liés}} = -En_i\sigma_e(Z-Z^*) \left[\ln\left(\frac{(\gamma^2-1)(\gamma-1)}{2\left(I_p/m_ec^2\right)^2}\right) + 1 - \beta^2 - \frac{2\gamma-1}{\gamma^2}\ln 2 + \frac{1}{8}\left(\frac{\gamma-1}{\gamma}\right)^2\right] \tag{2.30}$$

où le facteur $Z-Z^*$ définit le nombre d'électrons encore liés à l'atome. On remarque également la disparition du terme correctif dû à l'effet de densité δ ainsi que le remplacement du potentiel d'ionisation I_0 par un potentiel d'ionisation modifié, prenant en compte le degré d'ionisation de l'atome considéré. Il est donné par la formule de More *et al.* [More 86], basée sur le modèle de Thomas-Fermi [Zel'dovich 02] :

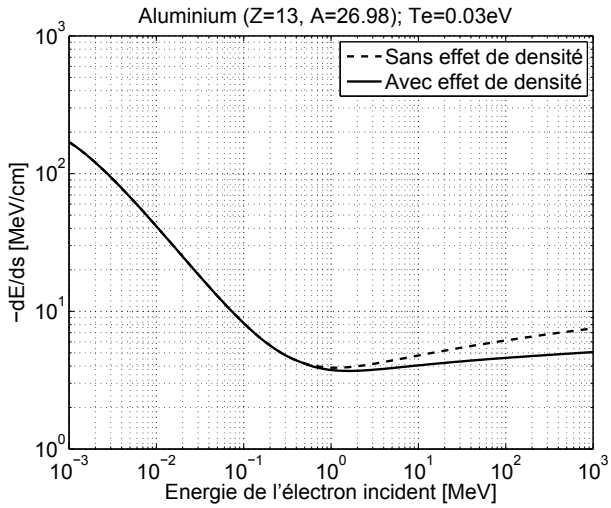

FIGURE 2.6 – Pouvoir d'arrêt dans l'aluminium froid en fonction de l'énergie de l'électron incident. La courbe en trait plein représente le pouvoir d'arrêt avec, au contraire de la courbe en tirets, prise en compte de l'effet de densité.

$$I_p[eV] = 10 \times Z \frac{\exp\left(1.29\chi^{0.72-0.18\chi}\right)}{\sqrt{1-\chi}} \tag{2.31}$$

avec $\chi = Z^*/Z$. Sur la Figure 2.7 est illustrée, pour le cas de l'aluminium, la variation du degré d'ionisation et du potentiel d'ionisation en fonction de la température du milieu. Ce dernier croît lorsque les électrons quittent le cortège électronique, diminuant ainsi l'écrantage du noyau.

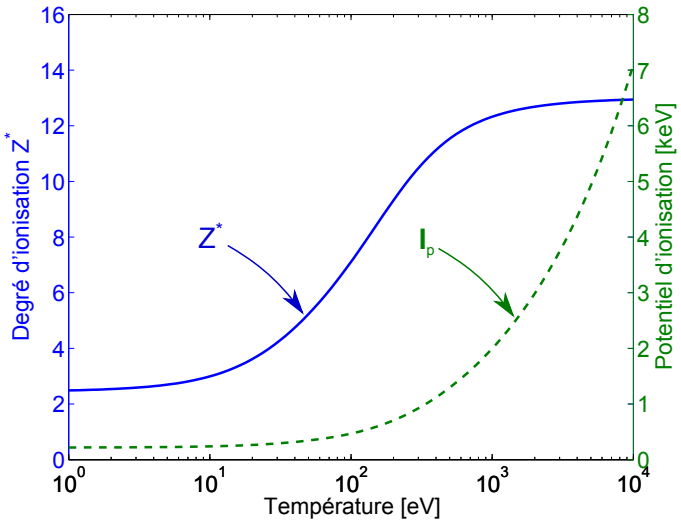

FIGURE 2.7 – Variations du degré d'ionisation Z^* (continu) et du potentiel d'ionisation I_p (tirets) de l'aluminium en fonction de la température du milieu, d'après les formules de More [Bates 85, More 86].

Les Z^* électrons libres participent également au pouvoir d'arrêt collisionnel. Leur contri-

bution ayant été calculée dans la section précédente, il s'agit de reprendre l'équation (2.28) en remplaçant Z par Z^* :

$$\left(\frac{dE}{ds}\right)_{\text{libres}}^{\text{chaud}} = -En_i\sigma_e Z^* \left[\ln\frac{1}{4\epsilon_s} + 1 - \frac{2\gamma-1}{\gamma^2}\ln 2 + \frac{(\gamma-1)^2}{8\gamma^2}\right]. \tag{2.32}$$

Il faut également définir la borne ϵ_s. Celle-ci a été formulée par Nardi et Zinamon [Nardi 78] comme $\epsilon_s = (\lambda_{dB}/\lambda_D)^2$ avec :

$$\lambda_{dB} = \hbar/m_e c\sqrt{2(\gamma-1)} \tag{2.33}$$

la longueur de de Broglie calculée dans le repère du centre de masse [Solodov 08], et :

$$\lambda_D = \max(\lambda_{DH}, r_i) \tag{2.34}$$

la longueur de Debye effective définissant la distance d'écrantage du noyau. Ainsi, pour un plasma dégénéré[5] $\lambda_D = \lambda_{DH}$ avec λ_{DH} la longueur de Debye-Hückel, alors que dans la limite d'un plasma non dégénéré $\lambda_D = r_i$, avec r_i le rayon inter-atomique. λ_{DH} est défini de la manière suivante [Gremillet 01] :

$$\lambda_{DH} = \sqrt{\frac{\epsilon_0 k_B T_e}{e^2 n_i Z^*(Z^*+1)}}. \tag{2.35}$$

Par ailleurs, les électrons peuvent également transférer de l'énergie à la matière par le biais de l'excitation d'ondes plasma, ou plasmons. Le pouvoir d'arrêt associé a été calculé par Pines et Bohm [Pines 52] :

$$\left(\frac{dE}{ds}\right)_{\text{plasmons}}^{\text{chaud}} = -En_i\sigma_e Z^* \ln\left[1 + \left(\frac{v_e}{\omega_p\lambda_D\sqrt{3/2}}\right)^2\right] \tag{2.36}$$

avec v_e la vitesse de l'électron incident et ω_p la fréquence plasma.

Le pouvoir d'arrêt collisionnel total d'un électron dans la matière chaude correspond donc à la somme de toutes les contributions, c'est à dire :

$$\left(\frac{dE}{ds}\right)^{\text{chaud}} = \left(\frac{dE}{ds}\right)_{\text{lies}}^{\text{chaud}} + \left(\frac{dE}{ds}\right)_{\text{libres}}^{\text{chaud}} + \left(\frac{dE}{ds}\right)_{\text{plasmons}}^{\text{chaud}} \tag{2.37}$$

Celui-ci est représenté sur la Figure 2.8 dans le cas de l'aluminium. On peut observer sur la figure de droite que le pouvoir d'arrêt collisionnel correspondant aux électrons liés diminue lorsque la température augmente, du fait du dépeuplement progressif des orbitales atomiques. Les électrons libérés contribuent ainsi à l'augmentation du pouvoir d'arrêt collisionnel des électrons libres. De même, la contribution des plasmons augmente avec la température. Cependant, bien que les variations des différentes contributions soient importantes, le pouvoir d'arrêt total s'avère, quant à lui, indépendant de la température du milieu.

5. La dégénérescence du plasma se produit en général lorsque la densité de celui-ci est très élevée. Les orbitales atomiques de l'atome se superposent alors aux orbitales des atomes voisins.

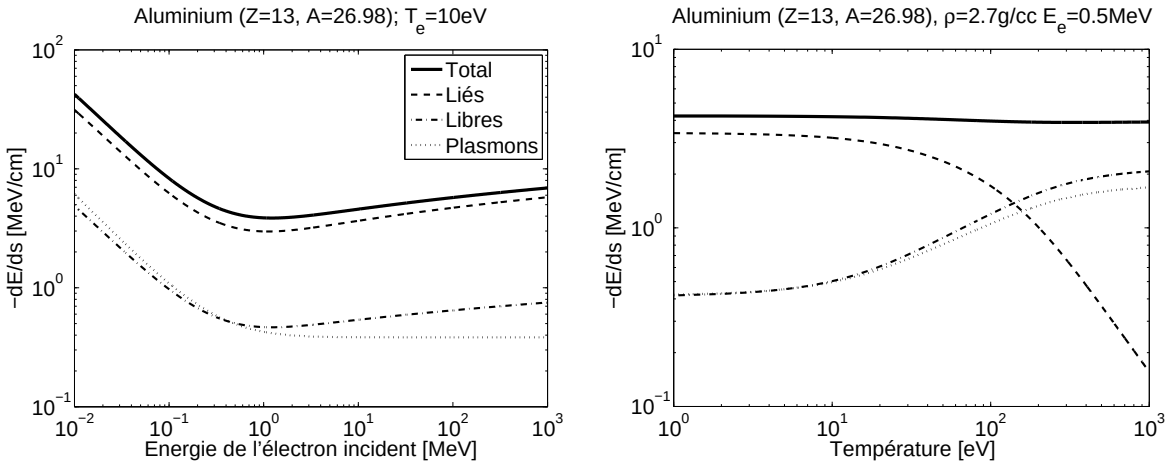

FIGURE 2.8 – Variations du pouvoir d'arrêt collisionnel en fonction de l'énergie de l'électron incident dans un plasma d'aluminium à $T_e = 10\,\text{eV}$ (gauche) et variations du pouvoir d'arrêt collisionnel en fonction de la température de l'aluminium (droite). Les différentes contributions sont visibles : Total (continu épais), Libres (point-tirets), Liés (tirets) et plasmons (pointillés).

2.2.2 Pouvoir d'arrêt radiatif des électrons

Lorsqu'un électron entre en collision avec une autre particule, il est dévié sous l'effet du potentiel coulombien, provoquant l'émission d'un photon. Ce rayonnement est continu dans l'intervalle $0 < W < E$, avec W l'énergie du photon émis et E l'énergie de l'électron incident. Ce rayonnement, aussi appelé *bremsstrahlung* (ou rayonnement de freinage), participe donc au ralentissement des électrons dans la matière. De manière identique à ce que nous avons vu dans la section précédente, le pouvoir d'arrêt radiatif s'exprime de la façon suivante :

$$\left(\frac{dE}{ds}\right)_{\text{Brem}} = -n_i \int_0^E W \frac{d\sigma}{dW} dW \tag{2.38}$$

où n_i correspond à la densité atomique et $d\sigma/dW$ la section efficace différentielle d'émission bremsstrahlung par un électron. Malgré l'existence d'une grande quantité de modèles théoriques, le calcul de cette section efficace différentielle est complexe et se fait au détriment de domaines de validité plus ou moins restreints. Dans leur article, Koch et Motz [Koch 59] passent en revue plusieurs modèles, notamment celui de Bethe-Heitler [Bethe 34] que nous allons expliciter.

Basé sur l'approximation de Born (la fonction d'onde électronique est approximée par une onde plane), le modèle de Bethe-Heitler permet d'obtenir une description réaliste de la perte d'énergie par émission bremsstrahlung, dans l'hypothèse que l'énergie de l'électron incident soit supérieure à $m_e c^2$, avant et après la collision. Salvat *et al* [Salvat 06] proposent une formulation simplifiée du modèle de Bethe-Heitler, en optant pour un facteur de forme du type Wentzel [Wentzel 27] prenant en compte un écrantage exponentiel du potentiel Coulombien. Ainsi, la section efficace différentielle d'émission bremsstrahlung est donnée par :

$$\frac{d\sigma}{dW} = r_e^2 \alpha \frac{Z^2}{W} \left[\epsilon^2 \varphi_1(b) + \frac{4}{3}(1-\epsilon)\varphi_2(b)\right] \tag{2.39}$$

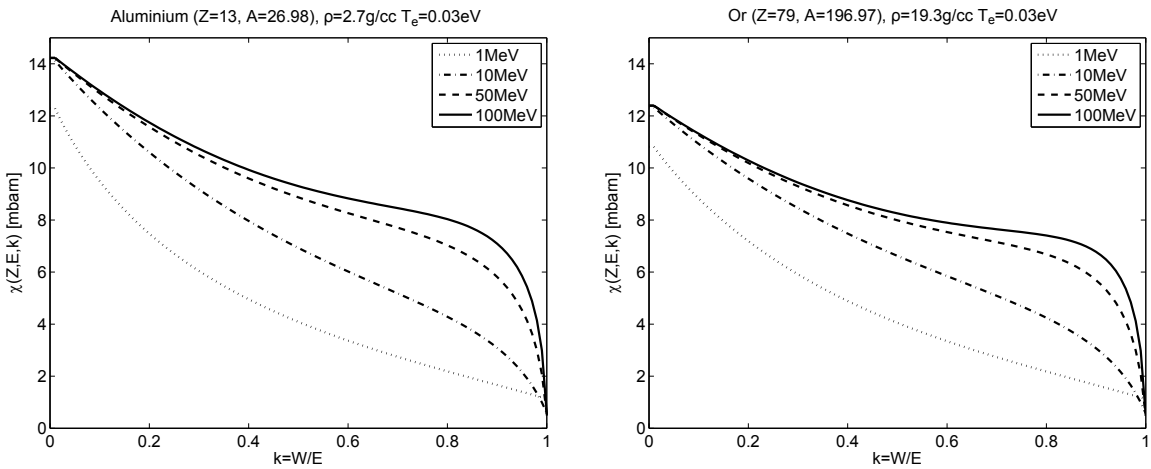

FIGURE 2.9 – Variations de la section efficace différentielle d'émission bremsstrahlung normalisée $\chi(Z, E, k)$ pour différentes énergies d'électron incident : 1MeV (points), 10MeV (points-tirets), 50MeV (tirets) et 100MeV (continu) en fonction du rapport $k = W/E$ pour l'aluminium (gauche) et pour l'or (droite).

avec $r_e = 2.8179 \times 10^{-15}$m le rayon classique de l'électron défini plus haut, $\alpha = 1/137.036$ la constante de structure fine et ϵ, b, $\varphi_1(b)$ et $\varphi_2(b)$ les paramètres définis par :

$$\begin{aligned}
\epsilon &= \frac{W}{\gamma m_e c^2} \\
b &= \frac{\delta m_e c}{\hbar}\frac{1}{2\gamma}\frac{\epsilon}{1-\epsilon} \\
\varphi_1(b) &= 4\ln(\delta m_e c/\hbar) + 2 - 2\ln(1+b^2) - 4b\arctan(b^{-1}) \\
\varphi_2(b) &= 4\ln(\delta m_e c/\hbar) + \frac{7}{3} - 2\ln(1+b^2) - 6b\arctan(b^{-1})\ldots \\
&\quad -b^2[4 - 4b\arctan(b^{-1}) - 3\ln(1+b^{-2}]
\end{aligned}$$

où $\delta = 0.885 a_B Z^{-1/3}$ est le paramètre d'écran [6] avec $a_B = 4\pi\epsilon_0\hbar^2/m_e e^2$ le rayon de Bohr, et γ le facteur de Lorentz. La Figure 2.9 présente la variation des sections efficaces différentielles d'émission bremsstrahlung normalisées $\chi(Z, E, k) = \frac{\beta^2}{Z^2} W \frac{d\sigma}{dW}$ pour l'aluminium et l'or.
Des calculs plus raffinés du pouvoir d'arrêt radiatif ont été réalisés, notamment grâce à une résolution numérique de la section efficace d'émission bremsstrahlung par la méthode des ondes partielles [Pratt 77, Kissel 83]. Une synthèse des différents résultats théoriques, incluant une interpolation numérique des données dans l'intervalle $2\,\text{MeV} < E < 50\,\text{MeV}$, sera finalement donnée par Seltzer et Berger [Seltzer 85, Seltzer 86].
La Figure 2.10 représente les pouvoirs d'arrêt électronique totaux (collisionnel et radiatif) en fonction de l'énergie de l'électron incident. On remarque que le pouvoir d'arrêt radiatif reste négligeable pour des énergies d'électrons incidents inférieures à $\sim 50\,\text{MeV}$ pour l'aluminium et $\sim 10\,\text{MeV}$ pour l'or. Au-delà de ces valeurs, il devient le mécanisme prédominant responsable du ralentissement des électrons dans la matière. L'énergie critique définissant le seuil de

6. Il est égal ici au rayon de Thomas-Fermi a_{TF}.

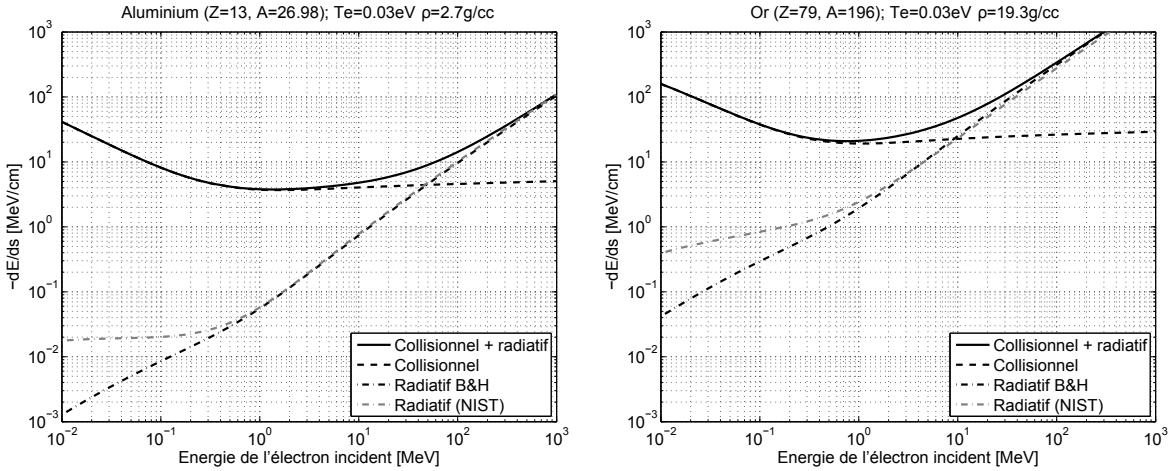

FIGURE 2.10 – Evolution du pouvoir d'arrêt total (trait continu) en fonction de l'énergie de l'électron incident pour l'aluminum (gauche) et l'or (droite). Les contributions du pouvoir d'arrêt collisionnel (tirets) et radiatif (points-tirets) sont également illustrées. Les courbes en points-tirets gris représentent les pouvoirs d'arrêt radiatifs calculés à partir des sections efficaces différentielles obtenues par Seltzer et Berger (base de données NIST).

prépondérance des effets radiatifs peut être calculée, de manière approchée, par la formule de Berger et Seltzer [Berger 64] :

$$E_c[MeV] \approx \frac{800}{Z + 1.2} \tag{2.40}$$

On peut remarquer également que le pouvoir d'arrêt radiatif, calculé à partir du modèle de Bethe-Heitler, reproduit bien les valeurs tabulées du NIST [7] au-delà de l'énergie critique E_c. Ce modèle est donc suffisant pour obtenir une bonne approximation du pouvoir d'arrêt total des électrons dans la matière.
Dans le cadre de nos expériences, la gamme d'énergie des électrons incidents ne s'étendant pas au delà de quelques MeV, la contribution radiative du pouvoir d'arrêt pourra donc être négligée.

2.2.3 Parcours dans la matière

Le calcul du pouvoir d'arrêt collisionnel nous permet d'obtenir une estimation de la profondeur de pénétration d'un électron incident avec une énergie E dans un matériau de Z donné. Celle-ci, également appelée *portée*, ou *range* en anglais, est obtenue en calculant l'intégrale suivante :

$$R = -\int_0^E \left(\frac{dE}{ds}\right)^{-1} dE \tag{2.41}$$

La Figure 2.11 (gauche) représente R, en fonction de l'énergie de l'électron incident dans le cas de l'aluminium calculé avec l'équation (2.41) (continu).

7. NIST : National Institute of Standards and Technology.

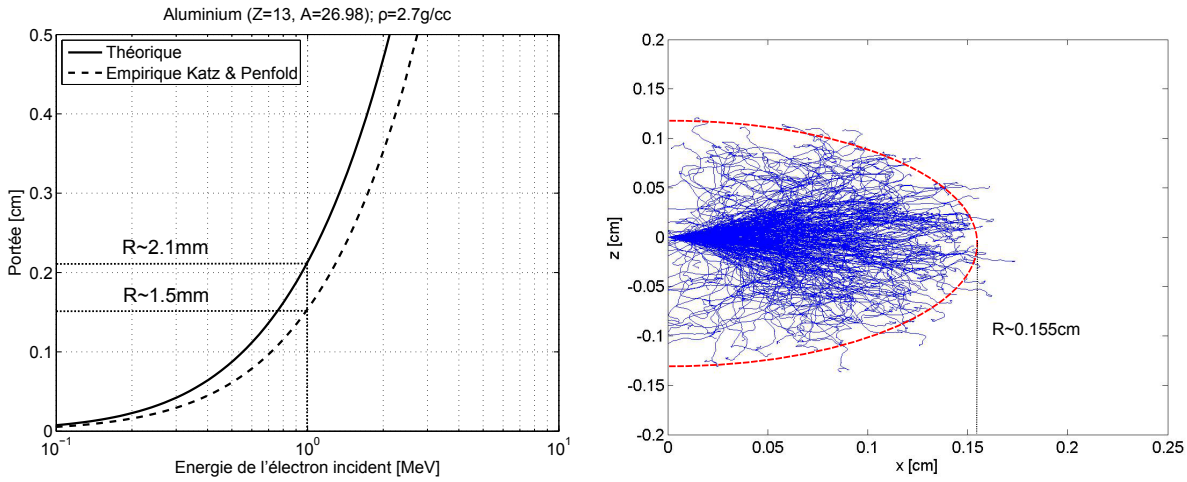

FIGURE 2.11 – A gauche, profondeur de pénétration des électrons dans l'aluminium, en fonction de l'énergie de l'électron incident, calculée à partir de l'équation (2.41) (continu) et des équations (2.42)(tirets). A droite, trajectoires, obtenues par simulations Monte-Carlo, d'un faisceau d'électrons monocinétique ($E = 1\,\mathrm{MeV}$) dans de l'aluminium froid.

Ce calcul ne prend cependant pas en compte les diffusions multiples des électrons, lesquelles dévieront de manière aléatoire leurs trajectoires. Il en résulte une surestimation de la longueur réelle de pénétration. Sur la Figure 2.11 (droite) sont illustrées, à titre d'exemple, les trajectoires d'un faisceau d'électrons monocinétiques d'énergie 1 MeV dans une feuille d'aluminium. Ces trajectoires ont été calculées à l'aide d'un programme simplifié de simulation Monte-Carlo écrit par L. Gremillet.

On remarque ainsi que la profondeur de pénétration des électrons est dans ce cas de l'ordre de 1.5 mm tandis qu'une estimation via la formule (2.41) fournit la valeur $R \approx 2.1\,\mathrm{mm}$.
Il est toutefois possible, en utilisant les formules empiriques de Katz et Penfold [Katz 52], de retrouver la portée réelle d'un faisceau d'électrons monoénergétique dans la matière :

$$R[\,\mathrm{cm}] = \begin{cases} \frac{0.412}{\rho[\,\mathrm{g/cm^3}]} E^{1.265-0.0954\ln E} & \text{si } 0.01 < E < 2.5\,\mathrm{MeV} \\ \frac{1}{\rho[\,\mathrm{g/cm^3}]}(0.53E - 0.106) & \text{si } E \gtrsim 2.5\,\mathrm{MeV}, \end{cases} \tag{2.42}$$

où l'énergie E est exprimée en MeV. La portée d'un faisceau d'électrons monoénergétique est calculée à l'aide de ces formules et comparée aux résultats de l'équation (2.41) sur la Figure 2.11 (courbe en tirets). La portée pour des électrons de 1 MeV est dans ce cas d'environ 1.5 mm, en accord avec les simulations Monte-Carlo.

Nous avions initialement supposé une trajectoire rectiligne des électrons, sans prendre en compte les effets du potentiel coulombien sur leurs déviations. Or la diffusion des électrons par les atomes du milieu modifie de façon non négligeable leur parcours dans la matière, comme le montre la Figure 2.11. Nous tentons de décrire ces effets dans la section suivante.

2.2.4 Diffusion angulaire

Diffusion simple

L'interaction d'un électron avec un atome du milieu entraîne une collision que l'on peut considérer comme élastique, du fait de la grande différence de masse entre les deux particules. L'électron ne perd en effet qu'une portion négligeable de son énergie incidente. Lors de cette collision, la trajectoire de l'électron est modifiée : on parle alors de *diffusion angulaire*. Si l'on considère un faisceau d'électrons, celle-ci favorise sa divergence et, par conséquent, la diminution de la profondeur de pénétration des électrons dans la matière.
Pour décrire ce mécanisme, Rutherford considère l'atome comme une charge ponctuelle, source d'un potentiel coulombien interagissant avec un électron incident de vitesse βc. Il obtient ainsi la section efficace différentielle suivante :

$$\sigma(\theta)_{Ruth} = 4r_e^2 \frac{Z^2}{\beta^4} \left(\frac{1}{4\sin^2(\theta/2)} \right)^2, \tag{2.43}$$

encore appelée *Section efficace de Rutherford*. Celle-ci étant d'autant plus importante que θ est petit, le mécanisme de diffusion adviendra principalement pour les petits angles. Cependant cette théorie n'est plus valide lorsque l'angle θ est très petit, la section efficace tendant alors vers l'infini. En appliquant un potentiel écranté du type Wentzel-Yukawa, décroissant plus rapidement que $1/r$: $V(r) \sim Zer^{-1}exp(-r/\delta)$ (avec δ le paramètre d'écran défini dans la section précédente, page 36), et en se plaçant dans la première approximation de Born (déviation aux petits angles et Z peu élevé), Nigam *et. al.* [Nigam 59] obtiennent une formule plus réaliste de la section efficace de diffusion :

$$\sigma(\theta) = 4r_e^2 \frac{Z^2}{\beta^4} \left(\frac{1}{4\sin^2(\theta/2) + (1/ka)^2} \right)^2, \tag{2.44}$$

où $k = p/\hbar$ est la norme du vecteur d'onde. Finalement, la formule de la section efficace de diffusion simple corrigée des effets relativistes est :

$$\sigma(\theta) = 4r_e^2 \frac{Z^2}{\beta^4\gamma^2} \left(\frac{1}{4\sin^2(\theta/2) + \theta_0^2} \right)^2, \tag{2.45}$$

où l'on a introduit l'angle d'écran θ_0 :

$$\theta_0 = \frac{1}{\gamma ka} = \frac{\alpha Z^{1/3}}{0.885\gamma\beta}. \tag{2.46}$$

La prise en compte de l'écrantage du noyau par son cortège électronique permet ainsi d'éviter la divergence de la section efficace aux petits angles. Par ailleurs, on peut noter que lorsque $\theta_0 \to 0$, la section efficace de diffusion simple se réduit à la section efficace de Rutherford.

Diffusion multiple

Lors de son parcours dans la matière, l'électron subit de multiples collisions avant d'être arrêté définitivement. En considérant un faisceau d'électrons, il apparaît comme étant plus pertinent de traiter l'ensemble des collisions dans le cadre d'une théorie statistique. Deux

modèles de *diffusion multiple* voient ainsi le jour : celui de Molière [Molière 48] simplifié par Bethe [Bethe 53], ainsi que celui de Goudsmit et Saunderson [Goudsmit 40]. Pour simplifier nous nous restreindrons à la description du premier.

La théorie de Molière consiste à résoudre l'équation de transport de la fonction de distribution angulaire $f(\theta, s)$ des électrons, où s représente l'épaisseur traversée. Elle est obtenue dans la première approximation de Born (petits angles de diffusion), permettant de projeter $f(\theta, s)$ sur une base de fonctions de Bessel $J_0(x)$. La fonction de distribution angulaire est ainsi formulée par :

$$f_M(\theta, s)\theta d\theta = \Theta d\Theta \sum_{n=0}^{\infty} \frac{1}{B^n} f^{(n)}(\Theta), \tag{2.47}$$

avec $f^{(n)}(\Theta)$ donnée par :

$$f^{(n)}(\Theta) = \frac{1}{n!} \int_0^{\infty} u J_0(\Theta u) e^{-u^2/4} \left(\frac{u^2}{4} \ln \frac{u^2}{4} \right)^n du, \tag{2.48}$$

où l'angle réduit Θ est défini par :

$$\Theta = \frac{\theta}{\theta_c \sqrt{B}}, \tag{2.49}$$

avec B solution de :

$$B - \ln B = b, \tag{2.50}$$

et θ_c l'angle tel que la probabilité d'une diffusion simple à un angle qui lui soit supérieur soit égale à 1. Il est donné par :

$$\theta_c^2 = 4\pi n_i s Z(Z+1) \left(\frac{r_e}{\gamma \beta^2} \right)^2. \tag{2.51}$$

Le terme b est défini par :

$$e^b = \frac{1}{1.167} \left(\frac{\theta_c}{\theta_M} \right)^2, \tag{2.52}$$

où θ_M correspond à l'angle d'écran déterminé de façon exact par Molière. Il vient ainsi remplacer θ_0, dont le calcul était basé sur l'approximation de Born. θ_M est donc donné par :

$$\theta_M^2 = \theta_0^2 \left[1.13 + 3.76 \left(\frac{Z}{\beta} \alpha \right)^2 \right] \tag{2.53}$$

Finalement b peut être réécrit de la manière suivante :

$$e^b = \frac{4\pi}{1.32} \left(\frac{0.885 r_e}{\alpha} \right)^2 \frac{s n_i Z^{1/3}(Z+1)}{\beta^2 \left[1 + 3.34 (Z/\beta\alpha)^2 \right]} = 1.11 \times 10^{-20} \frac{s n_i Z^{1/3}(Z+1)}{\beta^2 + 3.34 (Z\alpha)^2} \tag{2.54}$$

où s et n_i doivent être exprimés en cm et cm^{-3} respectivement. e^b représente le nombre de collisions que subit l'électron au cours de sa propagation. Bien que Molière considère que

celui-ci doit être supérieur à 20 pour que la théorie soit valide, L. Gremillet [Gremillet 01] vérifie l'obtention d'une bonne précision lorsque ce nombre est abaissé à 5. Bethe montre également que les fonctions $f^{(0)}$, $f^{(1)}$ et $f^{(2)}$ suffisent à déterminer la fonction de distribution angulaire, et ce, avec une précision de 1% pour tout angle. Elles sont tracées sur la Figure 2.12, pour des électrons incidents d'énergies 500 keV et 1 MeV dans 25 μm d'aluminium.

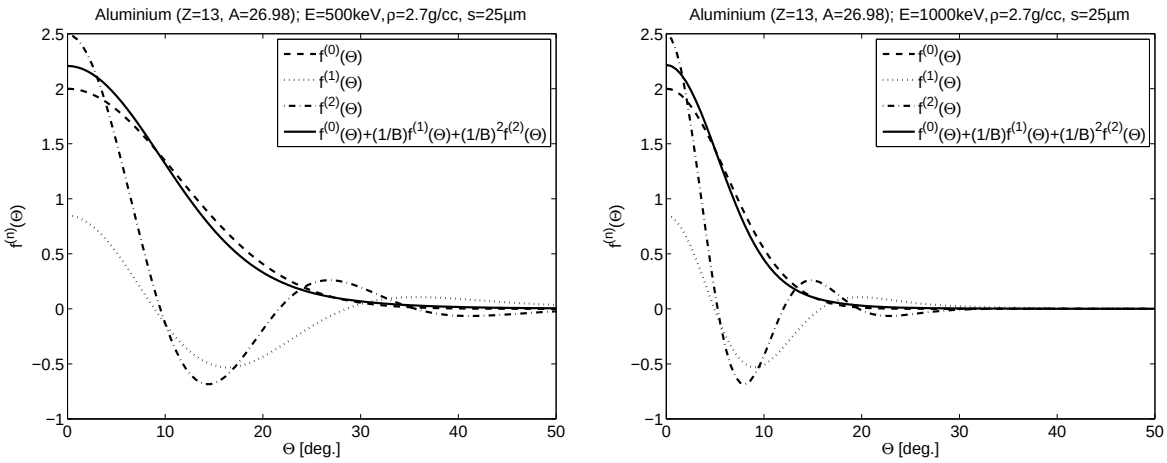

FIGURE 2.12 – Fonctions $f^{(0)}$ (tirets), $f^{(1)}$ (points) et $f^{(2)}$ (points-tirets) de la théorie de Molière obtenues pour des électrons incidents d'énergie 500 keV (gauche) et 1 MeV (droite) dans 25 μm d'aluminium. La fonction de distribution angulaire $f_M(\Theta)$ approchée à l'ordre 2 est également présentée (continu).

En calculant le premier terme $f^{(0)}$ de la fonction de distribution de Molière, on observe que celui-ci est une gaussienne d'équation :

$$f^{(0)}(\theta, s) = 2e^{\frac{-\theta^2}{\theta_c^2 B}} \tag{2.55}$$

En admettant que toutes les collisions soient des évènements indépendants, ce résultat peut être vu comme une conséquence du théorème central limite, établissant le fait qu'une somme de variables aléatoires indépendantes et identiquement distribuées converge vers la loi normale. Les diffusions aux petits angles étant dominantes, le terme gaussien prévaut. Ainsi, une bonne approximation de l'angle quadratique moyen de diffusion est donnée par sa largeur à mi-hauteur [8] :

$$\langle\theta^2\rangle_{HWHM} = \theta_c^2 B \ln 2 \tag{2.56}$$

Dans la limite d'un grand nombre de collisions, $B \sim b$. L'angle quadratique moyen de diffusion se réécrit donc :

$$\langle\theta^2\rangle_{HWHM} = \theta_c^2 \ln 2 \ln\left(\frac{\theta_c^2}{1.167\theta_M^2}\right) \tag{2.57}$$

8. Le fait d'approximer f_M par le premier terme gaussien est d'autant plus justifié que l'épaisseur s est grande, et donc que le nombre de collisions est important.

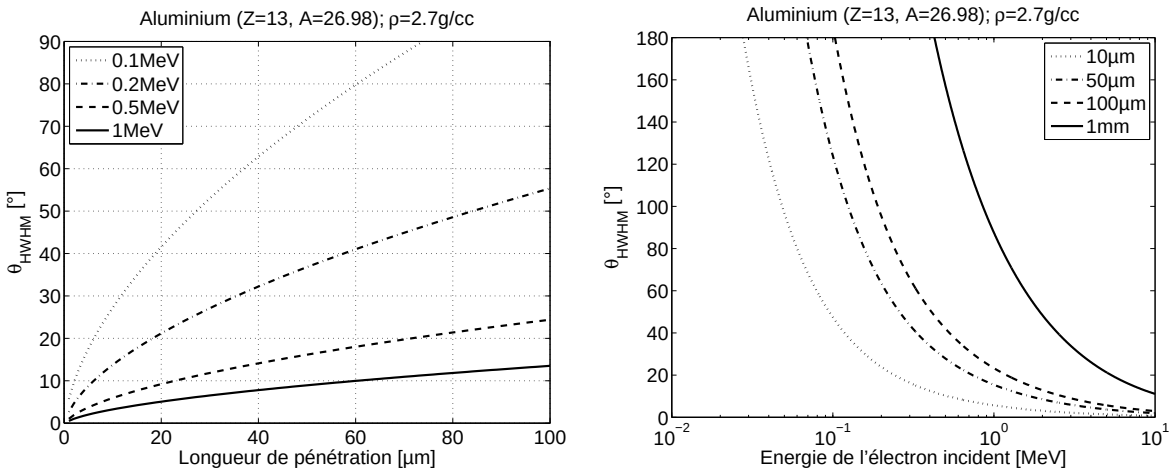

FIGURE 2.13 – A gauche : Angle de diffusion moyen en fonction de la profondeur de pénétration dans de l'aluminium froid, pour différentes énergies de l'électron incident : 100 keV (points), 200 keV (points-tirets), 500 keV (tirets) et 1 MeV (continu). A droite : Angle de diffusion moyen en fonction de l'énergie de l'électron incident, pour différentes profondeurs de pénétration dans de l'aluminium froid : 10 μm (points), 50 μm (points-tirets), 100 μm (tirets) et 1 mm (continu).

Sur la Figure 2.13 est représenté l'angle de diffusion moyen, calculé à partir de l'équation (2.57) pour des électrons se propageant dans de l'aluminium froid. On observe une diminution de l'angle moyen de diffusion lorsque l'énergie de l'électron incident augmente. Il croît cependant avec la profondeur de pénétration.
Dans nos expériences, les électrons se propageront dans des milieux en partie ou totalement ionisés. Le calcul de l'angle moyen de diffusion dans un tel milieu est rendu possible en modifiant l'expression du potentiel écranté $V(r)$ par un potentiel prenant en compte l'ionisation des couches atomiques [Gremillet 01] :

$$V(r) = \frac{Ze}{4\pi\epsilon_0 r}\left[\underbrace{\left(1-\frac{Z^*}{Z}\right)e^{-r/a_M}}_{\text{Electrons liés}} + \underbrace{\left(\frac{Z^*}{Z}\right)e^{-r/\lambda_{DH}}}_{\text{Electrons libres}}\right] \tag{2.58}$$

où $a_M = 1/(k\theta_M)$ est le paramètre d'écran de Molière. Par un calcul complexe que nous ne développerons pas ici, L. Gremillet obtient l'angle d'écran θ_p dans un plasma :

$$\theta_p = \theta_D^{\xi_1}\theta_M^{\xi_2}e^{-\chi(1-\chi)} \tag{2.59}$$

où il pose $\chi = Z^*/Z$, $\theta_D = 1/(k\lambda_{DH})$ et ξ_1 et ξ_2 définis par :

$$\xi_1 = \chi^2 - \frac{2\chi(1-\chi)}{\left(\frac{\theta_M^2}{\theta_D^2}\right)-1} \tag{2.60}$$

$$\xi_2 = (1-\chi)^2 + \frac{2\chi(1-\chi)}{1-\left(\frac{\theta_D^2}{\theta_M^2}\right)} \tag{2.61}$$

Il s'agit ensuite de remplacer θ_M par θ_p dans l'équation (2.57) pour obtenir l'angle de diffusion quadratique moyen dans un plasma. Sur la Figure 2.14 est représentée la variation de l'angle de diffusion moyen en fonction de la profondeur de pénétration, pour différentes températures de plasma. On observe l'élargissement de l'angle avec l'augmentation de la température. Cet effet est d'autant plus important que la vitesse de l'électron incident est faible.

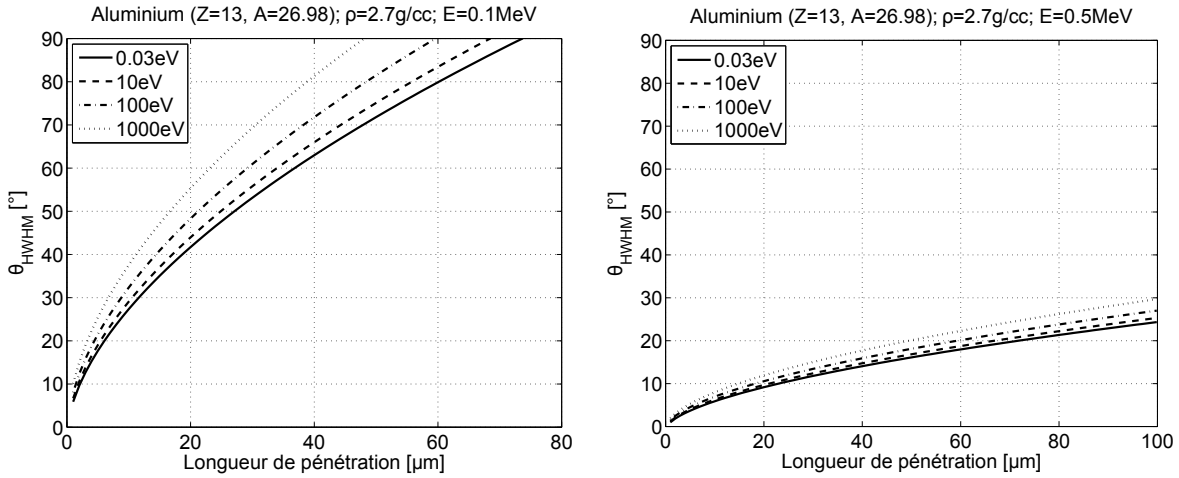

FIGURE 2.14 – Angle de diffusion moyen en fonction de la profondeur de pénétration dans de l'aluminium, à différentes températures : $T_e = 0.03\,\text{eV}$ (continu), $T_e = 10\,\text{eV}$ (tirets), $T_e = 100\,\text{eV}$ (points-tirets), $T_e = 1000\,\text{eV}$ (points) et pour une énergie de l'électron incident de 100 keV (gauche) et 500 keV (droite).

2.3 Le transport collectif des électrons dans la matière

Notre démarche pour tenter de décrire le transport d'un faisceau d'électrons rapides dans la matière nous a conduits à étudier les processus collisionnels. Pour cela, nous avons dans un premier temps supposé que la divergence ou le ralentissement des électrons étaient régis par la somme des événements individuels que sont les collisions binaires, en s'affranchissant des quelconques effets dûs aux électrons alentours. Il s'avère en réalité qu'une telle considération est incomplète. En effet, à ces processus collisionnels s'ajoutent des processus qualifiés de collectifs. Ces derniers sont interprétables dès lors que l'on considère non seulement le faisceau d'électrons dans son ensemble, mais également les champs électriques et magnétiques induits lors de sa propagation.
Ces effets collectifs ont un impact significatif sur la propagation du faisceau d'électrons rapides, de manière non seulement positive (compensation de la divergence du faisceau...) mais également négative (ralentissement par effet joule, instabilités...).
La suite de ce chapitre s'attache donc à quantifier et à expliquer brièvement les principaux processus physiques liés à ces effets collectifs, en s'affranchissant des effets collisionnels. Pour plus de précisions, le lecteur pourra consulter les thèses de L. Gremillet [Gremillet 01] et A. Debayle [Debayle 08].

2.3.1 Neutralisation du faisceau d'électrons

La propagation d'un faisceau d'électrons rapides dans un plasma dense engendre un champ électrostatique, du fait de l'accumulation locale de charges négatives. Ce champ de charge d'espace tend à expulser les électrons thermiques hors du faisceau. Les charges sont par conséquent redistribuées spatialement autour du faisceau, assurant ainsi sa neutralisation. On parle alors de *neutralisation en charge* du faisceau d'électrons rapides. Le temps caractéristique de ce phénomène correspond au temps nécessaire à un plasma soumis à une perturbation pour retourner à l'équilibre. Celui-ci est donné par l'inverse de la fréquence plasma ou de la fréquence des collisions électroniques : $\tau_{neutr} = 1/\nu_{ei}$. A température ambiante, $\nu_{ei} \sim 10^{15}\,\mathrm{s}^{-1}$ dans de l'aluminium froid, par conséquent τ_{neutr} est de l'ordre de la femtoseconde, inférieur à la durée du faisceau d'électrons ou de l'impulsion laser (dans l'ensemble des expériences présentées dans cette thèse : $30\,\mathrm{fs} < \tau_{las} < 10\,\mathrm{ps}$). Par conséquent, le faisceau d'électrons est neutralisé en charge dès le début de sa propagation.
En se propageant dans le plasma, le fort courant ($I_b \approx 10^6\,\mathrm{A}$ dans notre cas [9]) porté par le faisceau d'électrons provoque également l'apparition d'un champ magnétique azimutal ayant tendance à collimater le faisceau lui-même (on parle également de *pincement*). Du fait de l'augmentation continue de la densité de courant électronique, le champ magnétique ne cesse de croître [10]. Par conséquent, la force exercée par le champ magnétique devient telle que les électrons sont rétro-diffusés, stoppant ainsi la propagation du faisceau. Cet effet, mis en évidence par Hannes Alfvén [Alfvén 39], permet de prédire le courant limite I_A au-delà duquel le faisceau ne se propage plus :

$$I_A[\mathrm{kA}] = \frac{4\pi\epsilon_0 m_e c^3}{e}\gamma_b\beta_b \approx 17\gamma_b\beta_b \tag{2.62}$$

Dans le cadre de nos expériences, l'énergie des électrons n'excède pas les 100 MeV. Nous pouvons donc estimer le courant limite à $I_A \approx 10^3 - 10^4\,\mathrm{A}$, c'est-à-dire bien en dessous de I_b. En réalité, le faisceau peut se propager pour des courants au delà de I_A. En effet, l'intensité croissante du champ magnétique va provoquer, en raison de la loi de Lenz [11], l'apparition d'un champ électromoteur axial. Celui-ci, s'opposant à la variation du flux magnétique, accélère les électrons "froids" du milieu dans le sens inverse du courant incident. Ce courant d'électrons froids $\mathbf{j}_{ret}$, ou *courant de retour* [Lee 71] favorise la propagation du faisceau d'électrons incidents en réduisant le courant total $\mathbf{j}_{net} = \mathbf{j}_b - \mathbf{j}_{ret}$ et, de ce fait, le champ magnétique qu'il perçoit. En théorie, une neutralisation parfaite du faisceau implique alors $\mathbf{j}_{net} = 0$, soit $\mathbf{j}_b = -\mathbf{j}_{ret}$. Ces conditions ne sont cependant jamais exactement vérifiées en pratique.
La neutralisation en courant, bien qu'imparfaite, est néanmoins efficace lorsque le rayon r_b est supérieur à la longueur de peau magnétique $\lambda_e = c/\omega_{pe}$. Le courant de retour enveloppe alors le courant incident, la résultante des deux entraînant une réduction du champ magnétique. Dans le cas contraire, soit $r_b < \lambda_e$, le courant de retour s'étend trop loin, dégradant ainsi la neutralisation. La fréquence plasma étant, dans notre cas, de l'ordre de $10^{15} - 10^{16} s^{-1}$, la longueur de peau magnétique est $\lambda_e \sim 10^{-2}\,\mu\mathrm{m}$. Celle-ci est très inférieure au rayon r_b,

9. Le courant peut être estimé par : $I_b \approx N_b e/\tau_{las}$, où N_b représente le nombre d'électrons dans le faisceau et τ_{las} la durée de l'impulsion laser. Pour un faisceau composé d'environ 10^{13} électrons et une durée d'impulsion de l'ordre de 2 ps, le courant est de l'ordre de 1MA.

10. On rappelle que la densité de courant est inversement proportionnelle à la section transverse du faisceau.

11. Selon la loi de Lenz, une variation du flux magnétique induit un courant venant s'opposer à cette variation. Cette loi est également connue sous le nom de loi d'induction.

lui-même de l'ordre de $5 - 10\,\mu$m (approximativement le rayon de la tache focale du laser incident). La neutralisation en courant du faisceau d'électrons incidents est donc quasi parfaite, permettant sa propagation au delà de la limite d'Alfvén.
Néanmoins, la conductivité finie du milieu induit un champ électrique résistif ralentissant les électrons du faisceau. En outre, ce champ électrique induit un champ magnétique via la loi de Faraday. Celui-ci croît peu à peu en intensité, inhibant le transport du faisceau d'électrons incidents, selon le temps de diffusion magnétique τ_D typiquement défini par :

$$\tau_D = \frac{\mu_0 r_b^2}{\eta}, \tag{2.63}$$

η représentant la résistivité du milieu et μ_0 la perméabilité du vide. Dans notre cas, τ_D vaut plusieurs dizaines de picosecondes. Plus précisément, L. Gremillet [Gremillet 01] estime la durée maximale d'un faisceau cylindrique d'électrons rapides évoluant dans un plasma à conductivité constante :

$$\tau_{max}[\text{ps}] \approx 30 \times \left(\frac{r_b}{10\mu m}\right)^2 \left(\frac{\eta}{10^{-6}\Omega.m}\right)^{-1} \frac{1}{3.5 + \ln(I_b/10^6\text{A})}. \tag{2.64}$$

Dans nos conditions ($\eta \sim 10^{-6}\,\Omega$.m, $r_b \sim 10\,\mu$m et $I_b \sim 10^6$A), la durée maximale du faisceau, selon ce modèle, n'excède guère ~ 9 ps.

2.3.2 Les champs générés

Comme vu dans la section précédente, de forts champs sont générés lors du passage du faisceau d'électrons rapides dans le plasma. Le champ magnétique $\mathbf{B}$, en l'absence de courant de retour, est notamment capable de dévier fortement la trajectoire des électrons du faisceau, en stoppant leur propagation. Pour comprendre un tel phénomène, considérons l'équation de Maxwell-Faraday :

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t}, \tag{2.65}$$

ainsi que la loi d'Ohm pour laquelle le terme de Hall est négligé [Gremillet 01] :

$$\mathbf{E} \approx -\eta \mathbf{j}_b \tag{2.66}$$

En combinant les équations (2.65) et (2.66), il est possible de relier l'évolution du champ magnétique au courant d'électrons incident [12] [Davies 97] :

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = \eta \nabla \times \mathbf{j}_b + (\nabla \eta) \times \mathbf{j}_b \tag{2.67}$$

La variation temporelle du champ magnétique se décompose donc en deux termes :

- Le premier terme $\eta \nabla \times \mathbf{j}_b$ est lié aux gradients de courant. Les électrons sont poussés vers les zones de fort courant, sous l'effet d'un champ magnétique azimutal. Ce dernier est responsable de la collimation du faisceau d'électrons mais peut également en causer

12. On utlise pour cela la relation $\nabla \times (f\mathbf{A}) = f\nabla \times \mathbf{A} + \nabla f \times \mathbf{A}$, f étant un scalaire et $\mathbf{A}$ un vecteur.

la filamentation.

- Le second terme $(\nabla\eta) \times \mathbf{j}_b$ est lié aux gradients de résistivité dans le plasma, lesquels sont la résultante d'un chauffage de la cible dû à un dépôt d'énergie des particules. Le chauffage n'étant en général pas homogène, de fort gradients de résistivité peuvent naître au sein du plasma et induire ainsi des champs magnétiques. La divergence ou la collimation du faisceau d'électrons dépend donc du signe du gradient de résistivité. Si la résistivité augmente en fonction du rayon, le champ magnétique résultant aura tendance à éjecter les électrons sur les bords de l'axe de propagation. A l'inverse, si la résistivité diminue avec le rayon, les électrons seront concentrés au centre. Ce mécanisme peut également s'interpréter comme un mouvement des électrons vers les zones de forte résistivité, sous l'action des champs magnétiques induits.

La forme du faisceau d'électrons est donc le fruit d'un compromis entre ces deux termes. Le chauffage de la cible étant progressif, le premier terme domine au début de l'interaction. Suite au dépôt d'énergie par les particules, la température augmente et de forts gradients de résistivité apparaissent. Le second terme devient alors prépondérant [Davies 03].
A partir de ces mêmes équations, il est possible d'estimer les champs électrique et magnétique maximums pouvant être générés dans ces conditions en fonction de l'éclairement I_L du laser, du taux de conversion laser-électrons $\eta_{L\to e}$, de la durée τ_L, du rayon R de l'impulsion laser, ainsi que de la conductivité σ du milieu. Pour cela, Davies et *al.* [Davies 97] supposent une impulsion laser gaussienne dans le temps et dans l'espace. Ils obtiennent ainsi :

$$E_{max}[\mathrm{V.m^{-1}}] \approx 10^9 \left(\frac{\eta}{10^{-6}\Omega.m}\right)\left(\frac{\eta_{L\to e}}{0.1}\right)\left(\frac{I_0}{10^{17}\,\mathrm{W.cm^{-2}}}\right)^{2/3}\left(\frac{1\mu m}{\lambda}\right)^{2/3} \tag{2.68}$$

et

$$B_{max}[T] \approx 38 \left(\frac{\eta}{10^{-6}\Omega.m}\right)\left(\frac{\tau_L}{1\mathrm{ps}}\right)\left(\frac{10\mu m}{R}\right)\left(\frac{\eta_{L\to e}}{0.1}\right)\left(\frac{I_0}{10^{17}\,\mathrm{W.cm^{-2}}}\right)^{2/3}\left(\frac{1\mu m}{\lambda}\right)^{2/3} \tag{2.69}$$

A partir des équations (2.68) et (2.69), les auteurs montrent que les effets collectifs induits par les champs électrique et magnétique peuvent devenir prépondérants sur les effets purement collisionnels, et ce, pour des éclairements laser supérieurs à $10^{18}\,\mathrm{W.cm^{-2}}$.

2.3.3 La conductivité du plasma

D'après ce qui a été vu précédemment, il s'avère que la dynamique des électrons rapides dépend en partie de la conductivité électrique du milieu traversé. Le chauffage de la cible, dû aux collisions avec les électrons du courant de retour, entraînant des variations de conductivité, il apparaît important de définir un modèle de conductivité pour les matériaux à densité solide en fonction de la température.
La conductivité d'un matériau (en particulier les métaux) peut être modélisée à l'aide du modèle de Drude. Celui-ci suppose que les électrons de valence des atomes constituant le matériau agissent comme des électrons de conduction, dont la dynamique peut être traitée par

la théorie cinétique des gaz. Dans ce modèle purement classique, les ions sont relativement immobiles et oscillent autour de leur position d'équilibre. L'expression de la conductivité électrique en courant direct (DC) dans un métal est ainsi donnée par :

$$\sigma = \frac{1}{\eta} = \frac{e^2 n_e}{m_e \nu_e(T_e)} \tag{2.70}$$

où ν_e représente la fréquence de collision électronique. Cette dernière dépend de plusieurs processus physiques plus ou moins prépondérants suivant la température électronique du milieu. Ainsi, dans un milieu solide et froid, les collisions sont dominées par celles des électrons avec les phonons. Une expression de la fréquence de collisions associée a été donnée par Yakovlev et Urpin [Yakovlev 80]. Dans la limite des basses températures ($T_e \ll T_F$, T_F étant le température de Fermi), celle-ci peut être approximée par :

$$\nu_{e-ph} \approx \frac{k_S}{2\pi\epsilon_0} \frac{e^2 k_B T_i}{\hbar^2 v_F}, \tag{2.71}$$

où $v_F = \hbar(3\pi^2 n_e)^{1/3}/m_e$ représente la vitesse de Fermi. T_i est la température ionique et k_S une constante adimensionnée permettant d'ajuster le modèle à la conductivité tabulée du matériau à froid ($T_e = 300\,\mathrm{K}$). Pour l'aluminium, cette valeur est égale à ~ 1.25.
Lorsque la température du milieu augmente, la matière s'ionise progressivement et les électrons présents dans les couches atomiques externes sont peu à peu libérés. Les collisions électron-phonon laissent alors place aux collisions électron-électron. Dans la limite $0.1T_F < T_e < T_F$, la fréquence de collisions s'écrit alors [Ashcroft 02] :

$$\nu_{e-e} = A_\nu \frac{k_B T_e^2}{\hbar T_F}, \tag{2.72}$$

où A_ν est un paramètre d'ajustement variant entre 1 et 100. Pour l'aluminium, $A_\nu = 1$ [Chimier 08]. Dans la limite $T_e \gg T_F$, les électrons se comportent comme un gaz classique dont la fonction de distribution est maxwellienne. La fréquence de collision est alors donnée par [Spitzer 62] :

$$\nu_{sp} = \frac{4}{3}(2\pi)^{1/2} k_{sp} \frac{Z^* e^4 m_e n_e}{(4\pi\epsilon_0)^2 (m_e k_B T_e)^{3/2}} \ln\Lambda, \tag{2.73}$$

avec k_{sp} un paramètre sans dimension que l'on prendra ici égal à $3\pi/32$. Le terme $\ln\Lambda$ correspond, quant à lui, au logarithme coulombien où $\Lambda = \max(2, \Lambda')$ avec $\Lambda' = [1+(b_{max}/b_{min})^2]^{1/2}$, b_{min} et b_{max} étant respectivement les paramètres d'impact minimum et maximum. Le paramètre d'impact minimum correspond à la distance minimum d'approche de deux particules l_{min}, à moins que celle-ci soit plus petite que la longueur de de Broglie λ_{dB}, auquel cas $b_{min} = \lambda_{dB}$. b_{min} peut alors être défini par la moyenne géométrique des deux :

$$b_{min} = \sqrt{l_{min}^2 + \lambda_{dB}^2} = \sqrt{\left(\frac{Z^* e^2}{12\pi\epsilon_0 k_B T_e}\right)^2 + \left(\frac{\hbar}{2(3 m_e k_B T_e)^{1/2}}\right)^2}, \tag{2.74}$$

b_{max} correspond, quant à lui, à la longueur de Debye définie par le rapport de la vitesse thermique électronique v_{T_e} sur la fréquence plasma électronique ω_{pe} :

$$b_{max} = \frac{v_{T_e}}{\omega_{pe}} = \sqrt{\frac{\epsilon_0 k_B T_e}{n_e e^2}} = \lambda_D \tag{2.75}$$

Le modèle de Spitzer n'est cependant plus valide à basse température, dès lors qu'apparaissent des effets de dégénérescence électronique, de corrélation ionique ou de saturation du libre parcours moyen. Ce dernier ne doit notamment pas être inférieur à la distance interatomique r_i. Eidmann et *al.* [Eidmann 00] introduisent alors la fréquence de coupure ν_c donnée par l'expression :

$$\nu_c = \frac{\sqrt{v_F^2 + v_{T_e}^2}}{r_i} \tag{2.76}$$

Finalement la fréquence de collision électronique totale ν_e est donnée par le modèle d'Eidmann et *al.* modifié par B. Chimier [Chimier 08]. Elle correspond à la moyenne harmonique des fréquences de collision dans les différents domaines de température :

$$\nu_e^{-2} = (\nu_{e-ph} + \nu_{e-e})^{-2} + \nu_c^{-2} + \nu_{sp}^{-2} \tag{2.77}$$

L'évolution de la fréquence de collision est présentée sur la Figure 2.15 (gauche) dans le cas de l'aluminium pour $T_i = 0.03\,\text{eV}$. Les fréquences de collision électron-phonon (ν_{e-ph}), électron-électron (ν_{e-e}), de Spitzer (ν_{sp}), ainsi que la fréquence de coupure (ν_c) sont également tracées.

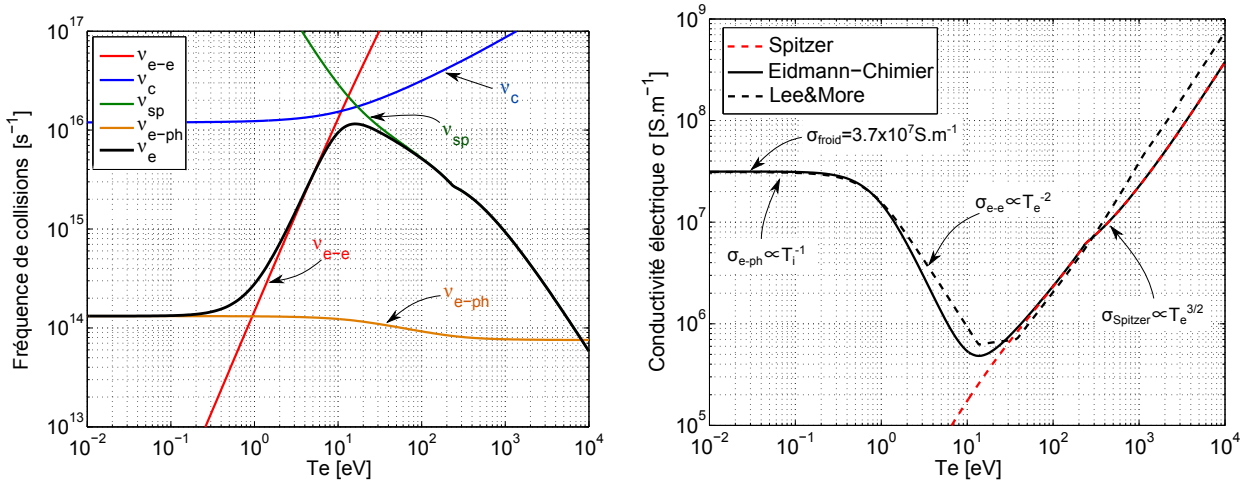

FIGURE 2.15 – (gauche) Variations de la fréquence de collision totale ν_e pour $T_i = 0.03\,\text{eV}$ dans de l'aluminium (continu noir). Les fréquence de collision électron-phonon, électron-électron, de Spitzer ainsi que la fréquence de coupure sont également tracées. (droite) Evolution de la conductivité de l'aluminium donnée par les modèles de Eidmann-Chimier (noir continu), Lee et More (tirets noirs) et Spitzer (tirets rouges) pour $T_i = 0.03\,\text{eV}$.

Sur la Figure 2.15 (droite) est représentée, selon le modèle de Eidmann, la variation de la conductivité de l'aluminium en fonction de la température. Il est comparé au modèle de conductivité de Lee et More [Lee 84] basé sur une linéarisation de l'équation de Boltzmann, et ce, à l'état stationnaire dans la limite d'un petit gradient de température et d'un champ

électrique faible. Les deux modèles donnent des résultats assez proches et en assez bon accord avec les résultats expérimentaux obtenus par Milchberg et *al.* [Milchberg 88]. Il subsiste toutefois une différence entre les deux modèles dans le domaine de Spitzer (hautes températures) du fait d'une définition légèrement différente du logarithme coulombien.

2.3.4 Chauffage résistif et compétition avec le chauffage collisionnel

Un faisceau d'électrons rapides neutralisé en charge et en courant peut, en théorie, se propager sur de longues distances. Cependant, soumis aux effets des collisions coulombiennes, le faisceau est en pratique rapidement ralenti dans la matière. Le transfert d'énergie du faisceau d'électrons à celle-ci se réalise alors par le biais de mécanismes collisionnels ou collectifs (résistifs) décrits précédemment. Bien qu'ils soient intrinsèquement liés, on peut découpler, de manière approximative, ces deux mécanismes afin de les décrire.
Ainsi, dans le cas du chauffage résistif, le courant de retour induit un champ électrique $\mathbf{E}_{ret}$ dont l'amplitude est proportionnelle à la résistivité du milieu : $\mathbf{E}_{ret} = \eta \mathbf{j}_{ret}$. Bien qu'étant indispensable pour maintenir la neutralisation en courant, ce champ tend à ralentir le faisceau d'électrons rapides et à chauffer ainsi la matière environnante. Dans l'hypothèse d'une neutralisation en courant parfaite $\mathbf{j}_b = -\mathbf{j}_{ret}$ et en négligeant non seulement la conduction thermique mais également l'ionisation, le chauffage résistif de la matière peut être décrit à l'aide de l'équation de conservation de l'énergie [Davies 03] :

$$C_e \left.\frac{\partial T_e}{\partial t}\right|_{\text{res}} = -n_b v_b \left(\frac{dE}{ds}\right)_{\text{res}} = \mathbf{j}_b.\mathbf{E}_{ret} \tag{2.78}$$

où le pouvoir d'arrêt résistif est approché par $(dE/ds)_{\text{res}} \approx -eE_{ret}$. n_b et v_b représentent respectivement la densité volumique d'électrons dans le faisceau et leur vitesse [13]. C_e est la capacité calorifique du plasma d'électrons.

Le chauffage collisionnel peut également être estimé de la même manière :

$$C_e \left.\frac{\partial T_e}{\partial t}\right|_{\text{coll}} = -n_b v_b \left(\frac{dE}{ds}\right)_{\text{coll}} \tag{2.79}$$

où $(dE/ds)_{\text{coll}}$ est donné par l'expression (2.29). En ne conservant que la partie logarithmique de cette expression, on obtient finalement :

$$C_e \left.\frac{\partial T_e}{\partial t}\right|_{\text{coll}} = \frac{2\pi r_e^2 Z m_e c^2 v_b n_i n_b}{\beta_b^2(\gamma_b - 1)} \ln\left(\frac{(\gamma^2-1)(\gamma-1)}{2(I_0/m_e c^2)^2}\right) \tag{2.80}$$

Le rapport des pertes collisionnelles sur les pertes résistives dans un métal est alors donné par :

$$\frac{\left.\frac{\partial T_e}{\partial t}\right|_{\text{coll}}}{\left.\frac{\partial T_e}{\partial t}\right|_{\text{res}}} = \frac{n_b v_b (dE/ds)_{\text{coll}}}{\mathbf{j}_b.\mathbf{E}_{\text{ret}}} = \frac{2\pi r_e^2 Z m_e c^2 n_i}{\beta_b^2(\gamma_b - 1) e\eta j_b} \ln\left(\frac{(\gamma^2-1)(\gamma-1)}{2(I_0/m_e c^2)^2}\right) \tag{2.81}$$

Sur la Figure 2.16 est représentée l'évolution du rapport R en fonction de la densité de courant j_b. Elle a été calculée pour deux résistivités différentes : $2.7 \times 10^{-8}\,\Omega$.m et $2.7 \times 10^{-6}\,\Omega$.m.

13. On suppose un faisceau d'électrons monocinétique pour simplifier les calculs.

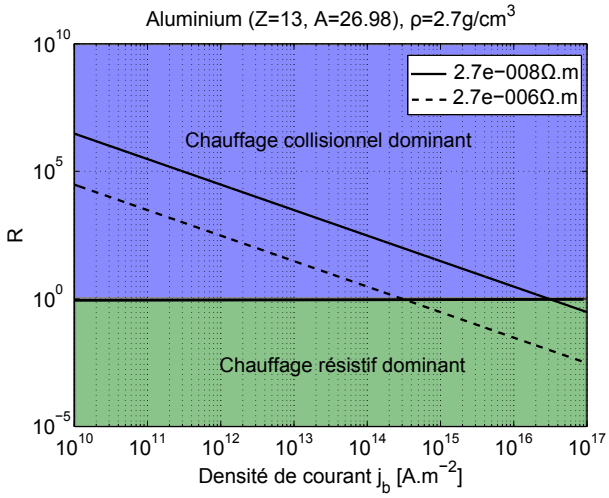

FIGURE 2.16 – Évolution du rapport des pertes collisionnelles sur les pertes résistives, dans le cas de l'aluminium, en fonction de la densité de courant j_b du faisceau d'électrons rapides. L'énergie des électrons est fixée à 100 keV. Les résultats sont présentés pour deux résistivités différentes : $2.7 \times 10^{-8}\,\Omega$.m (continu) et $2.7 \times 10^{-6}\,\Omega$.m (tirets). La ligne horizontale noire correspond à $\partial_t T_e|_{\text{col}} \,/\, \partial_t T_e|_{\text{res}} = 1$.

Elles correspondent approximativement aux bornes minimale et maximale rencontrées typiquement dans nos expériences pour des températures électroniques T_e n'excédant pas 1 keV (cf. Figure 2.15). Ainsi, pour des densités de courant au delà de $j_{min} = 10^{14}$ A.m^{-2}, les effets collectifs peuvent devenir prépondérants sur les effets collisionnels. Dans le cadre de nos expériences, l'intensité du courant d'électrons rapides peut atteindre 10^6 A. En supposant un rayon de faisceau de 10 μm, la densité de courant est alors de l'ordre de 3×10^{15} A.m^{-2} et donc supérieure à j_{min}. On peut donc s'attendre à ce que le chauffage résistif domine dans le régime d'interaction laser qui nous concerne. Ce résultat doit cependant être nuancé, le faisceau d'électrons étant en réalité divergent. De ce fait, la densité de courant j_b décroît en se propageant dans la matière, diminuant ainsi l'importance des effets collectifs. Par conséquent, le chauffage résistif de la cible sera prépondérant typiquement dans les premiers 10 μm, pour être ensuite relayé par le chauffage collisionnel [Davies 02b, Santos 07].

Nous pouvons également estimer le pouvoir d'arrêt résistif d'un électron dans la matière. Celui-ci s'écrit :

$$\left(\frac{dE}{ds}\right)_{\text{res}} = -eE_{ret} = -e\frac{j_{ret}}{\sigma} = e\frac{j_b}{\sigma}. \tag{2.82}$$

Sur la Figure 2.17 sont tracés les pouvoirs d'arrêt résistifs d'un électron dans de l'aluminium en fonction de la température du milieu et pour deux densités de courant différentes : $j_{ret} = 10^{14}$ et 10^{15} A.m^{-2}. Ce modèle, bien que très simpliste, permet d'avoir une idée de l'importance des pertes résistives dans la matière. On remarque que celles-ci sont maximales lorsque la température du milieu atteint la température de Fermi (~ 10 eV), correspondant au minimum de la conductivité de celui-ci. Pour des densités de courant dépassant 10^{15} A.m^{-2} le pouvoir d'arrêt résistif est plus important que le pouvoir d'arrêt collisionnel (cf Figure 2.8). Au-delà de la température de Fermi, la conductivité entre dans le régime de Spitzer et le

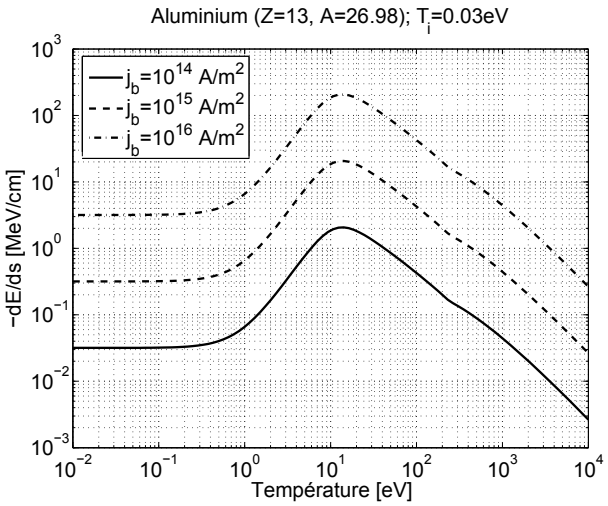

FIGURE 2.17 – Pouvoir d'arrêt résistif dans l'aluminium en fonction de la température du milieu pour trois densités de courant différentes $j_{ret} = 10^{14}$ (continu), 10^{15} (tirets) et 10^{16} A.m^{-2} (points tirets). On a supposé ici $T_i = 0.03$ eV dans le calcul de la conductivité.

pouvoir d'arrêt résistif devient de moins en moins important. Si l'on souhaite minimiser les pertes résistives, nous avons donc tout intérêt à atteindre ce régime de conductivité.

2.3.5 Recirculation des électrons

Lorsque le faisceau d'électrons émerge en face arrière de la cible, un champ électrostatique $\mathbf{E}_s$ est induit sous l'effet de la séparation de charge. Celui-ci, très intense (de l'ordre du $\sim$ TV.m^{-1}), entraîne l'apparition d'une force $\mathbf{F}$ dans le sens opposé à la direction de propagation des électrons, tendant ainsi à les faire revenir vers la cible (cf Figure 2.18). On parle alors de recirculation d'électrons ou *refluxing*. Typiquement, les électrons les moins énergétiques emportant la majorité de la charge du faisceau sont réfléchis ; les autres, emportant une charge de quelques nC, parviennent à s'extraire du champ et continuent leur propagation dans le vide. Les électrons réinjectés dans la cible contribuent par conséquent à son chauffage [Chen 05, Martinolli 06, Perez 10b].

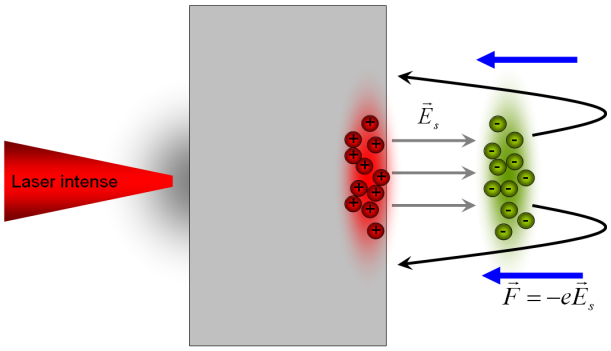

FIGURE 2.18 – Illustration du mécanisme de recirculation des électrons sous l'effet d'un champ électrostatique de charge d'espace.

Il a en outre été observé, lors d'expériences utilisant des traceurs d'électrons rapides (couches émettrices de rayonnement K_α lors du passage des électrons), que la recirculation des électrons peut entraîner une surestimation de la population électronique. Il est donc crucial soit de prendre en compte cet effet dans les simulations, soit de s'en affranchir expérimentalement (cf. Chapitre 5).

2.3.6 Les instabilités

Nous avons précédemment décrit les effets des champs induits sur le faisceau d'électrons dans sa globalité, en supposant que ce dernier n'était pas, ou très peu, affecté par la réponse du milieu. En réalité, celle-ci s'avère bien plus complexe et introduit généralement d'importantes modifications dans la distribution initiale du faisceau. De petites perturbations présentes lors de la génération de faisceau d'électrons peuvent, en effet, se voir amplifiées lors de l'interaction de celui-ci avec les électrons froids du milieu, donnant lieu au développement de diverses instabilités. Celles-ci peuvent alors modifier le faisceau d'électrons tant sur le plan microscopique (très inférieur à la taille du faisceau) que macroscopique (de l'ordre de grandeur de la taille du faisceau).

Les instabilités microscopiques

Instabilité deux faisceaux : L'instabilité deux faisceaux apparaît lorsque deux faisceaux d'électrons de sens opposés se rencontrent, tels que le courant incident et le courant de retour. L'interpénétration des deux faisceaux génère des perturbations longitudinales de densité, créant alors une onde dont la fréquence de résonance est proche de la fréquence plasma ω_p, et dont la vitesse de phase est légèrement inférieure à la vitesse du faisceau incident. Une partie de l'énergie du faisceau est ainsi transmise à l'onde, laquelle est alors amplifiée. Le faisceau, quant à lui, ralentit jusqu'à ce que sa vitesse moyenne égale celle de l'onde, dispersant ainsi sa propre distribution en énergie [Buneman 59]. L'amplitude de cette instabilité reste cependant mineure dans le cas d'un plasma collisionnel.

Instabilité de Weibel : L'instabilité de Weibel [Weibel 59] apparaît également dans le cadre de deux faisceaux d'électrons se propageant dans des directions opposées. Les perturbations de densités créées dans l'axe perpendiculaire au faisceau incident entraînent l'excitation d'ondes électromagnétiques transverses, provoquant des fluctuations de courant parallèles à celles-ci. Ces dernières induisent à leur tour des fluctuations du champ magnétique, lesquelles amplifient les fluctuations initiales. La neutralité en courant s'estompe ainsi peu à peu. Une alternance de micro-courants opposés, espacés d'une distance $\sim c/\omega_p$ se met alors en place. L'instabilité de Weibel peut jouer un rôle important sur la divergence initiale du faisceau d'électrons [Adam 06].

Les instabilités macroscopiques

Instabilité de creusement Cette instabilité est la conséquence de la conductivité finie du milieu, laquelle ne permet pas une neutralisation parfaite du faisceau incident. Celui-ci est alors focalisé sous l'effet du champ magnétique (voir section 2.3.1), créant une surdensité de courant entraînant un chauffage localisé du plasma sur l'axe du faisceau. Le chauffage

impliquant une chute de la résistivité (cf Figure 2.15 en régime de Sptizer), les électrons du faisceau rejoignent les zones les plus résistives (cf section 2.3.2), ce qui se traduit par un creusement (*hollowing*) du faisceau incident. Pour un chauffage relativement important, le faisceau adopte donc une forme annulaire.

Instabilité de type "tuyau" Lorsque le faisceau d'électrons subit un déplacement latéral, il est aussitôt ramené au centre par la force de rappel exercée par le champ magnétique. La conductivité finie du milieu provoque cependant la diffusion du courant de retour, rapprochant du faisceau l'axe du champ magnétique, dont les oscillations cessent alors d'être en phase avec la force de rappel et deviennent instables. Le faisceau oscille brutalement, à la façon d'un tuyau d'arrosage s'emballant sous l'effet de la pression de l'eau, d'où le nom de l'instabilité : *hosing instability* [Uhm 83] dans la littérature anglo-saxonne.

2.4 Résumé sur le transport électronique

Nous résumons ici les principaux mécanismes régissant les transport d'un intense faisceau d'électrons rapides dans un plasma dense.

Lorsque un intense faisceau d'électrons rapides est généré, les électrons froids du plasma sont rapidement redistribués autour afin d'écranter la charge. Ce mécanisme de *neutralisation en charge* se fait sur un temps proche de $\tau_{ei} = 1/\nu_{ei}$, de l'ordre de la fs, et permet de supprimer tout champ électrostatique. Une *neutralisation en courant* se met également en place suite à l'induction d'un courant de retour (j_{ret}) se propageant dans la direction opposée au faisceau incident. Le champ magnétique azimutal, produit par le courant incident, est alors amoindri par rapport à sa valeur dans le vide, permettant alors le transport de courants I_b bien supérieurs à la limite d'Alfvén sur de grandes distances. Cette neutralisation en courant n'est cependant efficace que sur le temps caractéristique de diffusion magnétique $\tau_D = \mu_0 \sigma r_b^2$, de l'ordre de la dizaine de picosecondes. Au-delà, le courant de retour s'estompe et le courant incident finit par dépasser la limite d'Alvén. Le faisceau d'électrons rapides éclate alors sous l'effet du champ magnétique intense, stoppant ainsi sa progression.
Entre le moment où il est neutralisé (τ_{ei}) et le moment où sa propagation s'arrête ($\sim \tau_D$), le faisceau d'électrons rapides est en proie à différents mécanismes, associés notamment aux collisions coulombiennes :

- Tout d'abord le courant de retour, constitué d'électrons de la cible, produit un champ électrique proportionnel à la résistivité $E_{ret} = \eta j_{ret}$, elle-même proportionnelle à la fréquence de collision ν_{ei} des électrons du milieu avec les ions. Ce champ électrique agit sur les électrons du faisceau incident et les ralentit. L'énergie déposée contribue ainsi au chauffage de la matière dans la région couverte par la propagation du faisceau. Selon l'équation (2.78), le temps caractéristique de chauffage est $\tau_H = C_e k_b T_e \sigma / j_b^2$, c'est-à-dire une fonction croissante de la température électronique. La cible étant froide au début de la propagation du faisceau, le chauffage se fait très rapidement ($\tau_H \sim 10 - 100\,\text{fs}$) et la température peut rapidement atteindre la centaine d'eV pour des densités de courant dépassant $10^{11}\,\text{A.cm}^{-2}$ [Debayle 08]. Dans ce cas, le régime de Spitzer devient dominant et le plasma voit sa résistivité chuter le long de l'axe de propagation, entraînant

progressivement une diminution du dépôt d'énergie.

- Les collisions des électrons du faisceau avec les électrons du milieu participent également de manière importante au dépôt d'énergie dans la cible. Le pouvoir d'arrêt associé a été calculé dans la section 2.2.1. Les pertes collisionnelles sont dominantes tant que la densité de courant ne dépasse pas les 10^{11} A.cm^{-2} (Figure 2.16).

- Les collisions des électrons du faisceau avec les ions du milieu ne contribuent pas au chauffage de la cible, du fait d'un grand rapport de masse. Néanmoins, elles sont responsables de la diffusion angulaire des électrons (section 2.2.4), transformant alors le faisceau en un nuage d'électrons chauds. On assiste alors à une isotropisation progressive du faisceau d'électrons. La diffusion angulaire est responsable de la décroissance de la densité de courant. C'est pourquoi le dépôt d'énergie résistif n'est important que sur la première dizaine de microns, c'est-à-dire typiquement la longueur de diffusion $l_{diff} \sim c/\nu_{bi}$, où ν_{bi} représente la fréquence de collision des électrons du faisceau avec les ions.

Pour finir, le faisceau d'électrons, bien qu'il soit neutralisé, produit un champ magnétique azimutal (équation (2.67)) sous l'action conjointe du courant de retour et de la résistivité du milieu, inhomogène dans la direction radiale. Ce champ magnétique peut avoir un effet positif en assurant la collimation du faisceau, permettant alors sa propagation sur des distances supérieures à la longueur de diffusion. Il peut néanmoins être responsable de l'apparition d'instabilités macroscopiques dans les zones où la résistivité est fortement inhomogène.

3

Diagnostics des électrons rapides

Au cours de leur propagation dans la matière, les électrons émettent du rayonnement par le biais de différents processus. Il est possible, expérimentalement, de tirer partie de ce rayonnement pour étudier le faisceau d'électrons rapides. Son intérêt réside essentiellement dans le fait que les photons sont moins sujets aux perturbations créées par les champs ou le milieu qu'ils traversent. Il nous renseigne ainsi sur le faisceau d'électrons tel qu'il est au cours de sa propagation dans la matière.
Ce chapitre vise donc à introduire les principaux rayonnements utilisés expérimentalement comme diagnostics des électrons rapides. La première partie est consacrée à l'émission X produite lors du passage des électrons dans la matière. Les processus physiques à l'origine de ce rayonnement y sont détaillés, ainsi que les différents diagnostics X utilisés lors des campagnes expérimentales. Une attention particulière est donnée à la spectrométrie K_α, permettant de remonter à de nombreux paramètres physiques caractérisant le faisceau d'électrons rapides. La seconde partie est, quant à elle, dédiée au rayonnement visible et plus particulièrement aux rayonnements de transition et thermique. Le premier permet notamment d'avoir accès à la partie haute énergie du spectre d'électrons ($>$ MeV), et le second de connaître la température du plasma en face arrière de la cible, permettant ainsi d'estimer la quantité d'énergie déposée par les électrons rapides. Il est ainsi possible d'obtenir des indications sur la quantité d'énergie transportée et le spectre du faisceau d'électrons rapides.

3.1 Le rayonnement X

Lors de leur propagation dans la matière, les électrons rapides génèrent, par le biais des collisions, un rayonnement X dur. Sa mesure permet de remonter aux caractéristiques spectrales et spatiales du faisceau. Les rayonnements X qui nous intéressent ici plus particulièrement sont les rayonnements K_α et bremsstrahlung.
Après avoir détaillé leur processus de génération, nous passerons en revue les différents diagnostics permettant de les détecter expérimentalement.

3.1.1 Le rayonnement K_α

Comme nous l'avons vu dans les chapitres précédents, les électrons transfèrent au cours de leur propagation une grande partie de leur énergie, lors de leurs collisions avec les atomes du milieu, via des mécanismes d'ionisation, d'excitation ou de freinage radiatif. Nous nous intéressons ici plus particulièrement à l'ionisation collisionnelle de la couche K. Pour rappel, cette dernière correspond à la sous-couche électronique d'indice $n = 1$, soit la plus proche du noyau atomique. Dans le cas où un électron incident possède une énergie supérieure à l'énergie d'ionisation I_K, celui-ci peut arracher un électron en couche K et créer, par conséquent, une lacune électronique. L'atome ainsi ionisé se trouve dans un état instable. Pour revenir à un état stable, un réarrangement des couches électroniques s'opère afin de combler la lacune, avec notamment la transition d'un électron des couches plus externes vers la couche K. L'énergie libérée lors de ce processus peut être soit de nature non-radiative, en favorisant l'expulsion d'un autre électron atomique (effet Auger), soit de nature radiative, avec l'émission d'un photon X. Ce dernier processus est schématisé sur la Figure 3.1.

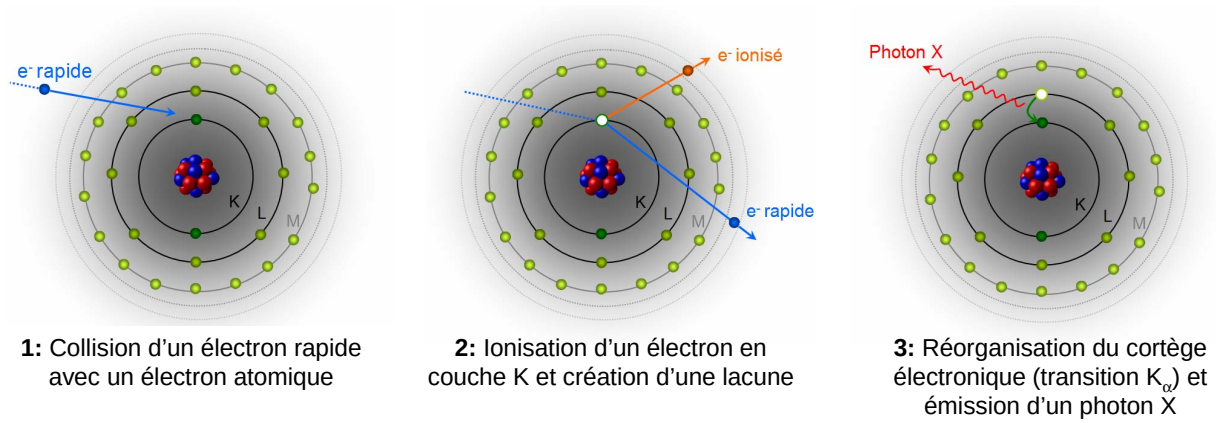

FIGURE 3.1 – Schéma simplifié du processus de désexcitation après ionisation par un électron incident donnant lieu à l'émission d'un photon K_α.

Le photon X n'est pas émis dans une direction privilégiée, contrairement à d'autres types d'émissions radiatives (par exemple : les rayonnements bremsstrahlung, de transition ou synchrotron). De ce fait, on considère l'émission K_α comme isotrope.
Les transitions de désexcitation radiatives les plus fréquentes sont récapitulées dans la Figure 3.2. La plus probable d'entre elles est la transition $2p \rightarrow 1s$ qui correspond à la transition d'un électron de la couche L vers la couche K. Elle se décompose en deux sous-transitions, selon que l'électron est issu de la sous-couche L_2 ou L_3. On nomme ces deux transitions $K_{\alpha 2}$ et $K_{\alpha 1}$ respectivement. La transition K_β est, quant à elle, associée à une transition du type $3p \rightarrow 1s$, c'est-à-dire de la couche M vers la couche K. D'après les règles de sélection, seules sont permises les transitions vérifiant $\Delta l = \pm 1$ et $\Delta j = 0, \pm 1$, où l et j représentent respectivement le nombre quantique orbital et le moment cinétique total. Cette condition exclut notamment la transition $L_1 \rightarrow K$.

Dans le cadre d'une émission radiative, la loi empirique de Moseley [Moseley 13] permet d'estimer l'énergie du photon K_α émis en fonction du numéro atomique Z, pour $3 < Z < 60$, à 5% près :

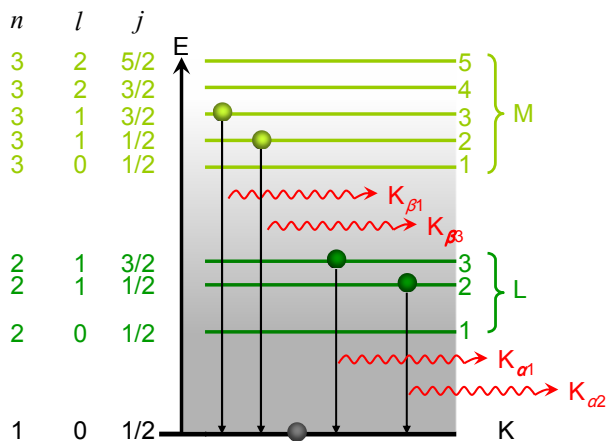

FIGURE 3.2 – Transitions radiatives possibles vers la couche K après ionisation de l'atome.

$$E_{K\alpha} = 10.206\,\text{eV} \times (Z-1)^2. \tag{3.1}$$

Cette loi ne fait cependant pas de différence entre les raies $K_{\alpha 1}$ et $K_{\alpha 2}$, supposant donc l'existence d'une seule et même raie.

Section efficace d'ionisation en couche K

La probabilité d'émission K_α est intrinsèquement liée à la section efficace d'ionisation en couche K. Les modèles abondent pour tenter de reproduire les valeurs des sections efficaces obtenues expérimentalement, en fonction de l'énergie E de l'électron incident. Nous nous proposons de décrire ici le modèle empirique de Hombourger [Hombourger 98], lequel exprime la section efficace d'ionisation en couche K par :

$$\sigma_K = 2\pi a_B^2 G_r \left(\frac{R_H}{I_K}\right)^{C_U} D_U, \tag{3.2}$$

avec a_B le rayon de Bohr et $R_H = m_e e^3/(8h^2\epsilon_0^2) \sim 13.606\,\text{eV}$ l'énergie de Rydberg. Les grandeurs adimensionnées C_U et D_U sont données par :

$$C_U = 2.0305 - \frac{0.316}{U} + \frac{0.1545}{U^2} \tag{3.3}$$

$$D_U = \left(3.125 - \frac{4.172}{U} + \frac{1.877}{U^2}\right)\frac{\ln(U)}{U}, \tag{3.4}$$

où l'on a introduit la variable $U = E/I_K$, correspondant au rapport de l'énergie de l'électron incident sur l'énergie d'ionisation en couche K. Ce terme est communément appelé *"overvoltage"* dans la littérature anglo-saxonne. Enfin, le terme G_r correspond au facteur de correction relativiste calculé classiquement par Grysinsky [Gryzinski 65, Quarles 76] :

$$G_r = \left(\frac{1+2J}{U+2J}\right)\left(\frac{U+J}{1+J}\right)^2\left(\frac{(1+U)(U+2J)(1+J)^2}{J^2(1+2J)+U(U+2J)(1+J^2)}\right)^{3/2}, \tag{3.5}$$

où $J = m_e c^2/I_K$. Sur la Figure 3.3, nous montrons les sections efficaces d'ionisation en couche K de différents matériaux, communément utilisés comme traceurs d'électrons rapides durant nos expériences.

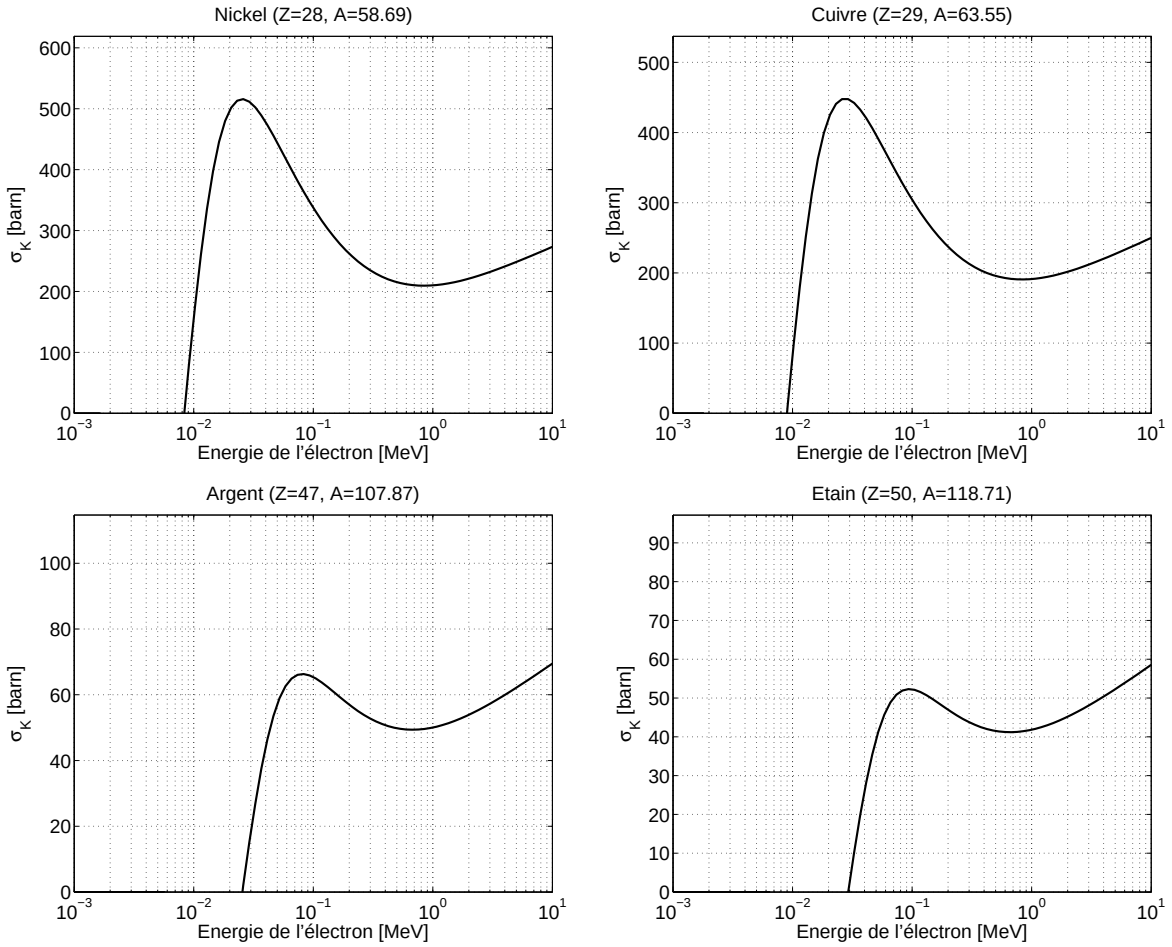

FIGURE 3.3 – Sections efficaces d'ionisation en couche K par impact électronique en fonction de l'énergie de l'électron incident pour différents matériaux : nickel (haut gauche), cuivre (haut droite), argent (bas gauche), étain (bas droite).

Les sections efficaces d'ionisation sont bien évidemment nulles pour des électrons incidents d'énergie inférieure à l'énergie I_K d'ionisation de la couche K. Cette dernière peut être estimée avec une erreur maximale de 4% à partir de la formule suivante [Casnati 82] :

$$\frac{I_K}{R_H} = 0.424 Z^{2.1822}, \tag{3.6}$$

avec $1 < Z < 92$.

Rendement de fluorescence K_α

Comme nous l'avons précisé précédemment, la désexcitation de l'atome n'est pas exclusivement de nature radiative et peut parfois conduire à la création d'un électron Auger. La

probabilité d'émission d'un photon K_α, aussi appelée rendement de fluorescence K_α, est dépendante du numéro atomique Z de l'atome considéré. Une formule semi-empirique proposée par Bambynek [Bambynek 84] permet de l'estimer :

$$\omega_K = \frac{\left[\sum_{i=0}^{3} C_i Z^i\right]^4}{1 + \left[\sum_{i=0}^{3} C_i Z^i\right]^4}, \tag{3.7}$$

avec $C_0 = 0.037$, $C_1 = 0.031$, $C_2 = 5.44 \times 10^{-5}$ et $C_3 = -1.25 \times 10^{-6}$.

Sur la Figure 3.4 est présentée l'évolution du rendement de fluorescence K_α en fonction du numéro atomique. On peut observer qu'il croît avec ce dernier.

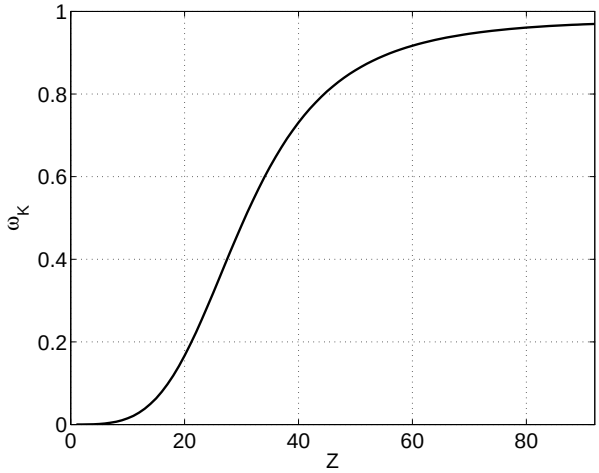

FIGURE 3.4 – Probabilité de désexcitation radiative en fonction du numéro atomique du matériau pour $1 < Z < 92$.

Ainsi, la section efficace d'émission K_α, lors de l'interaction d'un électron rapide avec un atome du milieu, est donnée par le produit du rendement de fluorescence et de la section efficace d'ionisation en couche K.

Calcul du nombre de photons K_α générés par une population d'électrons

A partir des formules précédentes, il est possible d'estimer le nombre N_K de photons K_α générés lors du passage d'un faisceau d'électrons rapides à travers un milieu de numéro atomique donné. Ce nombre est donné par :

$$N_K = N_b \int_0^\infty dE_0 f_b(E_0) \int_{E_0}^0 dE \omega_K n_i \sigma_K \left(\frac{dE}{ds}\right)^{-1}. \tag{3.8}$$

N_b représente le nombre d'électrons dans le faisceau, E_0 l'énergie de l'électron incident, n_i la densité ionique du matériau traversé par les électrons et dE/ds le pouvoir d'arrêt des électrons dans le matériau. On pourra, en première approximation, utiliser pour ce dernier paramètre les formules obtenues dans le chapitre précédent. Enfin, $f_b(E)$ correspond à la fonction de distribution en énergie du faisceau d'électrons. La formule (3.8) calcule le nombre de photons K_α en supposant un ralentissement continu des électrons jusqu'à leur arrêt total

dans le matériau considéré. On suppose ainsi que l'épaisseur du matériau est supérieure à la portée des électrons.

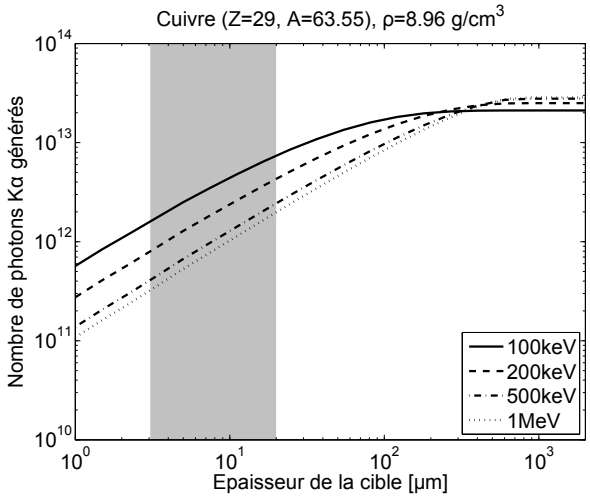

FIGURE 3.5 – Évolution du nombre N_K de photons K_α générés en fonction de l'épaisseur totale d'une feuille de cuivre, pour différentes températures du faisceau d'électrons incidents : $T_b = 100\,\text{keV}$ (continu), $200\,\text{keV}$ (tirets), $500\,\text{keV}$ (points-tirets) et $1\,\text{MeV}$. L'énergie totale du faisceau d'électrons est de $8.5\,\text{J}$. La zone grisée correspond à la gamme d'épaisseurs des couches de traceur de cuivre, typiquement utilisées au cours de nos expériences.

Sur la Figure 3.5 est présentée l'évolution du nombre de photons K_α générés en fonction de l'épaisseur totale d'une feuille de cuivre. La fonction de distribution en énergie du faisceau d'électrons est supposée maxwellienne :

$$f_b(E) = \sqrt{\frac{E}{\pi T_b}} \exp\left(-\frac{E}{T_b}\right), \tag{3.9}$$

avec T_b la température du faisceau d'électrons incidents en unités d'énergie. On remarque que N_K croît avec l'épaisseur de la cible. En augmentant l'épaisseur totale de la feuille de cuivre, les électrons vont déposer leur énergie tant qu'ils n'auront pas été stoppés. N_K atteint un maximum lorsque tous les électrons sont arrêtés. Par ailleurs, on remarque que N_K dépend de la température du faisceau d'électrons incidents. Il est, en effet, d'autant plus faible que T_e est élevée (tant que l'épaisseur de la feuille de cuivre est inférieure à la portée des électrons), du fait notamment d'un pouvoir d'arrêt collisionnel et d'une section efficace d'ionisation en couche K plus faibles à mesure que l'énergie de l'électron augmente (dans la gamme $20\,\text{keV} < E < 1\,\text{MeV}$). On peut remarquer également que, pour des épaisseurs $> 200\,\mu\text{m}$, la tendance s'inverse. Ceci est simplement dû au fait que la portée des électrons a été dépassée. Si on se restreint aux épaisseurs utilisées dans les expériences (zone grisée), la dépendance de N_K à la température T_b joue un rôle important, dans la mesure où la variation du nombre N_K observée expérimentalement entre deux tirs différents (sur des cibles identiques) peut être simplement la traduction d'une variation de la source d'électrons tir à tir, et non un ralentissement du faisceau. C'est pour cela que le nombre de photons K_α mesurés expérimentalement doit être normalisé à la source d'électrons (voir chapitres 5 et 6).

Notons par ailleurs que ces résultats ne tiennent pas compte de la possible recirculation des électrons, évoquée dans le chapitre précédent, ni de l'absorption des photons K_α par le milieu traversé. On se propose de traiter ce dernier point dans le paragraphe suivant.

Absorption du rayonnement : calcul de la transmission

Les photons K_α émis lors du passage du faisceau d'électrons rapides sont en partie absorbés par la matière située entre le lieu d'émission et le détecteur. De par ce phénomène, la distribution spatiale des photons K_α n'est plus isotrope. Le flux de photons subit ainsi une atténuation fixée par le facteur de transmission T. Celui-ci dépend de l'énergie E_{ph} du photon émis, ainsi que des caractéristiques du matériau traversé (densité, numéro atomique, température et épaisseur). Le facteur de transmission s'écrit donc :

$$T = \exp\left(-\rho\mu_\alpha l\right). \tag{3.10}$$

ρ représente la densité du matériau, l l'épaisseur de matière traversée et μ_α la section efficace de photo-absorption donnée par :

$$\mu_\alpha = \frac{2\lambda r_e f_2 N_A}{M}, \tag{3.11}$$

où λ correspond à la longueur d'onde du photon, M à la masse molaire du matériau, N_A à la constante d'Avogadro, r_e au rayon classique de l'électron, et f_2 au facteur de diffusion, dont les valeurs sans dimensions sont tabulées pour chaque élément en fonction de l'énergie du photon [1]. Sur la Figure 3.6 sont représentés les coefficients d'absorption ($\rho\mu_\alpha$), en fonction de l'énergie du photon incident, des principaux matériaux utilisés dans nos expériences. Les valeurs de f_2 sont issues de la base de données CXRO [2]. Les différentes discontinuités visibles correspondent aux flancs d'absorption des matériaux.

Le nombre N_K de photons K_α calculé à partir de l'équation (3.8) doit être ainsi corrigé de la transmission, en prenant en compte l'angle du détecteur par rapport à la cible, ainsi que la composition et l'épaisseur de celle-ci.

Spectres des raies K_α

Lors d'une transition K_α, un électron de couche L vient combler une lacune en couche K. Pour qu'il y ait conservation de l'énergie du système, un photon X est émis avec une énergie E_X égale à la différence d'énergie entre les niveaux de départ et d'arrivée de l'électron : $E_X = E_K - E_L$, où E_K et E_L sont l'énergie de l'électron sur les couches K et L respectivement. Étant donné qu'il existe 2 possibilités de transition de la couche K à la couche L (voir la Figure 3.2), les photons sont émis avec deux énergies différentes, produisant ainsi deux raies d'émission : $K_{\alpha 1}$ et $K_{\alpha 2}$. Celles-ci sont présentées pour l'atome de cuivre sur la Figure 3.7 à gauche. Elles ont été obtenues par le biais de simulations avec le code de physique atomique FLYCHK [Chung 05], permettant d'estimer le spectre d'émission du rayonnement X généré par le passage d'une population d'électrons rapides au travers d'un plasma. Pour cette simulation, nous avons supposé un faisceau d'électrons d'énergie moyenne 500 keV et

1. Le facteur de photo-absorption pour une molécule se calcule en additionnant les facteurs de photo-absorption des différents éléments. Par exemple : $f_2^{SiO_2} = f_2^{Si} + 2f_2^{O}$.
2. CXRO : Center for X-Rays Optics

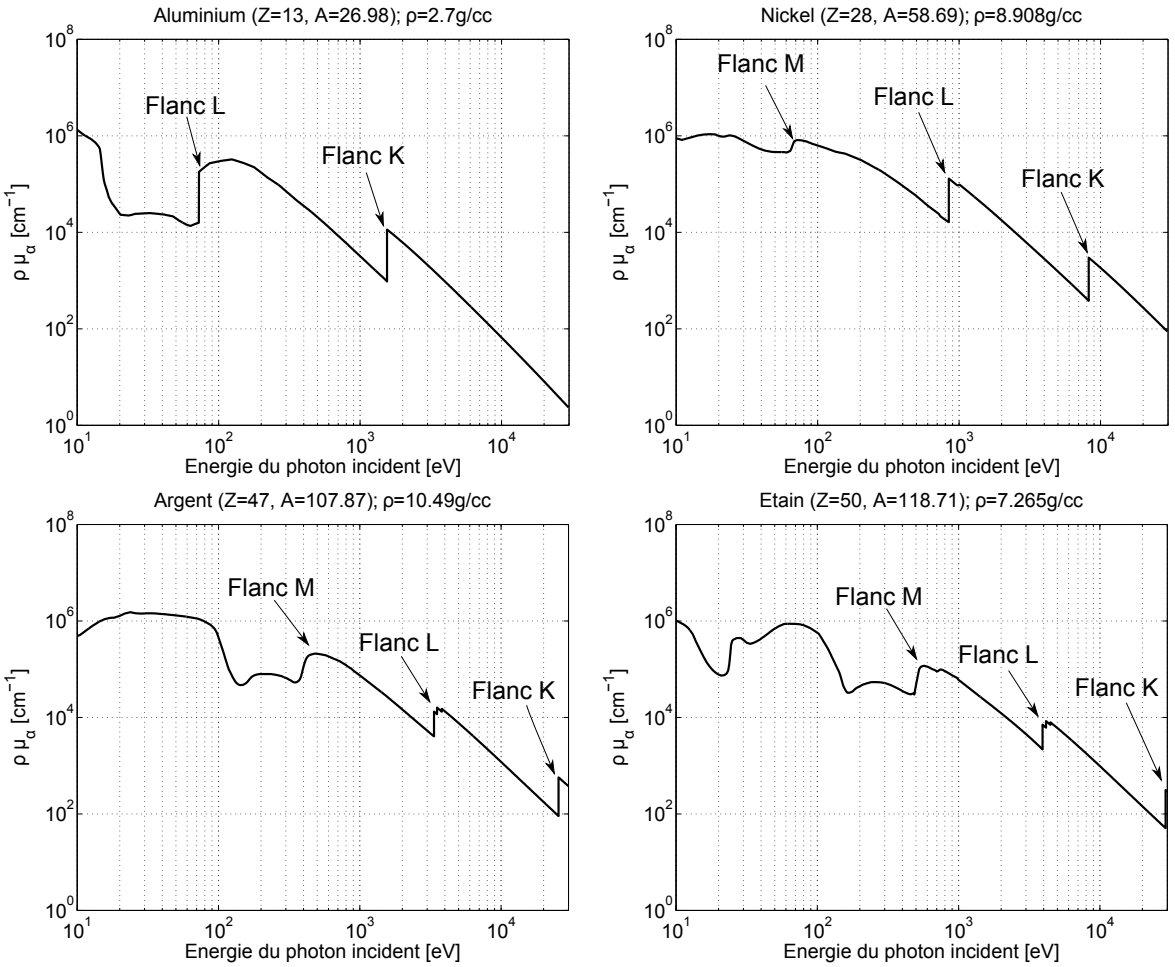

FIGURE 3.6 – Coefficient d'absorption, en fonction de l'énergie du photon incident, dans la gamme $0.01 < E < 30\,\text{keV}$ pour l'aluminium (en haut à gauche), le nickel (en haut à droite), l'argent (en bas à gauche) et l'étain (en bas à droite). Les flancs d'absorption sont mis en évidence par des flèches.

1000 fois moins dense que le plasma ambiant. Les calculs sont présentés pour différentes températures du plasma ambiant : $T_e = 10$, 50 et 100 keV.

La probabilité de transition $L_2 \rightarrow K$ étant environ deux fois moins importante que la probabilité de transition $L_3 \rightarrow K$, il en résulte que la raie Cu-$K_{\alpha 2}$ est deux fois moins intense que la raie Cu-$K_{\alpha 1}$. Ce rapport d'intensité reste plus ou moins constant lorsque la température T_e du milieu augmente. En revanche, les raies s'élargissent avec l'augmentation de la température. Ceci est dû à plusieurs effets, notamment à la levée de dégénérescence de sous-niveaux électroniques par effet Stark, aux collisions électroniques, ainsi qu'à l'effet Doppler. Ce dernier a également pour effet de décaler la raie spectralement. Étant donné la sensibilité des raies K_α à la température du milieu, il s'avère ainsi possible d'estimer la température d'un plasma en étudiant les profils des raies dans les spectres obtenus expérimentalement [Theobald 06, Perez 10b].
Sur la droite de la Figure 3.7 est également présenté le spectre de la raie K_β du cuivre relative à une transition électronique $M \rightarrow K$. Du fait d'une probabilité de transition encore moins

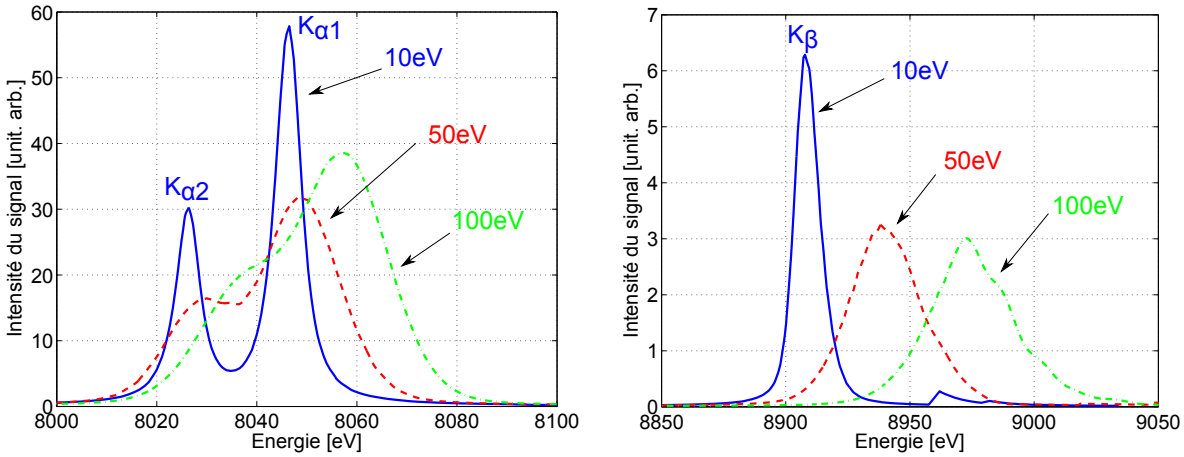

FIGURE 3.7 – A gauche : spectres des raies K_α du cuivre obtenues avec le code FLYCHK pour différentes températures électroniques T_e : 10 eV (continu bleu), 50 eV (tirets rouges) et 100 eV (points-tirets verts). A droite : idem pour la raie K_β du cuivre.

élevée, son intensité est plus faible que celle des raies K_α. Par ailleurs, avec l'augmentation de T_e, l'ionisation des électrons de la couche M contribue à la perte en intensité de la raie K_β, la probabilité de transition étant d'autant plus élevée que le nombre d'électrons de couche M est élevé. En outre, on assiste, comme dans le cas du rayonnement K_α, à un élargissement des raies avec l'augmentation de T_e. L'étude de la raie K_β permet donc également d'estimer la température du plasma. Cependant, nous préférons pour cela utiliser le rapport d'intensité des raies K_α et K_β [Myatt 07, Nilson 08].

3.1.2 Le rayonnement bremsstrahlung

Le rayonnement bremsstrahlung, ou rayonnement de freinage, est le mécanisme d'émission associé au ralentissement d'une particule d'une espèce donnée lors de son passage à proximité d'une particule chargée d'une autre espèce. L'interaction entre les électrons et les ions du plasma est celle qui produit l'essentiel de l'émission radiative. Ne s'agissant pas d'un phénomène de désexcitation radiatif entre différents niveaux atomiques, l'émission bremsstrahlung donne lieu à un spectre d'émission continu, décroissant exponentiellement en énergie. Comme nous avons pu également le voir dans le chapitre précédent, la section efficace d'émission bremsstrahlung est proportionnelle à Z^2 (section 2.39). Par conséquent, l'émission sera plus importante pour des atomes de Z élevé.
A la différence du rayonnement K_α, le rayonnement bremsstrahlung possède une distribution angulaire anisotrope, fonction de la vitesse de l'électron incident. Ainsi l'angle moyen d'émission d'un photon bremsstrahlung par rapport à la direction initiale de l'électron est proportionnel à $1/\gamma$. L'émission est donc d'autant plus piquée dans la direction de propagation de l'électron que celui-ci est rapide.

3.2 Diagnostics des rayonnements X

La plupart des diagnostics X employés lors de nos expériences sont basés sur la loi empirique de Bragg [Bragg 13], portant sur la réflexion des rayons X sur les cristaux. Cette loi stipule que des rayons X de longueur d'onde λ donnée ne sont réfléchis par un cristal que pour certains angles d'incidences θ, définis par rapport à la tangente aux plans cristallins, et pour lesquels les ondes réfléchies par ces derniers interfèrent constructivement. En notant d la distance inter-réticulaire (distance séparant deux plans cristallins, ou réticules) cette loi s'écrit alors :

$$n\lambda = 2d\sin\theta, \tag{3.12}$$

où n est un entier strictement supérieur à 0 appelé ordre de réflexion. Il est donc possible, et sous réserve d'utiliser l'angle et le cristal adéquats, de réfléchir n'importe quelle longueur d'onde. Afin d'éviter une importante chute du signal sur le détecteur, il convient en effet de choisir non seulement un angle d'incidence qui ne soit pas trop rasant, mais également un ordre de réflexion qui ne soit pas trop élevé. On se limitera ainsi à utiliser des angles supérieurs à $\sim 10°$ et des ordres de réflexion ≤ 5.
Cette partie présente les principes de fonctionnement des différents diagnostics X utilisés au cours de nos expériences. On s'intéressera notamment à la spectroscopie X et à l'imagerie X. La première permet non seulement de quantifier le nombre d'électrons rapides dans le faisceau, sous réserve d'une calibration en absolu du spectromètre (réflectivité du cristal, efficacité du détecteur,...), mais également d'estimer la température du plasma dans lequel celui-ci se propage. L'imagerie X, quant à elle, renseigne sur la géométrie du faisceau et, plus particulièrement, sur sa divergence.

3.2.1 Spectroscopie X

Les différents spectromètres que nous avons utilisés permettent d'étudier le rayonnement X généré par les électrons rapides lors de leur passage au travers d'une couche de traceur. La gamme spectrale accessible par les cristaux utilisés est fixée par leur distance inter-réticulaire d ainsi que par leurs dimensions. Nous verrons qu'il existe différents types de spectromètres de Bragg, dont les configurations varient avec la forme du cristal. Leur choix dépend notamment de la quantité de signal et de la résolution spectrale souhaitée.

Le spectromètre à cristal plan

Il s'agit de la configuration la plus classique. Comme son nom l'indique, cette configuration utilise un cristal de Bragg dont les plans réticulaires sont parallèles à sa surface. Il agit donc comme un miroir plan, à la différence que seuls les rayons X vérifiant la loi de Bragg sont réfléchis : à un angle θ donné correspond une énergie E donnée. Par conséquent, les rayons sont dispersés spatialement, selon leur énergie, en atteignant le détecteur. A partir des notations de la Figure 3.8 (gauche) on obtient la relation suivante :

$$\sin\theta = \frac{a}{\sqrt{a^2 + \frac{x^2}{4}}}. \tag{3.13}$$

Couplée à la loi de Bragg citée précédemment (3.12), la relation de dispersion spectrale pour le cristal plan devient alors :

$$E = \frac{nhc}{2da}\sqrt{a^2 + \frac{x^2}{4}}, \tag{3.14}$$

où la coordonnée x représente la position de la raie sur le détecteur (l'origine est prise à la source, supposée ici ponctuelle). Dans le cas où $x \gg a$, la dispersion spectrale tend vers une asymptote d'expression $E_{asymp} = nhcx/4da$ et devient alors relativement linéaire.

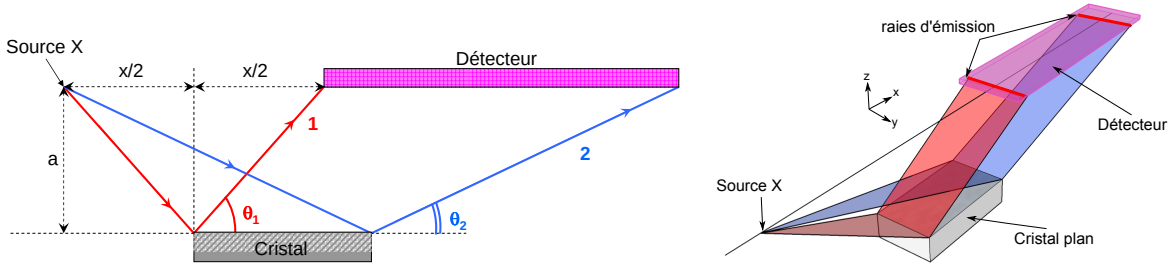

FIGURE 3.8 – (Gauche) Exemple de géométrie de réflexion pour un cristal plan. (Droite) Dessin 3D mettant en évidence la distribution spatiale "en forme de lignes" des rayons réfléchis par le cristal sur le détecteur.

La différentielle de l'équation (3.14), nous permet d'écrire :

$$\Delta E = \frac{nhc}{2da}\frac{x}{4}\left(a^2 + \frac{x^2}{4}\right)^{-1/2}\Delta x, \tag{3.15}$$

où ΔE représente l'élargissement spectral de la source et Δx son élargissement spatial dans la direction x. La résolution spectrale $\Delta E/E$ du spectromètre plan s'écrit alors :

$$\frac{\Delta E}{E} = \frac{x}{4a^2 + x^2}\Delta x. \tag{3.16}$$

Sur la Figure 3.8 (droite), on remarque que les rayons X sont réfléchis par le cristal avec un étalement spatial selon la composante y. Il apparaît alors sur le détecteur des lignes parallèles orientées selon y et spectralement dispersées suivant x, correspondant chacune à une raie d'émission. Cet étalement selon y réduit significativement l'intensité des raies sur le détecteur, diminuant ainsi le rapport signal sur bruit. Un tel spectromètre n'est donc pas adapté à des expériences d'interaction laser-matière à haute intensité, lesquelles sont caractérisées par un important bruit de fond. Il sera par conséquent employé pour des expériences où l'intensité laser reste modeste [Kilkenny 80, Key 80].

Il est toutefois possible d'augmenter l'intensité du signal en utilisant un cristal plan à haute réflectivité, tel que le cristal HOPG (*Highly Oriented Pyrolitic Graphite*) [Pak 04] utilisé dans nos expériences. Celui-ci ne possède pas une structure cristalline identique à celle des cristaux habituellement utilisés, mais peut être assimilé à une mosaïque de cristaux microscopiques orientés, en moyenne, parallèlement à la surface. Ces derniers présentent une dispersion en angle γ, généralement de l'ordre de quelques degrés, afin de maximiser la réflectivité du cristal, et par conséquent d'obtenir un bon rapport signal sur bruit sur le détecteur. Les raies

Canal	Cristal	n	$2d$	γ	Dimensions	a	E_{centre}
Cu	ZYA	1	0.6714 nm	0.4°	7.62×1.27 cm	46.4 mm	9000 eV
Ag	ZYA	2	0.6714 nm	0.4°	7.62×1.27 cm	33.9 mm	24000 eV

TABLE 3.1 – Caractéristiques des cristaux HOPG utilisés lors des expériences (données en partie issues de [Akli 10]). E_{centre} correspond à l'énergie des rayons X pour une réflexion au centre du cristal.

d'émissions X sont, en contrepartie, élargies artificiellement, du fait de la dispersion en angle de la mosaïque de cristaux.

Sur la Figure 3.9 sont présentées les courbes de dispersion spectrales, obtenues à l'aide de l'expression (3.14) pour les deux configurations du spectromètre HOPG que nous avons utilisées. Les calculs ont été réalisés à partir des données de la Table 3.1. Le spectromètre a été configuré pour observer les raies d'émission de couche K du cuivre et de l'argent. Les gammes spectrales, s'étendant de 7500 eV à 10500 eV (Cu) et de 19900 eV à 28100 eV (Ag), sont essentiellement limitées par les dimensions longitudinales du cristal ainsi que par le paramètre a. Notons par ailleurs que le passage de l'ordre 1 à l'ordre 2 entraîne une baisse non négligeable du signal.

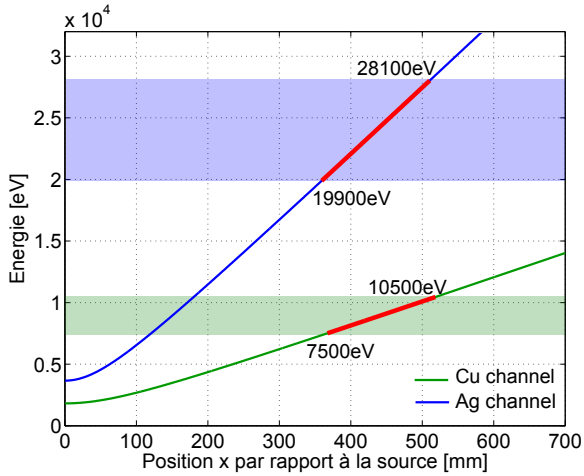

FIGURE 3.9 – Courbes de dispersion spectrale théoriques obtenues pour les canaux du cuivre (vert) et de l'argent (bleu) du spectromètre HOPG. Les lignes rouges épaisses mettent en valeur les gammes spectrales exploitées expérimentalement.

En conclusion, un spectromètre à cristal plan ne permet pas l'obtention d'un niveau de signal suffisant. L'utilisation d'un cristal HOPG permet de contourner cette difficulté au détriment d'une bonne résolution spectrale. Pour une analyse plus fine des raies d'émission X, il convient donc d'adapter la géométrie du cristal afin de récolter plus de signal par unité de surface du détecteur, et ce, tout en gardant une résolution spectrale maximale.

Le spectromètre à cristal cylindrique

Une solution consiste à utiliser un cristal cylindrique dont la surface courbe permet de faire converger les rayons X diffractés par le cristal sur une ligne appelée *ligne focale*. Pour

éviter tout phénomène d'astigmatisme, celle-ci doit être distante de la surface du cristal d'une longueur égale à son rayon de courbure R_c (voir Figure 3.10). Le spectromètre est alors en configuration dite de Von Hamos. A la différence du cristal plan, les rayons d'une même énergie sont donc tous concentrés en un seul point [3].Cette particularité confère naturellement une élévation du niveau du signal sur le détecteur, tout en maintenant une bonne résolution spectrale.

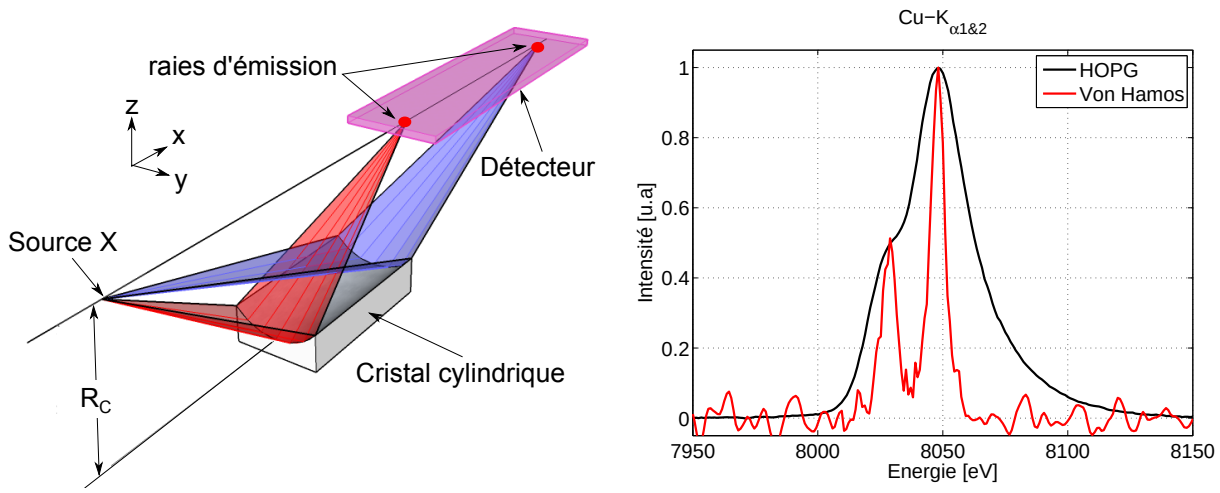

FIGURE 3.10 – (Gauche) Représentation en 3 dimensions d'un spectromètre à cristal cylindrique en configuration de Von Hamos. Les rayons X issus de la source sont d'abord diffractés, puis focalisés et dispersés en énergie le long de la ligne focale (en rouge sur le dessin). (Droite) Comparaison des spectres de la raie Cu-K_α, l'un obtenu avec un spectromètre cristal plan HOPG (noir), et l'autre avec un spectromètre à cristal cylindrique en configuration de Von Hamos (rouge). Les deux spectres ont été obtenus pour un même tir laser. Les maxima d'intensité des signaux sont normalisés à 1 pour plus de clarté.

A titre d'exemple, sur la Figure 3.10 (droite) est présentée une comparaison entre deux spectres, l'un obtenu avec un cristal plan HOPG, et l'autre avec un cristal cylindrique en configuration de Von Hamos. La meilleure résolution de ce dernier permet de distinguer très nettement les raies Cu-$K_{\alpha 1}$ et Cu-$K_{\alpha 2}$. Cependant, et bien que non visible sur la figure du fait de la normalisation, l'intensité de la raie obtenue avec un cristal HOPG est en réalité de trois ordres de grandeur plus élevée. Le rapport signal sur bruit est donc plus grand. Le bruit de fond est ainsi lissé et ne présente pas d'oscillations, à l'instar du spectre obtenu avec le cristal cylindrique.

Nous avons employé différents cristaux cylindriques dont les caractéristiques sont résumées dans la Table 3.2. Les courbes de dispersion théoriques des différents spectromètres à cristaux cylindriques utilisés sont présentées dans la Figure 3.11 (cf. équation (3.14)).

Il existe d'autres types de spectromètres à cristaux de Bragg, faisant appel à des géométries de cristaux plus complexes. Citons notamment le spectromètre à cristal tronconique [Hall 84, Martinolli 04], pour lequel la surface du cristal correspond à une section conique. Cette forme spécifique confère à celui-ci la particularité de faire converger les rayons diffractés sur une ligne focale perpendiculaire à sa surface. Cette géométrie s'avère intéres-

3. Il n'y a alors pas ou très peu d'étalement le long de la composante y.

Cristal	$2d$	R_c	Longueur	Raies spectrales observées
Quartz $22\bar{4}3$	2.024	100 mm	50 mm	Ni-$K_{\alpha(\beta)}$ et Cu-$K_{\alpha(\beta)}$
Quartz $22\bar{4}3$	2.024	250 mm	60 mm	Cu-K_α
PET 002	8.742	100 mm	30 mm	Cl et Cu-K_α

TABLE 3.2 – Caractéristiques des cristaux cylindriques utilisés. Le terme "Longueur" correspond à la longueur du cristal dans la direction spectrale.

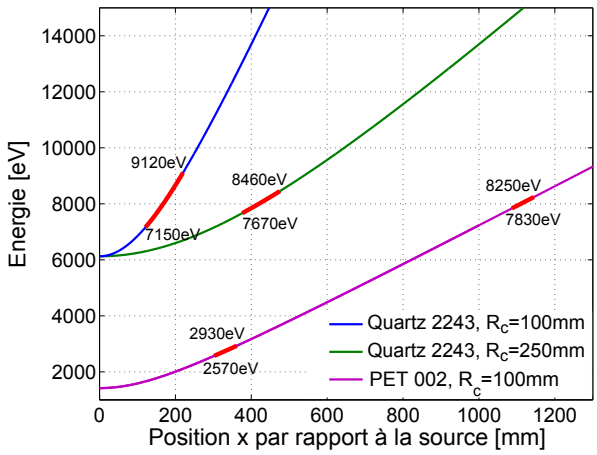

FIGURE 3.11 – Courbes de dispersion spectrale théoriques des différents spectromètres cylindriques utilisés. Les gammes spectrales observées pour chacune des configurations y sont mises en évidence.

sante lorsqu'il s'agit de minimiser l'espace occupé par le spectromètre dans l'enceinte. Il existe également des spectromètres à cristal sphérique, cependant cette géométrie est plutôt utilisée pour générer une source quasi monochromatique de rayons X (voir chapitre 6). De manière plus générale, notons que, dans la réalité expérimentale, les raies spectrales réfléchies sur le cristal sont généralement élargies de manière artificielle. Un cristal n'étant en effet jamais parfait, un rayon X d'une énergie donnée peut être réfléchi pour plusieurs angles autour de l'angle de Bragg. Cette variation $\Delta\theta$ de l'angle, intrinsèque à chaque cristal, peut être caractérisée en mesurant la largeur à mi-hauteur de la *rocking curve*. Celle-ci correspond à la variation de la réflectivité du cristal en fonction de l'angle d'incidence d'une source monochromatique de rayons X. Typiquement, $\Delta\theta$ est de l'ordre de 10^{-3} degrés pour les cristaux de quartz et de l'ordre de 10^{-1} degrés pour les cristaux HOPG [Uschmann 05], conférant par conséquent à ces derniers une moins bonne résolution spectrale.

3.2.2 Imagerie X par cristaux de Bragg

Les cristaux de Bragg réfléchissent les rayons X de la même manière qu'un miroir réfléchissant la lumière en optique classique. Cette propriété est d'autant plus intéressante qu'elle permet d'imager le rayonnement X issu d'un plasma en ne sélectionnant qu'une partie bien définie du spectre émis, et ce, grâce à la loi de Bragg. Il est alors possible de configurer le système d'imagerie afin d'observer uniquement le signal K_α caractéristique du passage d'une population d'électrons rapides. On peut ainsi déterminer les caractéristiques spatiales du

faisceau d'électrons comme, par exemple, son rayon ou encore sa divergence en faisant varier la profondeur de la couche de traceur présente dans la cible sur des tirs lasers successifs (voir chapitres 4 et 5). Le système d'imagerie requiert cependant une géométrie du cristal particulière, permettant de focaliser les rayons X selon deux dimensions, à l'instar d'une lentille ou d'un miroir parabolique. De ce fait, on utilisera préférentiellement des cristaux de Bragg de type sphérique, voire torique. Le concept général de l'imagerie X par cristaux de Bragg est représenté sur la Figure 3.12.

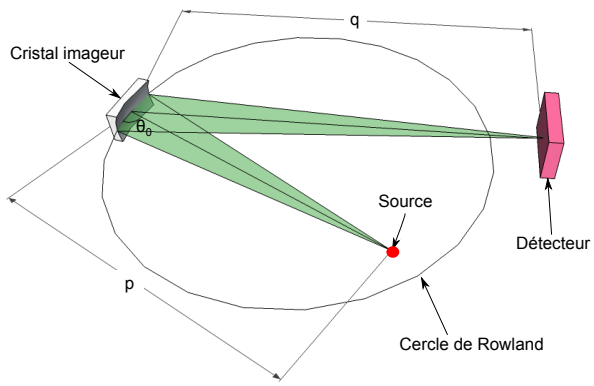

FIGURE 3.12 – Représentation en 3 dimensions du système d'imagerie X employant un cristal de Bragg.

La source est placée à l'intérieur du cercle de Rowland [4] à une distance p du cristal, de façon à satisfaire la relation :

$$f < p < 2f, \tag{3.17}$$

f étant la distance focale du cristal imageur dans le plan méridional (confondu avec le cercle de Rowland sur la Figure 3.12). La distance q entre le cristal et le détecteur est définie par les relations de conjugaison d'un miroir concave. Dans le cas le plus général, les rayons de courbures R_m et R_s du cristal, dans les plans méridional et sagittal respectivement, ne sont pas forcément égaux. Par conséquent, les plans image ne sont pas confondus et leurs positions sont alors définies par les relations de conjugaison suivantes :

$$\frac{1}{p} + \frac{1}{q_m} = \frac{2}{R_m \sin\theta_0} \tag{3.18}$$

$$\frac{1}{p} + \frac{1}{q_s} = \frac{2\sin\theta_0}{R_s}, \tag{3.19}$$

où θ_0 est l'angle de Bragg au centre du cristal et q_m et q_s sont les distances séparant le cristal du plan image méridional et sagittal respectivement. Celles-ci n'étant pas égales, il apparaît alors sur le détecteur un astigmatisme distordant l'image réelle. Il est cependant possible de s'affranchir d'un tel phénomène en cherchant à égaler ces deux distances, en jouant par exemple sur la géométrie du cristal. Ainsi, pour un cristal torique $R_s = R_m \sin^2\theta_0$, alors

4. Le cercle de Rowland est un cercle tangent à la surface du cristal et dont le diamètre est égal au rayon de courbure. Il a la particularité de définir l'ensemble des points pour lesquels le cristal ne réfléchit qu'une seule et même longueur d'onde.

$q_s = q_m$: le système est dit stigmatique. Une autre façon de rendre le système stigmatique est d'ajuster l'angle de Bragg θ_0 afin que sa valeur soit proche de 90°, et d'utiliser un cristal sphérique pour $80° < \theta_0 < 90°$. Dans ce cas l'astigmatisme est relativement faible et permet d'obtenir une bonne résolution sur le détecteur ($\sim$ quelques μm). Dans cette configuration, le cristal sphérique agit de manière tout aussi efficace qu'un cristal torique, et ce, pour un coût et une difficulté de fabrication bien moindres. Toutefois, on utilisera préférentiellement un cristal torique pour des angles $\theta_0 < 80°$.
Nous avons opté pour l'utilisation de cristaux sphériques. Le choix des cristaux possibles s'avère cependant très restreint. Le cristal doit en effet pouvoir réfléchir une raie d'émission suffisamment intense et représentative de la population d'électrons rapides, tout en conservant un angle de Bragg central θ_0 le plus proche de 90° afin de minimiser l'astigmatisme. Dans notre cas, seuls deux cristaux satisfont à ces conditions. Leurs caractéristiques sont présentées dans la Table 3.3.

Cristal	$2d$	Raies spectrales observées	Ordre de réflexion	θ_0
Quartz $21\bar{3}1$	3.082	Cu-$K_{\alpha 1}$ (8047.78 ± 5 eV)	2	$88.9 \pm 1.0°$
Quartz $20\bar{2}3$	2.749	Ti-$K_{\alpha 1}$ (4510.84 ± 5 eV)	1	$89.0 \pm 1.0°$

TABLE 3.3 – Caractéristiques des cristaux de Bragg utilisés en imagerie X pour nos expériences.

Notre choix s'est porté sur le cristal de quartz $21\bar{3}1$ permettant d'imager la raie $K_{\alpha 1}$ du cuivre. L'énergie de cette dernière étant en effet plus élevée que celle de la $K_{\alpha 1}$ du titane (4.5 keV), elle s'avère plus intéressante car représentative d'une population d'électrons plus rapides.
Le rayon de courbure R_c du cristal, ainsi que les distances q et p, sont imposés par les valeurs du grandissement et de la résolution spatiale nécessaires à l'expérience. Le grandissement pour un cristal sphérique en configuration stigmatique est donné par :

$$M = \frac{q}{p}. \tag{3.20}$$

La résolution, quant à elle, peut être estimée par [Sinars 03] :

$$\sigma = \frac{D(M+1)(1-\sin^2\theta)}{M}, \tag{3.21}$$

où D correspond à l'ouverture (ou diamètre) du cristal. La résolution varie peu en fonction du grandissement pour $M > 10$. Étant d'autant plus fine que l'ouverture du cristal est petite, on pourra donc ajuster cette dernière pour l'améliorer. Néanmoins, une ouverture réduite implique également un angle solide de collection réduit, soit une intensité du signal sur le détecteur d'autant plus faible. Le choix de la taille de l'ouverture du cristal constitue donc un compromis, entre un bon rapport signal sur bruit, d'une part, et une bonne résolution, d'autre part. Les paramètres de la Table 3.4 détaillent la configuration que nous avons utilisée.

Un bon rapport signal sur bruit peut être obtenu en limitant le bruit de fond par l'utilisation d'un tube collimateur en plomb devant le détecteur et le rajout d'un bouclier (plomb + téflon) sur le trajet des rayons X directement émis depuis la source, sans réflexion sur le cristal. L'ajout d'un puissant aimant permet également de dévier les particules susceptibles

R_c	M	D	p	q	σ
380 mm	10	15 mm	210 mm	2100 mm	$\sim 10\,\mu$m

TABLE 3.4 – Paramètres expérimentaux utilisés pour l'imagerie X.

de parvenir sur le détecteur et de contribuer, par fluorescence, au bruit de fond.
Notons enfin que la réflectivité du cristal dépend étroitement de la température du plasma. En effet, comme décrit dans la section 3.1.1, une hausse de la température du plasma s'accompagne d'un décalage spectral des raies K_α. Lorsque la température du plasma augmente, les raies vont être décalées et sortir de la gamme d'énergies accessible par le cristal (~ 10 eV). Une baisse de la réflectivité du cristal [Akli 07, Perez 10a] est alors induite. Par conséquent, cet effet doit être pris en compte lorsque la température du plasma devient élevée.

3.2.3 Spectroscopie d'émission X durs

Ainsi que présenté sur les Figures 3.9 et 3.11, les hautes énergies des rayons X > 25 keV sont difficilement accessibles avec les spectromètres décrits précédemment. Dans cette sous-partie nous présentons une alternative à la spectroscopie en réflexion : la spectroscopie en transmission. Celle-ci est en effet particulièrement bien adaptée aux expériences d'interaction laser-matière actuelles.

Spectromètre en transmission

Le spectromètre en transmission permet de détecter le rayonnement X dur sur une très large gamme d'énergies. Son intérêt réside dans sa capacité à obtenir des informations sur une partie plus énergétique du spectre d'électrons rapides. Il est basé sur une géométrie de type Cauchois [Cauchois 32], intégrant un cristal cylindrique et un cercle focal de diamètre égal au rayon de courbure R_c du cristal.

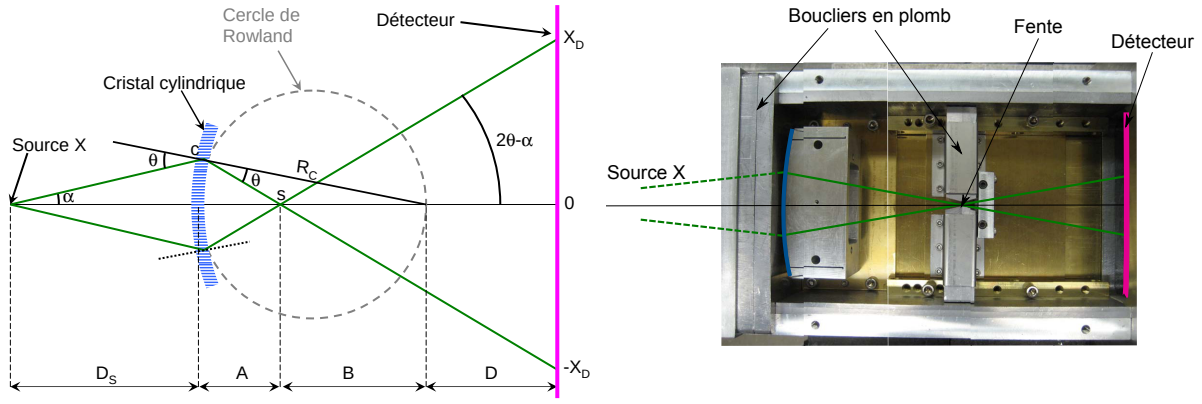

FIGURE 3.13 – (Gauche) Géométrie du spectromètre en transmission de type Cauchois. (Droite) Photographie de l'intérieur du spectromètre LCS (LULI Cauchois Spectrometer) utilisé.

A la différence des cristaux de Bragg décrits précédemment, les plans réticulaires du cristal en transmission ne sont pas parallèles, mais perpendiculaires à la surface. On parle de

diffraction de Laue. Sur la Figure 3.13 (gauche) est présenté le schéma d'un spectromètre à transmission. Les rayons X d'énergie E émis par la source et satisfaisant à la loi de Bragg (3.12) sont diffractés par le cristal au point c. Du fait de la symétrie sagittale imposée par la géométrie même du spectromètre, la réflexion se produit à deux endroits opposés du cristal. Deux lignes se forment alors sur le détecteur, chacune à une distance X_D de l'axe de symétrie. Il est possible de calculer leur position de manière purement géométrique en faisant l'approximation des petits angles (au premier ordre : $\sin\theta \approx \theta$ et $\sin\alpha \approx \alpha$) et en supposant une source ponctuelle. Sans entrer dans le détail des calculs, on en déduit la dispersion spectrale du spectromètre :

$$E = \frac{nhc}{2dX_D} R_C \left(1 + \frac{D}{B}\right), \tag{3.22}$$

où B est donné par :

$$B = R_C - A = R_C - \frac{R_C D_S}{R_C + 2D_S} = R_C \frac{R_C + D_S}{R_C + 2D_S}. \tag{3.23}$$

De l'équation (3.22), on en déduit la résolution spectrale :

$$\left|\frac{\Delta E}{E}\right| = \frac{2dE\Delta X_D}{nhcR_C} \frac{B}{B + D}, \tag{3.24}$$

où ΔE représente l'élargissement spectral de la raie d'énergie E et ΔX_D la résolution effective du détecteur. Pour le spectromètre utilisé, cette dernière est limitée à la résolution du détecteur (Imaging Plate), soit à environ $50\,\mu$m.
L'expression (3.23) traduit une caractéristique cruciale du spectromètre de Cauchois. En effet, la position du point s donnée par la distance A ne dépend pas de l'angle θ ni, par conséquent, de l'énergie des rayons X. En d'autres termes, tous les rayons X satisfaisant à la loi de Bragg passeront par le point s, et ce, quelle que soit leur énergie [5]. Il est ainsi possible de filtrer spatialement le bruit de fond, en plaçant une fente en plomb en ce point (voir Figure 3.13 (Droite)). Ce filtrage, très efficace, permet de s'affranchir de la quasi totalité du bruit de fond.
Dans la Table 3.5 sont résumés les paramètres de configuration du spectromètre utilisé lors de nos expériences.

Cristal	$2d$	R_c	D_S	A	D
Quartz $10\bar{1}1$	6.687	254 mm	600 mm	104.8 mm	0 ou 200 mm

TABLE 3.5 – Paramètres du configuration du spectromètre de Cauchois utilisé.

Sur la Figure 3.14 sont présentées les courbes de dispersion théoriques du spectromètre pour les paramètres de la Table 3.5. Il est possible de positionner le détecteur soit sur le cercle de Rowland ($D = 0$ mm), soit à une distance D au-delà de ce dernier. La gamme spectrale ΔE étant étirée spatialement sur le détecteur avec l'augmentation de D, la résolution spectrale est sensiblement améliorée. Ceci est mis en évidence pour un ΔE quelconque. Cependant ce

5. Ce résultat n'est vérifié que pour une approximation au premier ordre. En réalité les rayons X ne se croisent pas tous exactement au même point. Cependant cet effet est négligeable.

gain en résolution ne peut être obtenu qu'au détriment de l'intensité du signal, laquelle va décroître avec l'éloignement du détecteur.

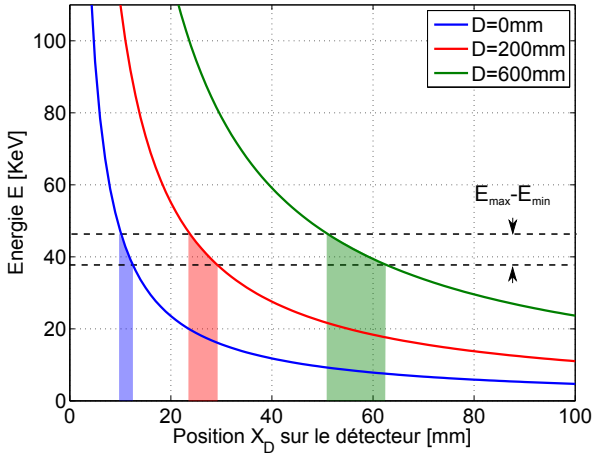

FIGURE 3.14 – Courbes de dispersion spectrale théoriques du spectromètre de Cauchois utilisé lors des expériences pour trois valeurs de D : 0 mm c'est-à-dire sur le cercle de Rowland (bleu), 200 mm (rouge) et 600 mm (vert) derrière le cercle de Rowland. Les paramètres de la Table 3.5 ont été utilisés. Plus D augmente et plus la gamme spectrale $E_{max} - E_{min}$ (représentée par les rectangles bleu, rouge et vert) est étirée spatialement sur le détecteur.

On peut noter que l'étude des raies d'émission à basse énergie s'accompagne d'une augmentation de la taille du détecteur. Dans notre cas, la largeur du détecteur étant limitée à $2X_D \approx 14$ cm, l'énergie minimale accessible, en théorie, est de ~ 16 keV pour $D = 200$ mm et de ~ 7 keV pour $D = 0$ mm. Ce type de spectromètre sera donc essentiellement utilisé pour l'étude de l'émission X dure (haute énergie). De plus, l'élargissement Stark ou Doppler des raies étant relativement faible à haute énergie, il est complexe d'obtenir des informations sur la température du plasma. L'utilisation de ce spectromètre est donc restreinte à la mesure d'intensité des raies. Il reste cependant très bien adapté aux expériences actuelles, car il permet de couvrir une large gamme d'énergies et d'accéder à une partie plus énergétique du spectre d'électrons rapides que celle accessible avec les spectromètres de Bragg en réflexion. Il permet par ailleurs de bénéficier d'un rapport signal sur bruit sensiblement élevé, avantage non négligeable à de telles intensités laser, pour lesquelles le haut seuil du bruit de fond rend critique toute analyse.

Spectromètre à bremsstrahlung

Ce spectromètre [Chen 08] permet de mesurer l'émission bremsstrahlung générée par le faisceau d'électrons durant sa propagation dans la cible. A la différence des spectres K_α, qui sont des spectres de raies produites par des transitions atomiques distinctes, les spectres bremsstrahlung sont continus et décroissants en fonction de l'énergie des rayons X.
Le principe de base du spectromètre à bremsstrahlung consiste à atténuer l'émission X provenant de la source à l'aide de différents filtres entre lesquels sont placées des Imaging Plates (IPs) (Figure 3.15 (gauche)). Le signal déposé par les rayons X sur les IPs (voir Figure 3.15 (droite)) est ensuite analysé. Connaissant l'absorption de chaque filtre et de chaque IP, il est possible de reconstituer le spectre initial de l'émission X.

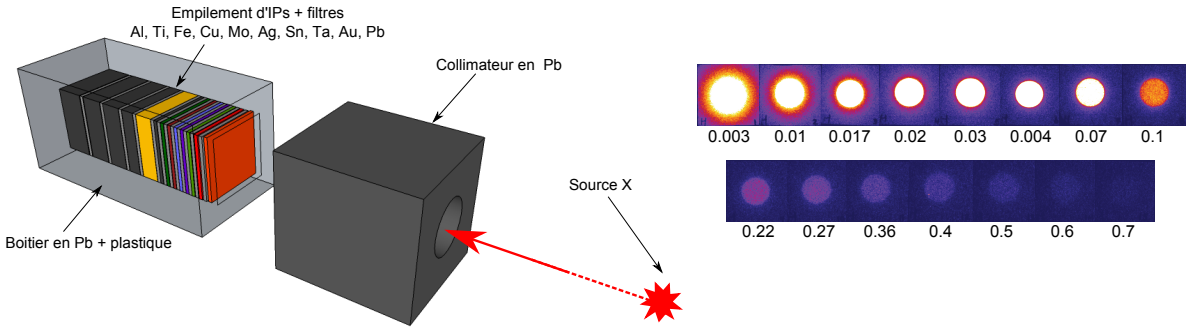

FIGURE 3.15 – (gauche) Schéma du spectromètre à bremsstrahlung. (droite) Exemple d'images expérimentales obtenues avec le spectromètre à bremsstrahlung. Les valeurs indiquées correspondent à l'énergie des rayons X transmise (en MeV).

Le spectromètre employé durant nos expériences est composé d'une combinaison de 15 filtres, séparés par des feuilles de Mylar de 250 μm pour minimiser la contribution des électrons secondaires. Les 9 premiers filtres sont de Z croissant (Al, Ti, Fe, Cu, Mo, Ag, Sn, Ta et Au), tandis que les suivants, constitués de Pb, sont d'épaisseur croissante (1, 2, 3, 4, 5 et 6 μm). L'empilement de filtres et d'IPs ainsi constitué est alors disposé dans un boîtier en plomb afin de réduire au maximum le bruit de fond. Placé devant le spectromètre, un collimateur en plomb permet de s'affranchir de la fluorescence générée : autour de la cible, sur les parois de la chambre d'interaction etc...
Afin de reconstituer le spectre en énergie des électrons du faisceau, un code Monte-Carlo est utilisé. Celui-ci permet en effet de reproduire le rayonnement bremsstrahlung émis en face arrière des cibles. Les spectres simulés sont alors ajustés aux spectres expérimentaux en faisant varier la forme du spectre électronique en entrée du code. L'obtention d'un bon accord permet de fournir une estimation du spectre électronique.
Cette méthode n'est cependant pas infaillible. Différents spectres électroniques peuvent, en effet, reproduire un même signal mesuré.

3.3 Le rayonnement visible

Le rayonnement visible permet d'avoir accès à d'autres informations concernant le faisceau d'électrons. Le rayonnement de transition, sensible aux électrons d'énergie cinétique $>$ MeV, renseigne notamment sur la partie haute énergie du spectre d'électrons, non accessible avec les diagnostics X actuels. Le rayonnement thermique émis par la cible permet, par exemple, d'estimer la température du plasma et, de manière indirecte, la quantité d'énergie qui a été transportée par le faisceau d'électrons rapides.

3.3.1 Le rayonnement de transition

Lorsqu'une particule chargée traverse la frontière entre deux milieux aux propriétés diélectriques différentes, elle émet un rayonnement dit de transition. Si ce phénomène est observé dans le domaine visible, on parle alors de *rayonnement de transition optique*, ou d'OTR (pour *Optical Transition Radiation*) dans la littérature anglo-saxonne. Ce mécanisme est lié à un

réarrangement des champs au voisinage de la discontinuité électromagnétique produite à l'interface des deux milieux. La particule, traversant cette frontière, émet alors un rayonnement afin d'accommoder le champ de polarisation dans le diélectrique.

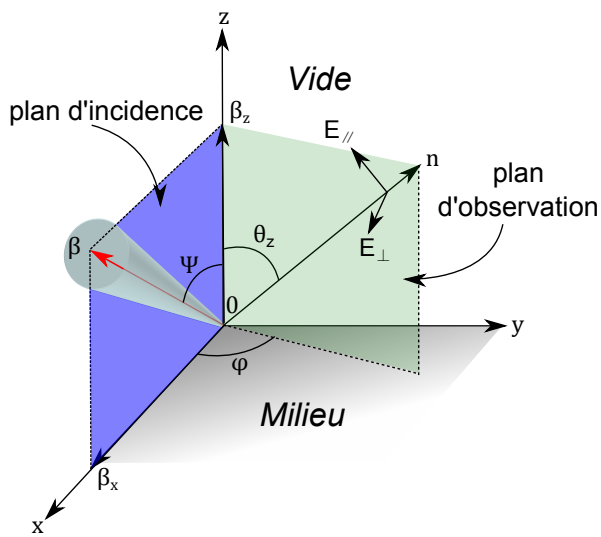

FIGURE 3.16 – Schéma illustrant les plans d'observation et d'incidence ainsi que les angles associés.

Ce phénomène apparaît couramment dans le cadre de l'interaction laser/solide. Les électrons, après s'être propagés dans la cible, vont émettre un rayonnement de transition à l'interface milieu/vide en face arrière de la cible [Santos 02]. Si on ne considère qu'un seul électron, le rayonnement dépend de son vecteur vitesse, c'est-à-dire de sa norme et de l'angle que fait ce dernier par rapport à l'interface (Figure 3.16). Sa distribution angulaire est caractérisée par un lobe d'émission conique, orienté dans la direction de propagation de l'électron.

La distribution en énergie du rayonnement de transition milieu→vide, par unité d'angle solide Ω et de longueur d'onde λ, est donnée par [Wartski 76] :

$$\frac{d^2W_{OTR,\parallel}}{d\Omega d\lambda} = \frac{e^2}{4\pi^2\epsilon_0\lambda^2}\frac{\beta_z^2\cos^2\theta_z|1-\epsilon|^2}{[(1-\beta_x\cos\theta_x)^2-\beta_z^2\cos^2\theta_z]^2\sin^2\theta_z}\cdots$$
$$\times\left|\frac{(1-\beta_z\sqrt{\epsilon-\sin^2\theta_z}-\beta_z^2-\beta_x\cos\theta_x)\sin^2\theta_z+\beta_x\beta_z\cos\theta_x\sqrt{\epsilon-\sin^2\theta_z}}{(1-\beta_x\cos\theta_x-\beta_z\sqrt{\epsilon-\sin^2\theta_z})(\sqrt{\epsilon-\sin^2\theta_z}+\epsilon\cos\theta_z)}\right|^2, \quad (3.25)$$

respectivement pour la polarisation parallèle, et :

$$\frac{d^2W_{OTR,\perp}}{d\Omega d\lambda} = \frac{e^2}{4\pi^2\epsilon_0\lambda^2}\frac{\beta_x^2\beta_z^4\cos^2\theta_y\cos^2\theta_z|1-\epsilon|^2}{[(1-\beta_x\cos\theta_x)^2-\beta_z^2\cos^2\theta_z]^2\sin^2\theta_z}\cdots$$
$$\times\left|\frac{1}{(1-\beta_x\cos\theta_x-\beta_z\sqrt{\epsilon-\sin^2\theta_z})(\sqrt{\epsilon-\sin^2\theta_z}+\cos\theta_z)}\right|^2, \quad (3.26)$$

pour la polarisation perpendiculaire au plan d'observation (voir Figure 3.16). L'émission totale correspond à l'addition de ces deux termes :

$$\frac{d^2W_{OTR}}{d\Omega d\lambda}[\mathrm{J.sr^{-1}.m^{-1}}] = \frac{d^2W_{OTR,\parallel}}{d\Omega d\lambda} + \frac{d^2W_{OTR,\perp}}{d\Omega d\lambda}, \tag{3.27}$$

où β_x et β_z sont obtenus en projetant le vecteur vitesse de l'électron sur les axes x et z respectivement. Ainsi $\beta_x = \beta \sin\psi$ et $\beta_z = \beta\cos\psi$, où β est la vitesse normalisée de l'électron (en rouge sur la Figure 3.16) : $\beta = v/c$. ψ correspond à l'angle entre le vecteur vitesse de l'électron et la normale à l'interface. Les angles θ_x et θ_y sont déduits de manière identique, en projetant la direction d'observation définie par le vecteur $\mathbf{n}$ sur x et y. On obtient ainsi $\cos\theta_x = \sin\theta_z\cos\varphi$ et $\cos\theta_y = \sin\theta_z\sin\varphi$. φ est l'angle entre les plans d'incidence (défini par le vecteur vitesse de l'électron et la normale à la cible) et d'observation. θ_z, quant à lui, correspond à l'angle entre la direction d'observation et la normale à la cible. ϵ est la fonction diélectrique du milieu. Elle est donnée par $\sqrt{\epsilon(\lambda)} = N(\lambda) + i.K(\lambda)$, où $N(\lambda)$ et $K(\lambda)$ représentent respectivement l'indice de réfraction et le coefficient d'absorption du milieu à la longueur d'onde λ. Ils sont représentés sur la Figure 3.17.

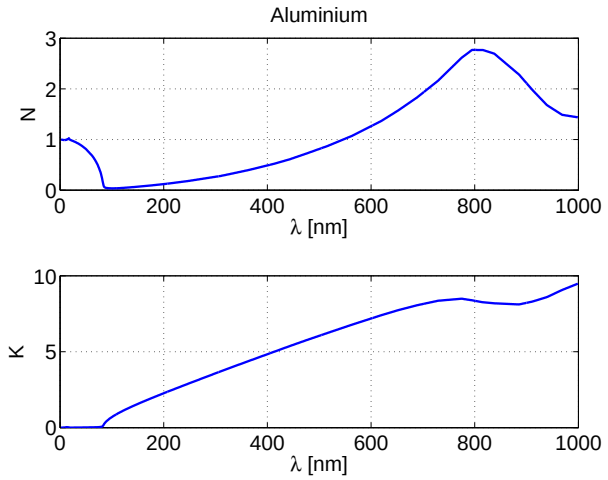

FIGURE 3.17 – Variations de l'indice de réfraction N et du coefficient d'absorption K de l'aluminium en fonction de la longueur d'onde λ [Rakic 95].

Notons que pour un électron sortant en incidence normale par rapport à l'interface ($\psi = 0$), le rayonnement de transition émis se réduit à la composante parallèle au plan d'observation. Il en est de même si les plans d'incidence et d'observation sont confondus ($\varphi = 0$).

Distribution angulaire du rayonnement de transition

Sur la Figure 3.18 (gauche) sont présentées les distributions angulaires de la densité spectrale du rayonnement de transition produit par un électron de différentes énergies (500 keV, 1 MeV et 2 MeV). On remarque ainsi que le rayonnement émis est d'autant plus piqué autour de la direction de propagation de l'électron que l'énergie de ce dernier augmente. L'émission

reste cependant nulle sur cet axe. De même, l'intensité du signal OTR croît avec l'énergie de l'électron. Pour une énergie donnée, le maximum de l'émission est atteint pour $\sin\theta = 1/\beta\gamma$, où γ est le facteur de Lorentz, $\gamma = 1/\sqrt{1-\beta^2}$. Pour des électrons relativistes ($\gamma \gg 1$ et $\beta \to 1$) on peut faire l'approximation $\sin\theta \approx \theta$. Le maximum d'intensité se situe alors à $\theta_z[rad] \approx \pm\gamma^{-1}$.

En faisant varier l'angle de sortie ψ de l'électron par rapport à la normale à l'interface (Figure 3.18 (droite)), le rayonnement devient asymétrique par rapport à l'axe de propagation de l'électron. Cette asymétrie augmente avec ψ et s'accompagne d'une baisse de l'intensité du signal.

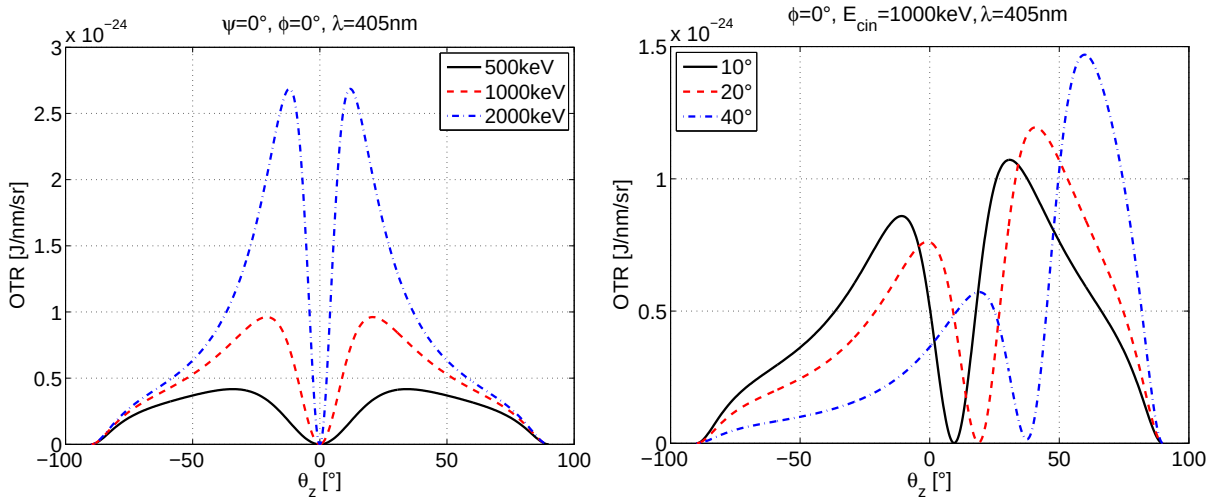

FIGURE 3.18 – (gauche) Distribution angulaire de la densité spectrale du rayonnement de transition pour un électron à différentes énergies : 500 keV (continu noir), 1 MeV (tirets rouges) et 2 MeV (point-tirets bleus) pour $\lambda = 405$ nm, $\psi = 0$ et $\phi = 0$. (droite) Idem mais pour différentes valeurs de l'angle ψ : 10° (continu noir), 20° (tirets rouges) et 40° (point-tirets bleus), pour $\lambda = 405$ nm, $E = 1$ MeV et $\phi = 0$.

Distribution spectrale du rayonnement de transition

La distribution spectrale du rayonnement de transition est obtenue en intégrant l'équation (3.27) sur tout l'hémisphère $z > 0$:

$$\frac{dW_{OTR}}{d\lambda} = \int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^{\pi/2} \frac{d^2W_{OTR}}{d\Omega d\lambda} \sin\theta d\theta. \tag{3.28}$$

Le résultat est présenté sur la Figure 3.19. On observe ainsi une zone de résonance pour des longueurs d'onde comprises entre 10 et 100 nm, pour lesquelles le rayonnement dépend fortement de la permittivité du milieu. Au-delà, l'influence de la permittivité s'estompe et l'intensité du rayonnement décroît en λ^{-2}.

Le rayonnement cohérent de transition (CTR)

Jusqu'à présent nous avons uniquement considéré le rayonnement de transition émis par un seul électron. Dans le cas d'un grand nombre d'électrons incidents, le champ électroma-

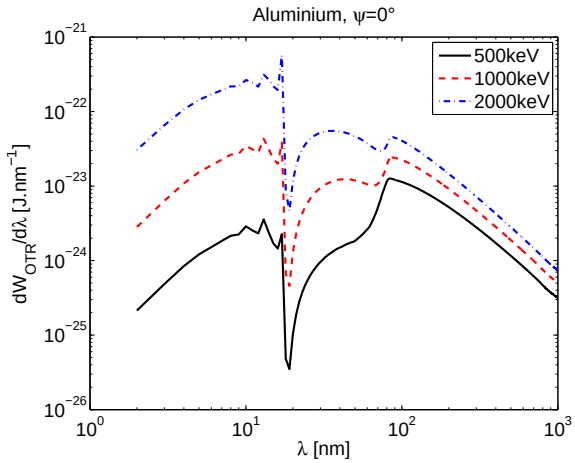

FIGURE 3.19 – Variations de la distribution spectrale du rayonnement de transition d'un électron à trois différentes énergies : 500 keV (continu noir), 1 MeV (tirets rouges) et 2 MeV (point-tirets bleus), et ce, pour un angle d'incidence $\psi = 0$.

gnétique total (récolté sur un détecteur situé en aval) correspond à la somme des champs individuels émis par chacun des électrons traversant l'interface milieu/vide.

Dans le cadre de l'interaction laser-solide, les faisceaux d'électrons sont accélérés tout au long de l'impulsion laser de durée τ_0. La longueur du paquet d'électrons ($c\tau_0$ à la source ou $c\tau > c\tau_0$ en face arrière de la cible [6]) détermine que les champs rayonnés par chaque électron ne s'additionnent de manière cohérente que pour des longueurs d'onde λ telles que $\lambda > c\tau$, c'est-à-dire plus grandes que la longueur du paquet au niveau de la surface rayonnante (face arrière ici). On parle alors de rayonnement cohérent de transition ou CTR (Coherent Transition Radiation). L'énergie rayonnée est alors proportionnelle au carré du nombre d'électrons : N_b^2 au lieu de N_b dans le cas de l'OTR. Ainsi, pour une impulsion laser d'environ 30 fs, le CTR n'est émis que pour $\lambda \gtrsim 10\,\mu$m, soit bien au-delà de la gamme spectrale de nos diagnostics expérimentaux, qui se situe dans le domaine du visible.
Néanmoins, nous avons vu dans le chapitre précédent (section 2.1) qu'en régime relativiste, plusieurs mécanismes sont susceptibles d'injecter périodiquement des paquets très brefs d'électrons dans la cible, et ce, à des intervalles de l'ordre de la période laser T. C'est notamment le cas de l'accélération $\mathbf{J} \times \mathbf{B}$ et du chauffage d'écrantage, lesquels génèrent des paquets d'électrons toutes les demi-périodes ($T/2$) ou périodes (T) laser respectivement. Dans ce cas les électrons sont répartis en micro-paquets de longueur bien inférieure à $c\tau_0$ et aux longueurs d'onde mesurées.

Afin d'estimer l'énergie rayonnée par CTR, considérons M paquets d'électrons espacés temporellement de δT, contenant chacun P électrons. L'émission, cohérente pour des longueurs d'ondes proches de $c\delta T$, est alors donnée par [Santos 03, Baton 03] :

$$\frac{dW_{CTR}}{d\lambda} = P^2 \eta(\omega) |j(\omega)|^2 \frac{\sin^2(M\omega\delta T/2)}{\sin^2(\omega\delta T/2)}, \tag{3.29}$$

6. La longueur du paquet d'électrons vaut $c\tau_0$ à la source. A la traversée de la face arrière de la cible, la distribution n'étant pas monocinétique, la longueur du paquet devient $c\tau > c\tau_0$ suite à une dispersion en vitesse des électrons dans la cible.

où $\eta(\omega)$ correspond à la densité spectrale d'énergie rayonnée par un électron individuel, qui peut être assimilée à la densité spectrale de l'OTR (équation (3.28)). Le terme $|j(\omega)|^2$ correspond au module au carré de la transformée de Fourier du flux électronique d'un seul paquet d'électrons $j(t)$ à travers l'interface milieu/vide. Enfin, le dernier terme représente la somme cohérente des champs générés par chacun des M paquets d'électrons. Il est représenté dans la Figure 3.20 pour $\delta T = 2\pi/\omega_0$ et $\delta T = \pi/\omega_0$, correspondant à une accélération d'un micro-paquet d'électrons chaque T et $T/2$ respectivement.

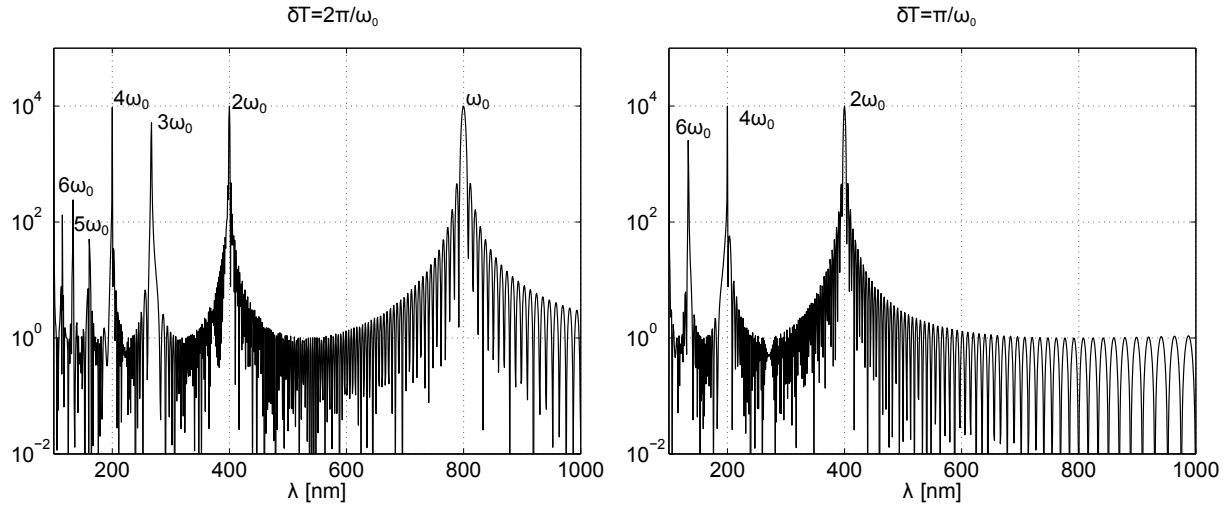

FIGURE 3.20 – Représentation du terme $\sin^2(M\omega\delta T/2)/\sin^2(\omega\delta T/2)$ en fonction de la longueur d'onde $\lambda = 2\pi c/\omega$ pour $\delta T = 2\pi/\omega_0$ (gauche) et $\delta T = \pi/\omega_0$ (droite). Le calcul a été fait pour $M = 100$ paquets d'électrons et pour une longueur d'onde laser $\lambda_0 = 800\,\text{nm}$.

On remarque sur ces spectres que l'émission CTR est essentiellement émise aux harmoniques de la fréquence laser. Par conséquent, dans le cadre de l'accélération par chauffage d'écrantage, le spectre CTR associé présentera un pic aux pulsations $\omega_n = n2\pi/T$, avec n un entier positif, à l'image du spectre présenté sur la Figure 3.20 (gauche). En ce qui concerne le chauffage $\mathbf{J} \times \mathbf{B}$, le spectre CTR associé sera, quant à lui, caractérisé par des pics aux harmoniques paires de la fréquence laser ω_0 : $\omega_n = 2n2\pi/T = n4\pi/T$, à l'instar du spectre de la Figure 3.20 (droite).

L'émission CTR est essentiellement générée par les paquets très brefs d'électrons relativistes ($>$ MeV). En effet, chaque paquet contenant des électrons de différentes énergies (suivant une fonction de distribution donnée) voit sa longueur s'élargir avec l'épaisseur de matière traversée, du fait de la dispersion en vitesse. De plus, lors de leur propagation, les électrons de faible énergie vont être freinés de manière plus importante, contrairement aux électrons relativistes, contribuant davantage à la dispersion en vitesse et donc à une perte de cohérence sous l'effet de l'élargissement des paquets. L'émission CTR est donc susceptible, à la différence de l'émission K_α, de ne fournir des informations que sur la partie très énergétique de la distribution spectrale du faisceau d'électrons. Cependant, ce mécanisme très bref (de l'ordre de quelques τ_0) n'est observable qu'au prix d'une très bonne résolution temporelle. Émise dès les premiers instants, l'émission CTR peut être, selon les conditions d'interaction et l'épaisseur des cibles, très rapidement noyée dans le rayonnement thermique produit par

la détente du plasma en face arrière après le passage des électrons.

3.3.2 Le rayonnement thermique

Après s'être propagé au travers d'une cible solide, le faisceau d'électrons rapide ionise totalement ou partiellement la matière sur son passage. Le plasma créé en face arrière de la cible va naturellement rayonner comme un *corps noir*. Par la suite, le plasma se détend dans le vide et voit sa température décroître avec la puissance rayonnée. De plus, le rayonnement de corps noir émis peut être absorbé dans ce plasma de détente : on parle alors d'un rayonnement de type *corps gris*. Le temps de décroissance du rayonnement thermique est associé à la température du plasma en face arrière, ainsi qu'aux dimensions de la source émissive.
La distribution spectrale du rayonnement émis par un corps noir est donnée par la formule de Planck :

$$L(T,\lambda) = \frac{2hc^2}{\lambda^5}\frac{1}{\exp\left(\frac{hc}{\lambda k_B T_e}\right) - 1}. \tag{3.30}$$

Celle-ci dépend de la température T_e du milieu ainsi que de la longueur d'onde λ. Sur la Figure 3.21 sont présentées les variations de l'émission du corps noir en fonction de sa température, à deux longueurs d'onde situées dans le visible : 405 nm et 532 nm, correspondant aux longueurs d'onde mesurées lors de l'expérience décrite dans le chapitre 4.

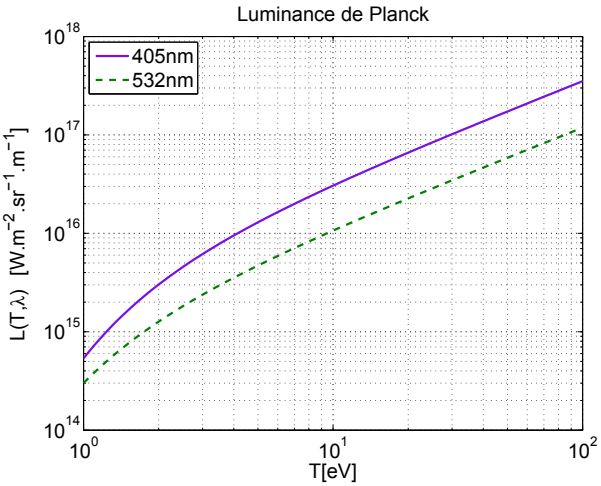

FIGURE 3.21 – Luminance de Planck en fonction de la température T du milieu et pour deux longueurs d'onde différentes : 405 nm (continu violet) et 532 nm (tirets verts).

On remarque que la luminance est une fonction approximativement linéaire de la température du milieu pour $T_e \gtrsim 5\,\text{eV}$, ce qui est mis en évidence par la formule de Rayleigh-Jeans :

$$L_{RJ}(T,\lambda) = \frac{2ck_BT_e}{\lambda^4}, \tag{3.31}$$

qui est une formulation approchée de la formule de Planck ((3.30)) dans la limite $\lambda \gg hc/k_BTe$. Ainsi pour des températures $T_e \gtrsim 5\,\text{eV}$ et dans la gamme de longueurs d'onde étudiée ($400 < \lambda < 600\,\text{nm}$) la luminance peut être considérée comme proportionnelle à T_e.

Ceci fait donc de l'émission thermique un outil intéressant pour mesurer des variations de température au sein du plasma.

Deuxième partie

Expériences : résultats et interprétations

4

Transport et dépôt d'énergie par les électrons rapides en régime de très haut contraste laser

L'expérience décrite dans ce chapitre a pour principal objectif de caractériser le transport d'électrons rapides et leur dépôt d'énergie dans des cibles solides d'aluminium irradiées par un laser d'intensité $10^{19}\,\mathrm{W.cm^{-2}}$ et de contraste en intensité 10^{10}.

Une expérience antérieure à cette thèse fut réalisée au Laboratoire d'Optique Appliquée (LOA), dans les mêmes conditions d'énergie, de durée et d'intensité laser, mais avec un moins bon contraste en intensité, correspondant à 5×10^6 [Manclossi 06, Santos 07]. En mesurant l'émission thermique visible au niveau de la surface arrière de cibles d'aluminium d'épaisseur variable (entre 10 et $200\,\mu$m) et en modélisant le transport électronique, les auteurs ont pu reconstruire le profil longitudinal de température électronique au sein des cibles, suite au dépôt d'énergie par les électrons rapides. Un très fort gradient de température fut ainsi mis en évidence entre la face irradiée par le laser ($T_e \sim 1\,\mathrm{keV}$) et la face arrière (quelques eV pour des cibles de 20 à $50\,\mu$m d'épaisseur). Les résultats d'émission thermique n'ont pu, en effet, être reproduits qu'en considérant, en plus de l'émission de la surface arrière suite au chauffage par les électrons rapides, une émission supplémentaire due à un choc débouchant en face arrière. Ce choc, et l'émission thermique conséquente à son débouché, n'étaient pas associés au piédestal ASE (*Amplified Spontaneous Emission*) du laser : ils étaient, de façon non équivoque, provoqués par le fort gradient de température à l'intérieur des cibles. Une étude numérique des pertes d'énergie (modèle cinétique simple ainsi que des simulations hybrides du transport) a permis de converger vers une interprétation selon laquelle le chauffage serait fondamentalement d'origine résistive à faible profondeur ($\lesssim 15\,\mu$m), tant que la densité d'électrons reste suffisamment élevée ($j_b > 10^{11}\,\mathrm{A.cm^{-2}}$). Les effets collisionnels deviendraient ensuite prépondérants à plus grande profondeur, étant donnée la divergence non négligeable ($\sim 35°$ de demi-angle) du faisceau d'électrons. Les résultats avaient mis expérimentalement en évidence l'importance des effets résistifs sur les pertes d'énergie du faisceau d'électrons rapides et le chauffage du matériau traversé, en accord avec des travaux théoriques antérieurs [Tikhonchuk 02, Kemp 06].

Deux remarques doivent cependant être faites par rapport aux résultats obtenus au LOA motivant l'expérience décrite dans ce chapitre :

– Les impulsions laser étaient précédées d'un piédestal due à l'ASE de durée $\approx 3\,\mathrm{ns}$

et d'intensité $10^{13}\,\mathrm{W.cm^{-2}}$. Bien qu'il ne soit pas en mesure d'expliquer l'importante énergie du rayonnement thermique intégrée par le diagnostic, ce piédestal créait un pré-plasma de l'ordre de $20\,\mu$m devant la cible. Le laser étant absorbé avant et, surtout, à la densité critique, les électrons rapides se propageaient alors dans un milieu dont la densité électronique n_e était proche de la densité du faisceau. Les conditions pour la neutralisation parfaite du courant incident, $n_b v_b \sim n_e v_e$, seraient alors difficilement vérifiées, du moins jusqu'à ce que le faisceau ait atteint la zone de la cible dont la densité approche celle du solide.

– La résolution temporelle du diagnostic d'émission thermique était limitée à 5 ns, bien supérieure au temps typique de décroissance de la température en face arrière et aussi inférieure au temps de débouché du choc en face arrière, produit par le gradient de température. Ces effets avaient été résolus temporellement uniquement grâce à une description numérique de l'expérience.

Notre expérience a été réalisée sur l'installation laser UHI100 du CEA-Saclay, où un système de double miroir plasma donne accès à des impulsions laser relativistes en régime de très haut contraste temporel ($> 10^{10}$). Le piédestal laser ASE est ainsi considérablement réduit, et permet à la partie intense de l'impulsion d'interagir directement avec un plasma sur-critique possédant une très petite longueur de gradient (typiquement inférieure au micron). En outre, aucun choc dû à l'ASE ne se propage à l'intérieur de la cible. Le faisceau d'électrons rapides se propage donc dans un milieu non perturbé et quasi homogène. Ceci permet d'étudier son transport à très faible profondeur, où la densité de courant d'électrons rapides devrait être très importante ($j_b > 10^{12}\,\mathrm{A.cm^{-2}}$) et le dépôt d'énergie essentiellement de nature collective. L'expérience a donc pour principaux objectifs :

– La mesure de l'énergie moyenne et de la divergence du faisceau d'électrons rapides, ainsi que l'estimation l'efficacité de conversion laser→électrons rapides.
– L'étude du chauffage de la cible, induit par le passage du faisceau d'électrons rapides, en fonction de la profondeur. On s'intéressera notamment à mesurer le chauffage à faible profondeur ($< 10\,\mu$m), dans des conditions bien contrôlées et notamment dans un milieu suffisamment dense, tel que le $n_e \gg n_b$, où l'on peut considérer effective la neutralisation en courant du faisceau d'électrons incidents (voir section 2.3.1).
– La résolution temporelle du diagnostic d'émission thermique utilisé sera améliorée jusqu'à 20 ps, de manière à pouvoir résoudre aussi expérimentalement la signature d'un gradient de température à l'intérieur des cibles.

La première partie de ce chapitre vise à décrire le dispositif expérimental, l'installation laser ainsi que la géométrie des cibles utilisées. Les résultats expérimentaux, basés sur des mesures d'émissions X et visible, sont présentés dans la seconde partie. Dans la troisième et dernière partie, ils sont confrontés à des modèles théorique et numérique afin de caractériser les processus physiques ayant cours au sein de la cible irradiée.

4.1 Description de l'expérience

Cette expérience, réalisée sur l'installation UHI100 du CEA de Saclay (DSM/IRAMIS), a donné lieu à une collaboration entre le laboratoire CELIA, le groupe UHI du CEA de Saclay et l'Université de Milan-Bicocca.

4.1.1 Installation laser

L'installation UHI100 du CEA-Saclay est une chaîne laser CPA multi-terawatts de conception commerciale (Amplitude Pulsar-100 d'Amplitude Technologies) délivrant des impulsions d'environ 2 J, 26.5 fs à la longueur d'onde $\lambda = 800\,\text{nm}$.

Elle est couplée à un double miroir plasma permettant d'améliorer le contraste temporel de l'impulsion laser. Il est placé sur le parcours du faisceau, entre le compresseur et la chambre d'interaction. Un schéma du système est présenté sur la Figure 4.1. Il est composé de deux paraboles, l'une pour focaliser et l'autre pour défocaliser le faisceau laser, et de deux miroirs parallèles en silice, traités antireflet. Le principe est le suivant : la première parabole (1) focalise l'impulsion entre les deux miroirs plasma. Lorsque le piédestal de l'impulsion arrive sur la surface du premier miroir (2), son flux excède le seuil d'ionisation. Un plasma surdense se forme, réfléchissant la partie restante de l'impulsion laser. Dans une configuration correcte, l'augmentation d'intensité doit déclencher l'ionisation juste avant l'arrivée du pic d'intensité principal, laissant ainsi passer au travers du miroir une grande partie du piédestal [Doumy 04]. L'impulsion est ensuite réfléchie de la même façon sur le second miroir (3). Enfin, la dernière parabole rend le système afocal et la fait sortir en faisceau parallèle jusqu'à l'enceinte d'interaction (4).

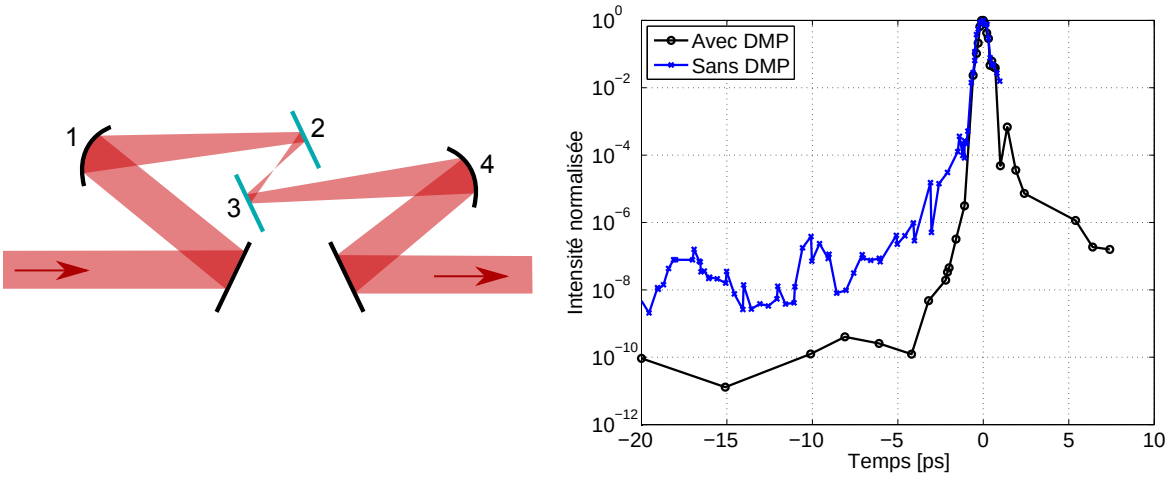

FIGURE 4.1 – (gauche) Schéma du double miroir plasma de l'installation UHI100. 1 et 4 correspondent respectivement aux paraboles focalisante et défocalisante, 2 et 3 aux miroirs plasma. (droite) Comparaison du contraste temporel de la chaîne laser UHI100 avec (ronds noirs) et sans (croix bleues) double miroir plasma (DMP).

Le double miroir plasma permet ainsi de s'affranchir du piédestal laser responsable de l'ionisation de la cible avant l'arrivée du pic d'intensité principal. Le contraste temporel est ainsi grandement amélioré (voir Figure 4.1 (droite)). Sur l'installation UHI100, il est supérieur à 10^{10}. Néanmoins, cette optimisation du contraste se fait au détriment de l'énergie. En effet, environ 50% de l'énergie de l'impulsion est perdue dans le double miroir plasma. A cela s'ajoute la transmission dans le compresseur ($T = 80\%$) et dans les optiques ($T \sim 90\%$). Au final, l'énergie sur cible est estimée à $\sim 0.7\,\text{J}$.

La tache focale possède un diamètre de $\sim 4.5\,\mu\text{m}$ à mi-hauteur, contenant environ 0.5 J

d'énergie. Elle est réalisée par une parabole hors-axe d'ouverture $f/3$, située dans l'enceinte. L'intensité crête sur cible est de 3×10^{19} W.cm^{-2}. Une image de la tache focale de la chaîne laser UHI100 est présentée sur la Figure 4.2. L'échelle de couleur est logarithmique.

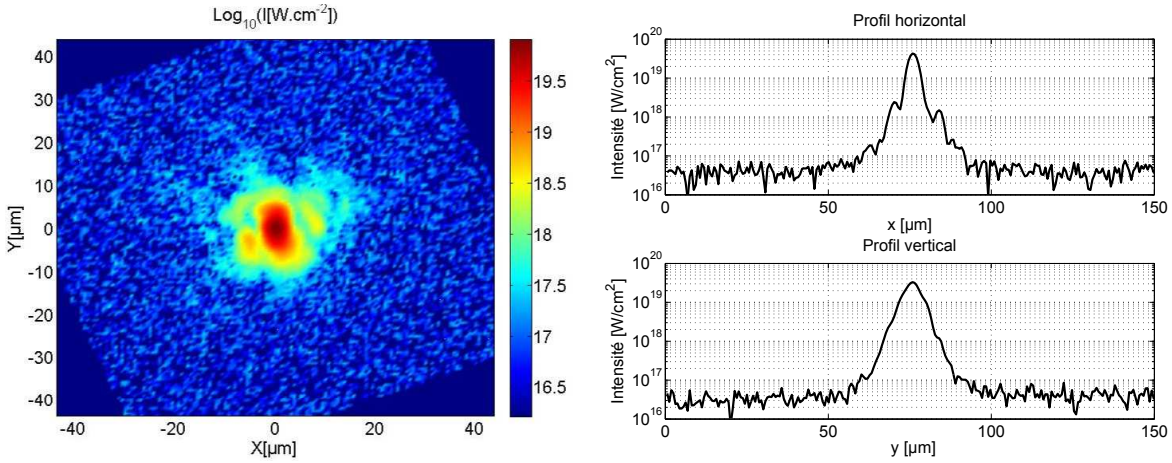

FIGURE 4.2 – (gauche) Image de la tache focale mesurée sur l'installation UHI100. L'échelle d'intensité est logarithmique. (droite) Profils d'intensité vertical et horizontal.

Comme on peut le voir sur la Figure 4.2 (droite), la tache focale n'est pas parfaitement gaussienne et possède des "*ailes*" de diamètre $\sim 20\,\mu$m dont l'intensité avoisine les 10^{18} W.cm^{-2}. Du fait d'une dynamique limitée de la caméra CCD utilisée pour la mesure, l'échelle d'intensité mesurée est tronquée à 10^{16} W.cm^{-2}.

4.1.2 Les cibles

Deux types de cibles furent utilisées :

- Les cibles de type A : il s'agit de cibles d'aluminium, d'épaisseur constante ($19\,\mu$m), contenant une couche de cuivre de $3\,\mu$m d'épaisseur située à 1, 3 ou $6\,\mu$m de profondeur. La profondeur variable du traceur de cuivre permet de suivre la propagation du faisceau d'électrons dans la cible sur une séquence de différents tirs laser. Ces cibles sont schématisées sur la Figure 4.3 (haut).

- Les cibles de type B : il s'agit de cibles d'aluminium, d'épaisseur variable, contenant une couche de cuivre de $3\,\mu$m d'épaisseur située à une profondeur de $1\,\mu$m. L'épaisseur totale des cibles varie de 5 à $19\,\mu$m. Elles permettent d'évaluer, via l'émission thermique visible en face arrière, le chauffage de la cible par le faisceau d'électrons rapides. Elles permettent également d'étudier la problématique de la recirculation des électrons. Elles sont schématisées sur la Figure 4.3 (bas).

4.1.3 Dispositif expérimental

L'impulsion laser intense est focalisée sur la cible, avec un angle de 45° et, grâce au contraste temporel élevé, interagit directement avec l'aluminium à l'état quasi-solide. Un

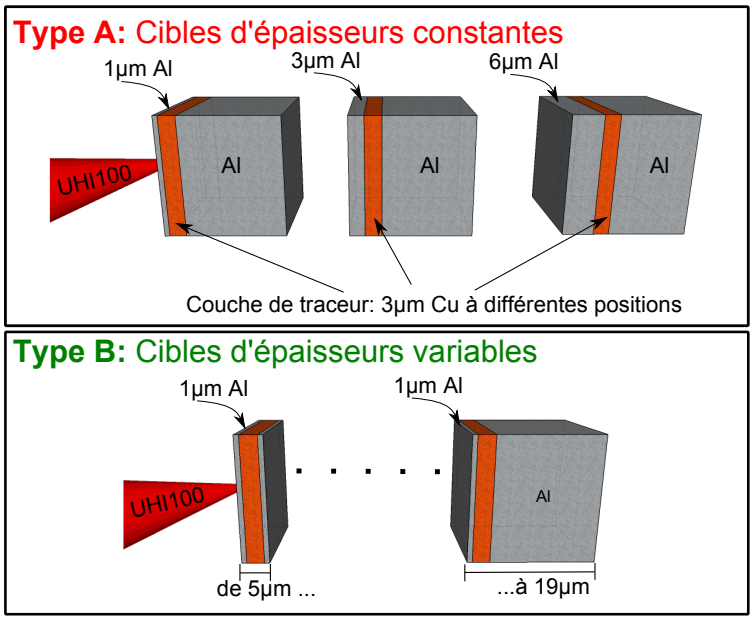

FIGURE 4.3 – Schéma des deux types de cibles d'aluminium employées : (haut) Cibles d'épaisseurs constantes avec couche de cuivre placée à une profondeur variable. (bas) Cibles d'épaisseur variable avec couche de cuivre située à 1 μm de profondeur.

faisceau d'électrons rapides est ainsi généré, se propageant dans la cible. Afin de caractériser cette population d'électrons et de mesurer le chauffage induit à différentes profondeurs, plusieurs diagnostics sont utilisés. Ces derniers sont détaillés sur le schéma du dispositif expérimental de la Figure 4.4.

Lors de leur passage au travers de la couche de cuivre, le faisceau d'électrons rapides génère du rayonnement K_α. Celui-ci est récolté en face arrière de la cible par un spectromètre en configuration de Von-Hamos composé d'un cristal cylindrique de quartz $22\overline{4}3$, de rayon de courbure $R_c = 250$ mm (voir Table 3.2) avec un angle de Bragg central $\theta_{Bragg}^{\text{Spectro}} = 49.7°$. Cette configuration permet d'observer le spectre de rayonnement X dans la gamme 7.6-8.5 keV (voir Figure 3.11) où la raie Cu-K_α est située. L'émission X, diffractée par le cristal, est collectée sur une caméra CCD X refroidie (Princeton PI-MTE :1300B).

Une partie de ce rayonnement K_α est également récolté par un système d'imagerie X composé d'un cristal sphérique de quartz $21\overline{3}1$ (voir Table 3.3) placé 207 mm derrière la cible avec un angle $\theta_{Bragg}^{\text{Imageur}} = 88.9°$. L'émission Cu-$K_\alpha$ est alors diffractée, puis imagée sur une CCD X refroidie (Princeton SX-NTE/CCD-1340/1300-EMB) située à environ 2.3 m du cristal. Le grandissement de ce système, mesuré à l'aide d'une mire calibrée, est de $\gamma_{hor} = 11.60 \pm 0.13$ selon l'axe horizontal et $\gamma_{vert} = 12.78 \pm 0.03$ selon l'axe vertical.

Enfin, un diagnostic d'imagerie visible résolue en temps détecte l'émission thermique en face arrière de la cible. Il est composé d'une lentille achromatique ($f = 150$ mm, $\emptyset = 50$ mm), située à 160 mm du centre-chambre avec un angle de 22.5° par rapport à la normale à la cible, collectant le signal visible émis en face arrière de celle-ci. Le signal est ensuite réfléchi par un ensemble de 5 miroirs, passe au travers de filtres passe-bande ($300 - 600$ nm) et interférentiels (405 ou 532 nm, $\Delta\lambda \approx 10$ nm), puis est finalement collecté par une caméra à balayage de fente (Hamamatsu C7700, S-20) couplée à une CCD (Hamamatsu C4792-98). Différentes fenêtres

temporelles d'acquisitions sont utilisées (0.5, 2 et 10 ns) afin d'observer avec plus ou moins de détails l'évolution temporelle de l'émission visible produite par le faisceau d'électrons rapides. Le grandissement total du système imageur est mesuré à $\gamma_{Streak} = 7.8$.

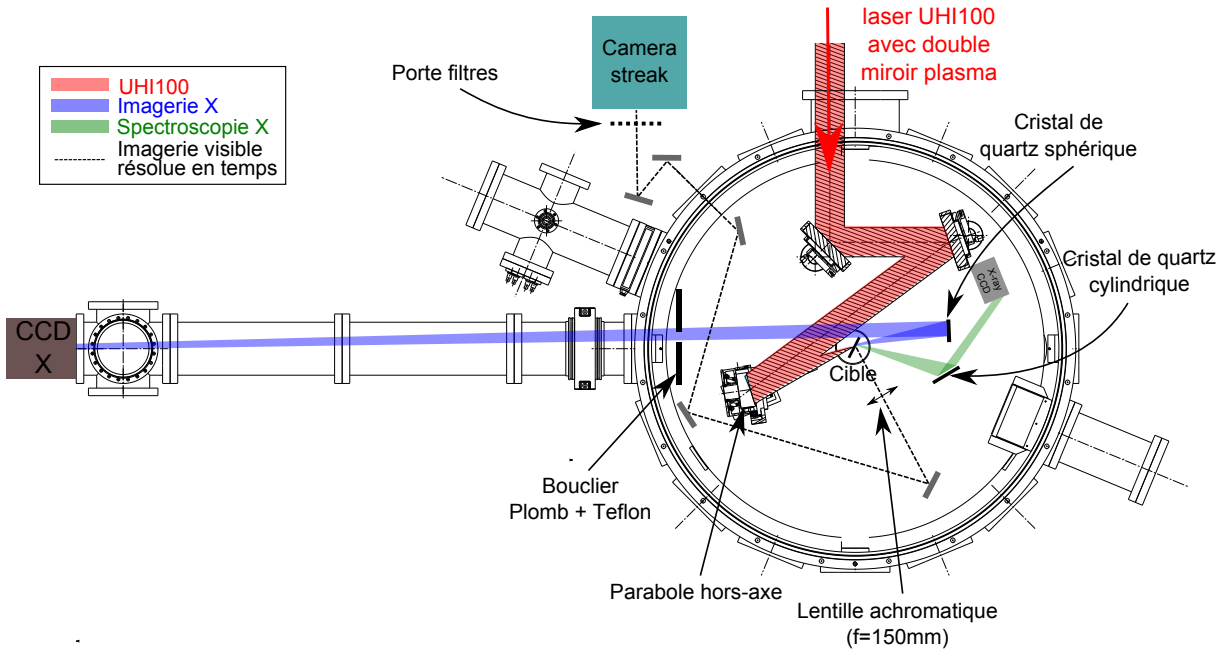

FIGURE 4.4 – Schéma du dispositif expérimental.

4.2 Résultats expérimentaux

4.2.1 Étude de l'émission X

Intensité du signal K_α

L'intensité du signal Cu-K_α est mesurée à l'aide des diagnostics de spectroscopie et d'imagerie X. Pour les cibles de type A, la position de la couche de cuivre varie et l'évolution de l'intensité de l'émission K_α est donc reliée à la perte d'énergie des électrons au cours de leur propagation dans la couche d'aluminium. Pour les cibles de type B, la couche de cuivre est toujours située à la même profondeur, seule l'épaisseur d'aluminium en face arrière varie. Cette dernière peut influer sur le nombre d'électrons recirculant dans la couche de cuivre. Les cibles de type B permettent donc ici de comprendre l'importance de la recirculation des électrons.

Sur la Figure 4.5 (gauche) sont présentés les résultats concernant les cibles de type A pour les deux diagnostics de spectrométrie et d'imagerie X. Les échelles d'intensités entre les deux diagnostics sont identiques à un facteur 20 près. L'évolution de l'intensité de l'émission Cu-K_α est tracée en fonction de la profondeur de la couche fluorescente de cuivre. On observe ainsi une décroissance de l'intensité, signature de la perte d'énergie du faisceau d'électrons au fur et à mesure de sa propagation dans la couche d'aluminium.

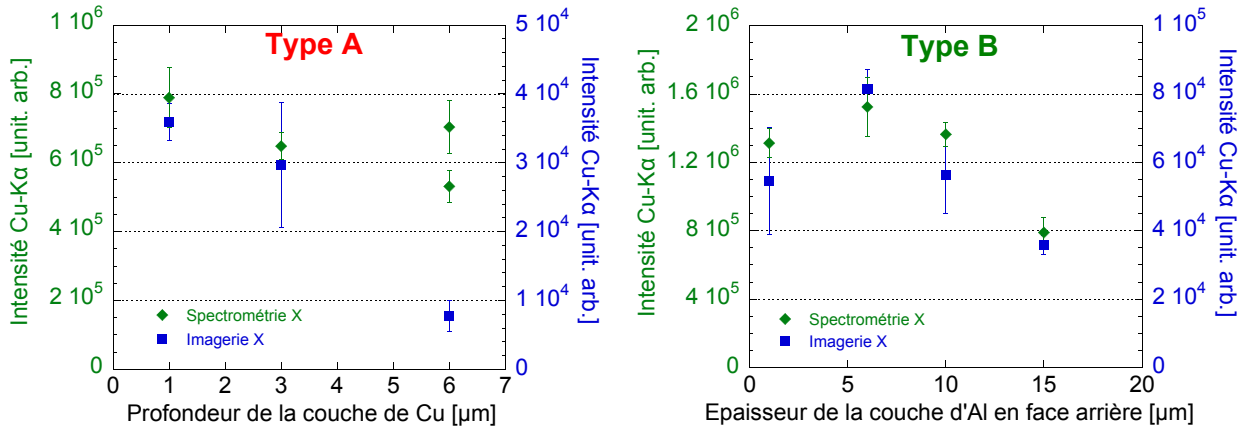

FIGURE 4.5 – Variation de l'intensité d'émission Cu-K_α obtenue à l'aide des diagnostics de spectrométrie (carrés bleus) et d'imagerie X (losanges verts). (gauche) Résultats pour les cibles de type A en fonction de la profondeur de la couche du traceur de cuivre. (droite) Résultats pour les cibles de type B en fonction de l'épaisseur de la couche de propagation d'aluminium en face arrière. Chaque point correspond à une moyenne faite sur une dizaine de tirs laser.

L'évolution de l'intensité de l'émission K_α pour les cibles de type B est tracée sur la Figure 4.5 (droite). Bien que la couche de cuivre soit toujours située à $1\,\mu$m de profondeur, l'intensité décroit lorsque l'épaisseur de la couche de propagation d'aluminium en face arrière augmente. Ce résultat pourrait être la signature de la recirculation des électrons. Celle-ci, plus importante pour des cibles de faible épaisseur, augmente l'intensité de l'émission K_α suite aux passages multiples du faisceau d'électrons. Lorsque l'épaisseur de la cible augmente, les électrons recirculant dans la cible ont un trajet plus important à parcourir avant d'atteindre une deuxième fois la couche de cuivre. De ce fait, ils sont davantage ralentis et ne contribuent donc que faiblement à la fluorescence de la couche de cuivre.

Caractéristiques spatiales du faisceau d'électrons rapides

La mesure de la taille de la tache d'émission Cu-K_α en face arrière de la cible permet de remonter aux caractéristiques spatiales du faisceau d'électrons dans une gamme d'énergie supérieure à $\sim 20\,$keV (voir Figure 3.3). Son diamètre est tracé sur la Figure 4.6 (gauche) pour les cibles de type A, où chaque point correspond à une moyenne sur une dizaine de tirs laser. On remarque ainsi que le diamètre est relativement constant en fonction de la profondeur de la couche de traceur, signature d'une propagation collimatée du faisceau d'électrons, du moins sur la première dizaine de microns. Le diamètre mesuré, de l'ordre de $45\,\mu$m, est cependant bien plus grand que le diamètre de la tache focale de la chaîne laser UHI100 ($\sim 9\,\mu$m), voire plus grand que le diamètre de $\sim 20\,\mu$m des "ailes" de la tache focale à l'intensité $\sim 10^{18}\,$W.cm^{-2}. Ce phénomène, récurrent dans les expériences d'interaction laser-solide, n'est à l'heure actuelle pas encore bien connu. Il pourrait être dû aux mécanismes de génération, où les champs auto-générés pourraient diffuser radialement les électrons sur des épaisseurs de matière relativement faibles. La recirculation des électrons pourrait également contribuer de façon non négligeable à l'élargissement de la tache K_α pour cette épaisseur de cible [Ovchinnikov 11].

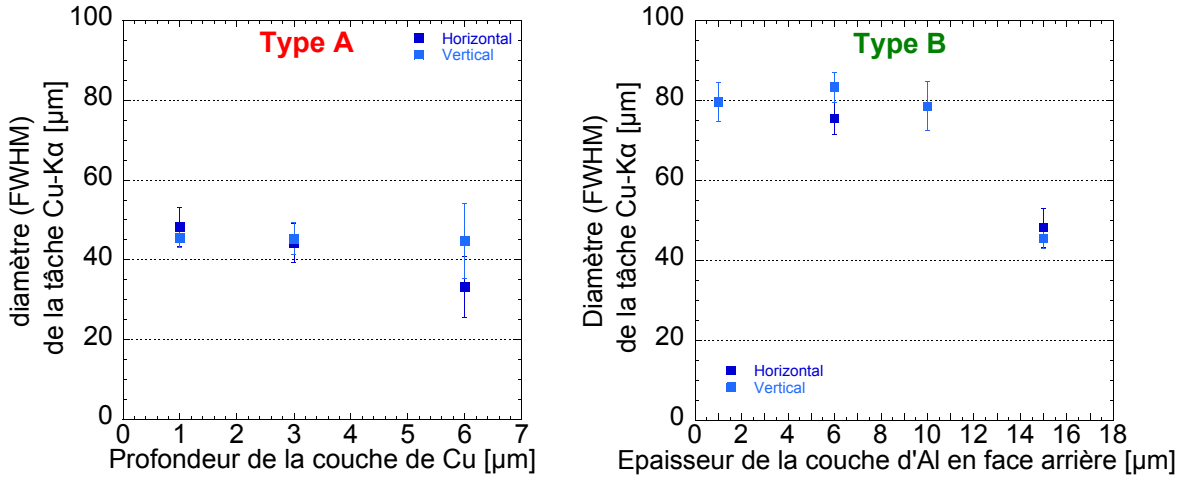

FIGURE 4.6 – Évolution du diamètre (FWHM) de la tache Cu-K_α en face arrière de la cible en fonction de la profondeur de la couche de Cu pour les cibles de type A (gauche) ou en fonction de l'épaisseur de la couche d'Al en face arrière pour les cibles de type B (droite). Les diamètres verticaux sont représentés par des carrés bleu clair et les diamètres horizontaux par des carrés bleu foncé.

Sur la Figure 4.6 (droite) est présentée l'évolution du diamètre de la tache d'émission K_α en face arrière pour les cibles de type B. Celui-ci est constant et très élevé, $\sim 80\,\mu$m, pour des épaisseurs d'aluminium en face arrière inférieures à $15\,\mu$m. Au-delà, le diamètre passe brusquement de $\sim 80\,\mu$m à $\sim 45\,\mu$m (correspondant aux résultats mesurés pour les cibles de type A). Pour des cibles de faible épaisseur, les électrons recirculant dans la cible ont la possibilité d'effectuer des passages multiples dans le traceur de cuivre avant de céder toute leur énergie cinétique. De plus en plus dispersés à chaque passage, les électrons recirculant provoquent l'élargissement de la tache d'émission K_α. Lorsque l'épaisseur augmente, le nombre d'électrons recirculant et le nombre de passages deviennent moins importants. De ce fait, la taille de la tache d'émission K_α est plus petite et essentiellement associée au premier passage du faisceau d'électrons.

4.2.2 Étude de l'émission visible en face arrière

L'émission visible a principalement été utilisée dans le cadre des cibles de type B possédant une couche de propagation d'aluminium d'épaisseur variable en face arrière.

Caractéristiques temporelles de l'émission

La caméra à balayage de fente, ou caméra *streak*, permet d'observer la dynamique temporelle de l'émission visible en face arrière de la cible. Trois types d'images ont été obtenus durant l'expérience :

- **Images "lentes"** : elles sont obtenues à l'aide d'une fenêtre d'acquisition de 10 ns et pour une taille de fente, en entrée de caméra, de $100\,\mu$m. Elles possèdent ainsi une

résolution temporelle d'environ 80 ps. Ces images permettent d'observer l'évolution de l'émission sur une échelle de temps caractéristique de l'expansion hydrodynamique.
- **Images "rapides"** : la fenêtre d'acquisition est ici plus courte : 2 ns. La taille de la fente est de 100 μm et la résolution temporelle est d'environ 16 ps. Il est alors possible d'étudier avec plus de précision le début de l'émission, c'est-à-dire juste après le passage du faisceau d'électrons rapides.
- **Images rapides à deux dimensions spatiales** : la fenêtre d'acquisition est de 0.5 ns. La taille de la fente est, quant à elle, fixée à 5 mm. Le fait d'utiliser une fente large dégrade la résolution temporelle, qui n'est plus que de 0.2 ns. Néanmoins, elle permet d'obtenir des images instantanées bidimensionnelles de phénomènes dont la durée caractéristique est inférieure à cette résolution. Ce mode d'acquisition est utilisé pour imager les phénomènes très brefs (quelques ps), tels que le CTR [Santos 02].

Ceci est résumé dans la Table 4.1.

Type d'image	Fenêtre d'acquisition	Taille de la fente	Rés. temporelle
rapide à 2D spatiales	0.5 ns	5 mm	195 ps
rapide	1.92 ns	100 μm	15 ps
lente	10.09 ns	100 μm	79 ps

TABLE 4.1 – Caractéristiques des différentes fenêtres d'acquisition (calibre) utilisées.

La Figure 4.7 présente deux exemples d'images (lente et rapide) obtenues avec une fenêtre d'acquisition de 2 ns (haut) et 10 ns (bas). Les profils temporels associés sont affichés à droite de chacune des images. Regardons en détail la façon dont se décompose temporellement le rayonnement émis en face arrière des cibles.

On observe dès les premiers instants un pic d'émissivité de courte durée (quelques picosecondes) et intense (1). Celui-ci apparaît juste après la traversée du faisceau d'électrons rapides en face arrière de la cible, et peut être attribué à plusieurs mécanismes, tels que les rayonnements de transition, synchrotron ou encore thermique. Le plasma, généré par les électrons en face arrière, se détend ensuite dans le vide et voit sa température chuter. Cela se traduit par une décroissance de l'émissivité durant un intervalle de temps dépendant de la température initiale (2). Puis l'émissivité remonte de nouveau (3), probablement suite à une onde de choc débouchant en face arrière. Celle-ci serait provoquée par un chauffage très inhomogène entre les faces avant et arrière de la cible. Enfin, le signal s'élargit et se décale spatialement, du fait de l'expansion radiale et longitudinale du plasma dans le vide (4).

Origine du premier rayonnement émis

Le rayonnement émis en face arrière de la cible permet de remonter aux caractéristiques spatiale et spectrale du faisceau d'électrons rapides l'ayant généré. Il correspond à la superposition de plusieurs mécanismes associés à différentes populations électroniques. Nous en citons ici les principaux [Santos 02, Santos 07] :
- **Le rayonnement thermique** : suite au chauffage de la cible, il peut être d'origine résistive via la neutralisation du courant d'électrons incidents par le courant de retour.

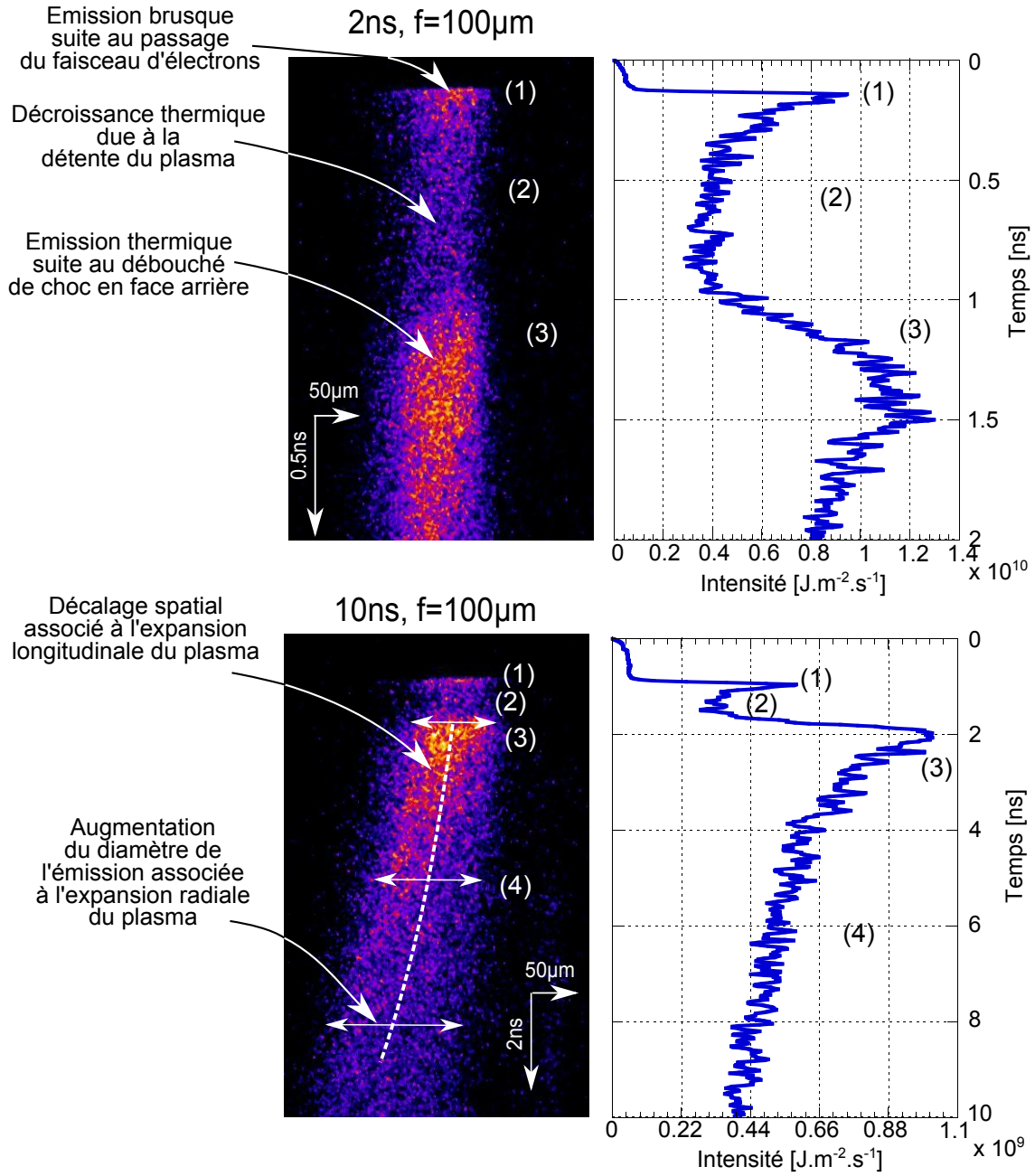

FIGURE 4.7 – (gauche) Exemples d'images résolues en temps pour une cible de type B possédant une couche d'aluminium en face arrière de 6 μm d'épaisseur. Le filtre interférentiel employé est centré à 405 nm. Les fenêtres d'acquisition sont de 2 ns (haut) et 10 ns (bas). (droite) Profils temporels associés aux images de gauche.

Il peut être également dû aux collisions des électrons du faisceau avec les atomes, ions et électrons du milieu traversé. Le rayonnement thermique est associé aux électrons d'énergie modérée, composant la plus grande partie du spectre électronique.

– **Le rayonnement dû à la force de rappel électrostatique** : lorsque le faisceau d'électrons traverse l'interface cible-vide, il génère un défaut de charge derrière lui, provoquant l'apparition d'un fort champ électrostatique tendant à le rappeler vers la

cible. En étant freinés, les électrons émettent alors un rayonnement de type synchrotron.
- **Le rayonnement de transition** émis par le faisceau d'électrons au passage de l'interface milieu-vide (voir section 3.3.1). Il s'agit du rayonnement cohérent de transition (CTR) représentatif de la population d'électrons relativistes ($E >$ MeV). Cette émission se caractérise généralement par une émission très brève et beaucoup plus intense que les rayonnements cités précédemment. Elle est essentiellement émise aux fréquences harmoniques du laser et est la signature d'une accélération pulsée des électrons en micro-paquets.
- **Le rayonnement bremsstrahlung** produit par les collisions des électrons avec les ions du milieu. Ce rayonnement est négligeable par rapport aux autres rayonnements cités jusqu'à présent, notamment dans le cas de cibles optiquement épaisses tel l'aluminium.

Le rayonnement bremsstrahlung pouvant être considéré comme négligeable ici, l'émission est essentiellement dominée par les trois mécanismes précédemment cités. Pour dissocier le rayonnement thermique du CTR, il suffit d'utiliser les caractéristiques temporelles et spectrales de ce dernier. Le CTR est, en effet, émis de façon très brève et intense, à la différence de l'émission thermique. Cette caractéristique confère la possibilité d'utiliser la caméra streak dans une configuration atypique, couplant une fenêtre d'acquisition de 0.5 ns à une fente de 5 mm d'ouverture. Cela permet de figer le CTR temporellement tout en ayant une résolution spatiale bidimensionnelle. Les images obtenues renseignent alors sur les caractéristiques spatiales de la partie haute énergie du faisceau d'électrons rapides [Santos 02, Santos 03].
De plus, le CTR est émis principalement aux fréquences harmoniques du laser. L'utilisation d'un filtre interférentiel permet alors de le dissocier en partie du rayonnement thermique [1]. En l'occurrence ici deux filtres interférentiels sont employés, l'un à 532 nm et l'autre à 405 nm. Le premier filtre, transmettant dans le domaine visible, permet de collecter essentiellement le rayonnement d'origine thermique relatif aux électrons d'énergie modérée. Le second, centré sur la seconde harmonique du laser, collecte également du rayonnement thermique mais surtout l'émission CTR. Dans ce dernier cas, le signal détecté renseigne donc plutôt sur la partie très haute énergie du faisceau d'électrons.
Les résultats obtenus sont présentés sur la Figure 4.8 pour les cibles de type B et pour les deux filtres interférentiels.

Ils montrent que le CTR n'est visible que dans le cas d'une cible possédant une couche d'aluminium de 1 μm d'épaisseur en face arrière. Pour les autres épaisseurs de cible, le CTR est complètement noyé dans un signal beaucoup plus lent, associé à une "queue" d'émission correspondant au rayonnement thermique.
Étant représentatif d'une population d'électrons relativistes, le CTR n'est pas censé chuter lorsque l'épaisseur de la cible augmente de quelques microns, à la différence de l'émission thermique [Santos 07]. Cela signifie que les électrons relativistes (d'énergie > 2 MeV) sont très peu nombreux et que l'essentiel du spectre électronique est composé d'électrons d'énergie modérée (< 1 MeV). Ce résultat n'est pas surprenant, dans la mesure où, dans d'autres expériences réalisées à contraste temporel modéré ($< 10^7$), la queue relativiste du spectre d'électrons rapides provient d'un couplage laser avec le pré-plasma sous-dense. Ce dernier est absent ici du fait d'un contraste temporel laser amélioré ($> 10^{10}$).

1. Les filtres interférentiels ne transmettent qu'une bande très restreinte (une dizaine de nanomètres.) du rayonnement émis autour d'une longueur d'onde donnée

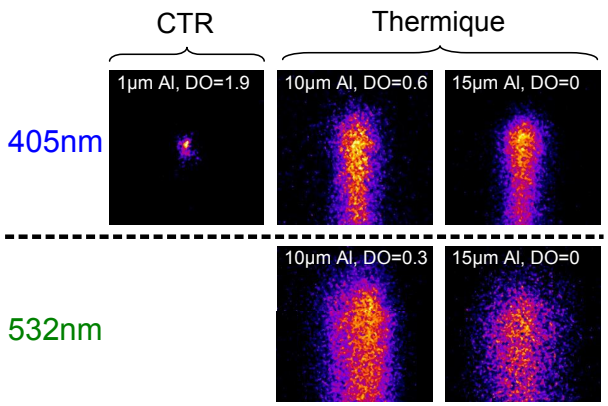

FIGURE 4.8 – Taches d'émission visibles obtenues en face arrière des cibles de type B, à l'aide de la caméra à balayage de fente pour une fenêtre d'acquisition de 0.5 ns et une fente large de 5 mm, pour plusieurs épaisseurs de la couche d'aluminium en face arrière et à deux longueurs d'ondes différentes (405 et 532 nm). L'échelle de couleur n'est pas la même entre chaque image.

Mesure de la divergence

La première émission observée est donc la signature du passage du faisceau d'électrons rapides. Elle permet donc de remonter à ses caractéristiques spatiales : connaissant le diamètre (FWHM) de l'émission en face arrière, et ce, pour différentes épaisseurs de cible, il est possible de connaître la divergence du faisceau d'électrons rapides. La mesure du diamètre est faite à partir d'images obtenues avec des fenêtres d'acquisition de 0.5 et 2 ns, permettant de dissocier clairement le premier rayonnement de celui généré par le débouché de l'onde de choc. Les images sont répertoriées dans la Figure 4.9 (gauche). L'évolution du diamètre de la tache d'émission en face arrière en fonction de l'épaisseur de la couche d'aluminium est, quant à elle, représentée sur la Figure 4.9 (droite) pour les deux filtres interférentiels. Les mesures sont prises à $t = 0$ afin que la zone émettrice ne s'agrandisse pas par conduction de chaleur.

Une différence importante est observable entre les diamètres à 405 et 532 nm. Ces derniers sont, en effet, deux fois plus grands. Ce résultat n'est pas physique et est attribué à une mauvaise mise au point de l'émission à 532 nm dû à un effet de chromatisme, et ce, malgré l'utilisation d'un doublet achromatique comme lentille pour l'imagerie de la face arrière des cibles. L'angle de divergence du faisceau d'électrons rapides peut cependant être estimé dans les deux cas. Dans nos conditions expérimentales, il est égal à $31 \pm 6°$. Ce résultat est en accord avec celui obtenu par Santos et *al.* [Santos 07] dans le cadre d'une énergie et d'une intensité laser sur cible équivalentes, mais avec un moins bon contraste temporel ($\sim 10^7$).
A noter également que les taches d'émission en face arrière des cibles possèdent des diamètres bien supérieurs à celui de la tache focale du laser. La recirculation des électrons, comme dans le cas de l'émission K_α, peut en être ici la cause.

Estimation du chauffage par les électrons

Le faisceau d'électrons rapides, ayant chauffé la matière sur son passage, provoque la détente d'un plasma en face arrière de la cible. La détente s'accompagne d'un refroidissement de la matière se traduisant ensuite par une décroissance de l'émission (phase (2) de la

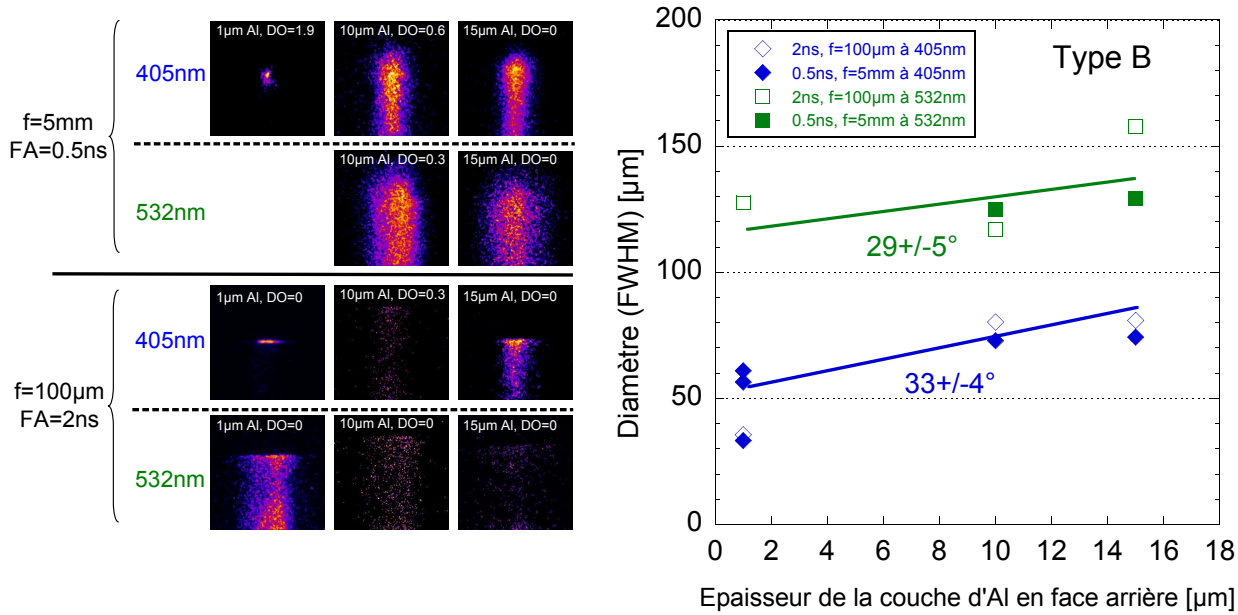

FIGURE 4.9 – (gauche) Images utilisées pour mesurer le diamètre de l'émission optique en face arrière des cibles de type B. Elles sont associées à deux fenêtres d'acquisition différentes (0.5 et 2 ns) ainsi qu'aux deux filtres interférentiels (405 et 532 ns).(droite) Évolution du diamètre de la tache d'émission pour les deux longueurs d'ondes, en fonction de l'épaisseur de la couche d'aluminium en face arrière.

Figure 4.7). Cette détente s'avère être d'autant plus rapide et le temps de décroissance de l'émission d'autant plus court que la température en face arrière de la cible est élevée. En estimant le temps de décroissance de l'émission thermique, il est donc possible de remonter à la température de la cible en face arrière et d'étudier le chauffage provoqué par le faisceau d'électrons. Ce temps τ de décroissance est obtenu en ajustant le profil d'émission par une fonction exponentielle décroissante du type $\exp(-t/\tau)$. Des exemples sont présentés dans la Figure 4.10 (gauche) pour des cibles de type B possédant une couche d'aluminium en face arrière d'épaisseur 1, 6 et 15 μm. Les courbes d'ajustement sont représentées en tirets noirs.

Sur ces deux figures, on remarque que le temps de décroissance augmente en même temps que l'épaisseur de la couche d'aluminium en face arrière de la cible. La température semble donc être plus élevée pour de petites épaisseurs de cible, indiquant un chauffage important à faible profondeur. La température peut être estimée en utilisant la loi de Rayleigh-Jeans (3.31), en mesurant l'intensité maximale de l'émission thermique associée à la sortie du faisceau d'électrons en face arrière de la cible. En effet, selon cette loi, le rayonnement émis [2] est une fonction linéaire de la température du plasma en face arrière. Ainsi, à une intensité donnée correspond une température. Les filtres utilisés transmettant non pas sur une seule longueur d'onde mais plutôt sur une gamme, l'émission totale, calculée avec la loi de Rayleigh-Jeans, doit être intégrée sur la gamme de longueurs d'onde transmises afin de pouvoir être comparée aux résultats expérimentaux :

2. On suppose ici que la face arrière de la cible rayonne tel un corps noir.

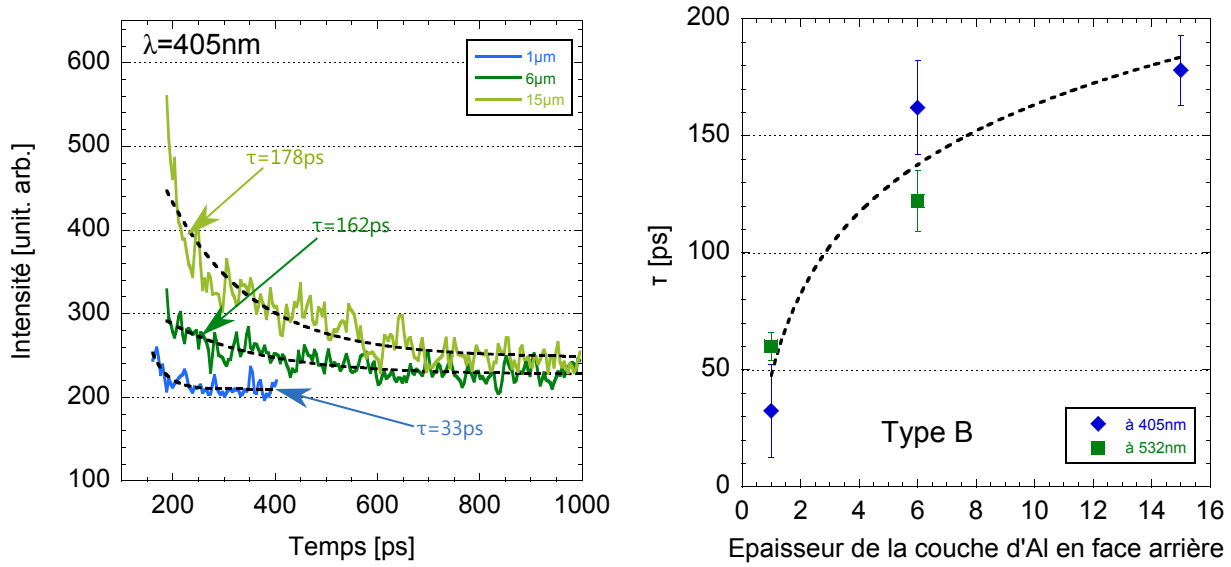

FIGURE 4.10 – (gauche) Profils d'intensité décroissants correspondant à la phase (2) et leur courbe d'ajustement de la forme $\exp(-t/\tau)$ (tirets noirs) pour 3 différentes épaisseurs de la couche de propagation en face arrière : 1 μm (bleu), 6 μm (vert foncé) et 15 μm (vert clair) à 405 nm. Remarquons que, par souci de visibilité, l'échelle verticale n'est pas la même pour les trois courbes. (droite) Évolution du temps de décroissance τ mesuré expérimentalement pour les deux longueurs d'onde (405 et 532 nm) en fonction de l'épaisseur de la couche d'aluminium en face arrière des cibles de type B.

$$L_{total} = \int_{\lambda_{min}}^{\lambda_{max}} L_{RJ}(T,\lambda)d\lambda = \frac{2}{3}ck_BT_e\left(\frac{\lambda_{max}^3 - \lambda_{min}^3}{\lambda_{max}^3\lambda_{min}^3}\right), \tag{4.1}$$

où λ_{max} et λ_{min} représentent les bornes maximale et minimale de la plage d'intégration sur les longueurs d'ondes. Les résultats obtenus sont tracés sur la Figure 4.11.

On observe une chute de la température à mesure que l'épaisseur d'aluminium en face arrière augmente. En effet, pour une épaisseur de 1 μm, la température moyenne estimée en face arrière est de $\sim$ 100 eV, impliquant un important chauffage à faible profondeur. La température baisse ensuite progressivement jusqu'à $\sim$ 10 eV pour une épaisseur de 16 μm. Cette tendance est en accord avec les résultats de la Figure 4.10 (droite), qui prédisait également une diminution importante de la température en face arrière de la cible avec son épaisseur. Au vu de ces résultats nous pouvons supposer que, dans le cas d'une cible épaisse, en ne considérant qu'un seul passage des électrons dans la cible, le taux d'énergie déposée se caractérise par un important gradient décroissant avec la profondeur. Néanmoins, nous devons également considérer que la recirculation des électrons, plus importante pour des cibles plus minces, peut au moins en partie expliquer l'allure du graphe de la Figure 4.11. Notamment Pérez et *al*. [Perez 10b] ont mesuré un important chauffage de cibles minces lorsque le contraste temporel du laser utilisé était amélioré (via un doublage en fréquence), du fait d'un confinement électrostatique des électrons aux extrémités des cibles provoquant leur recirculation. Par conséquent, dans notre cas, l'absence de piédestal laser peut être à l'origine d'une réinjection des électrons également en face avant de la cible. On se propose de distinguer le dépôt d'énergie dû au premier passage des électrons de celui dû à une recirculation par le

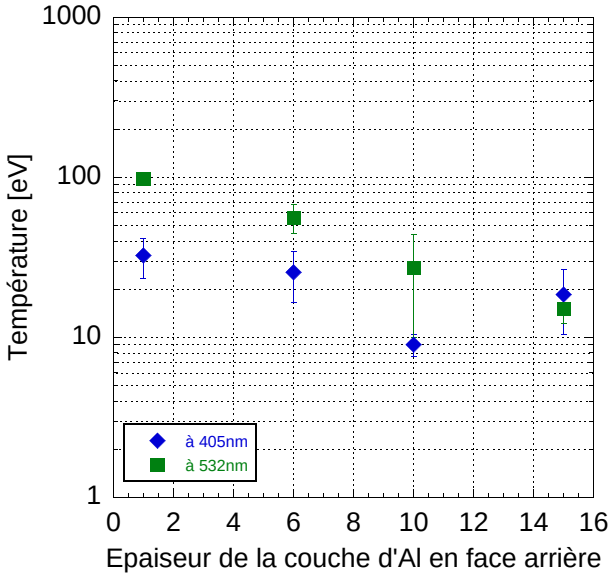

FIGURE 4.11 – Estimation de la température de la face arrière de la cible à l'aide de la loi de Rayleigh-Jeans en fonction de l'épaisseur de la couche d'aluminium. Les points sont tracés pour les deux longueurs d'onde observées : à 405 nm (losanges bleus) et à 532 nm (carré verts).

biais de simulations numériques.

Estimation de la vitesse de l'onde de choc

La décroissance thermique, provoquée par la détente du plasma, est suivie d'une seconde émission très intense, probablement produite lors du débouché d'une onde de choc en face arrière de la cible. Cette onde de choc n'est, semble-t-il, pas générée par la pré-impulsion du laser, du fait notamment de l'emploi d'un double miroir plasma augmentant de manière importante le contraste temporel. Elle doit être plutôt attribuée, selon Santos et *al.* [Santos 07], à un chauffage inhomogène entre les faces avant et arrière de la cible, comme il en est question ici.

La vitesse de l'onde de choc peut être calculée en mesurant le temps du débouché de choc pour différentes épaisseurs de la couche d'aluminium en face arrière de la cible. Les mesures ont été réalisées sur des cibles de type B pour des fenêtres d'acquisition de 2 et 10 ns. L'ensemble des résultats est présenté dans la Figure 4.12. Un ajustement linéaire des données expérimentales permet d'estimer la vitesse de l'onde de choc à environ $(2.6\times\pm0.4)\times10^4$ m.s^{-1}.

Les temps de débouché du choc selon l'épaisseur, ainsi que l'estimation de sa vitesse, seront par la suite comparés à des simulations hydrodynamiques afin de caractériser le gradient de température au sein des cibles.

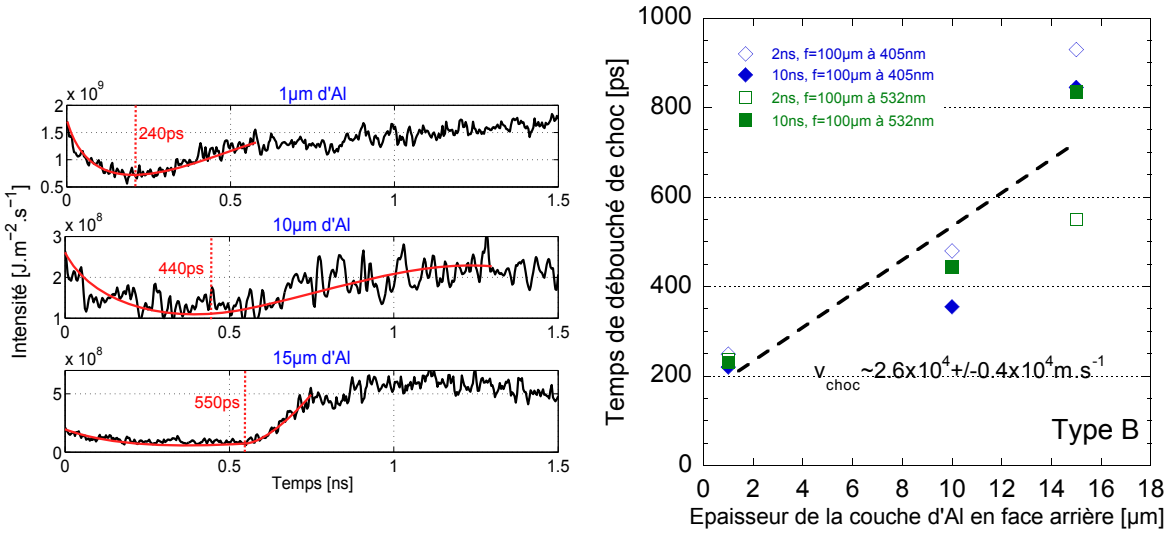

FIGURE 4.12 – (gauche) Profils des images obtenues pour une fenêtre d'acquisition de 2 ns et pour un filtre interférentiel à 532 nm, mettant en évidence l'augmentation du temps de débouché de choc en fonction de l'épaisseur de la couche arrière d'aluminium d'une cible de type B.(droite) Évolution du temps de débouché de choc en fonction de l'épaisseur de la couche d'aluminium en face arrière d'une cible de type B.

4.3 Simulations numériques de la génération et du transport des électrons

Cette section détaille les résultats de simulations réalisées avec le code 2D PIC CALDER [Lefebvre 03] ainsi que le code de transport hybride PâRIS [Gremillet 01].

Le code 2D PIC CALDER a permis de caractériser la source d'électrons rapides. Ce type de simulations donne, en effet, la possibilité de reproduire numériquement l'interaction d'un laser avec un plasma et ainsi de résoudre temporellement le spectre en énergie ainsi que la distribution angulaire du faisceau d'électrons au niveau de la source.

Le code de transport hybride (PâRIS) était utilisé dans le but d'étudier le transport du faisceau d'électrons rapides au travers de la cible.

4.3.1 Simulations PIC de la source d'électrons rapides

Paramètres de simulation

L'interaction de l'impulsion laser de la chaîne UHI100 avec la cible est reproduite à l'aide du code 2D PIC CALDER. Pour cela, une petite partie de la cible d'aluminium est simulée. Les dimensions de la boîte de simulation sont : $x \times y = 19 \times 190\,\mu$m, où x et y correspondent à la largeur et la hauteur respectivement. Dans la largeur, la première moitié de la boîte de simulation est composée de vide alors que la seconde moitié, représentant la cible, est composée d'atomes d'aluminium. Du fait du haut contraste temporel du laser, on suppose l'absence de pré-plasma sur la face avant de la cible. Les densité et température initiales de cette dernière sont fixées à $\rho_0 = 400 n_c$ et à $T_e = T_i = 0.01$ keV. Les collisions ne sont pas prises en compte dans le calcul afin, d'une part, d'alléger le temps de calcul, et d'autre part,

car pour de telles intensités laser les processus collisionnels de génération d'électrons sont négligeables, les chauffages d'écrantage et $\mathbf{J} \times \mathbf{B}$ étant prépondérants.

Le champ électromagnétique définissant l'impulsion laser arrive en incidence oblique (45°) par rapport à la normale à la cible. Les formes temporelle et spatiale de l'impulsion sont supposées gaussiennes de largeur à mi-hauteur (FWHM) 26 fs et 7.5 μm respectivement. L'intensité pic est atteinte à $t = 223\omega_0^{-1} \approx 120$ fs et vaut $a = 5$ c'est à dire $I_{max} = 3.4 \times 10^{19}$ W.cm^{-2}. La longueur d'onde du laser est prise égale à 0.8 μm. L'ensemble des paramètres utilisés sont récapitulés dans la Table 4.2.

Paramètres	Valeurs
Boite de simulations	
Dimensions	$120 \times 1200c/\omega_0 = 19 \times 190\,\mu$m
Durée de simulation	$680\omega_0^{-1} \approx 360$ fs
Cible	
Densité $n_{e,max}$	$400n_c \sim 4 \times 10^{23}$ cm^3
Température	$T_e = T_i = 0.01$ keV
Z, A	13, 27
Laser	
I_{max}	3.4×10^{19} W.cm^{-2}
Largeur spatiale(FWHM)	$47c/\omega_0(7.5\,\mu$m)
Largeur temporelle (FWHM)	$46\omega_0^{-1}(26$ fs)
Incidence	45°
Paramètres numériques	
Particule/cellule/espèce	100
Ordre du facteur de pondération	3

TABLE 4.2 – Paramètres de simulation utilisés en entrée du code CALDER pour reproduire l'interaction du laser UHI100 sur une cible d'aluminium.

Afin de caractériser la population d'électrons rapides au niveau de la source, une sonde est placée à la position $x = 62 - 66c/\omega_0 \sim 9\,\mu$m, c'est-à-dire juste derrière la face avant de la cible.

A l'issue de la simulation, 11.5% de l'énergie du laser ont été transférés aux particules présentes dans la cible. Le chauffage numérique (augmentation artificielle de l'énergie dans la boîte de simulation) est estimé à environ 2.5% en fin de simulation.

Rendement de conversion laser→électrons

Le rendement de conversion laser→électrons est estimé en mesurant l'énergie cinétique totale contenue dans une gamme donnée d'énergie des électrons, au-delà de la région d'absorption laser ($x > 62c/\omega_0$), et en la normalisant à l'énergie laser ayant atteint jusque là la cible. Les pertes de particules au travers des frontières de la boîte de simulation sont négligées. Les résultats sont récapitulés dans la Table 4.3 pour différentes gammes d'énergie des électrons et à trois instants encadrant l'arrivée du maximum de l'impulsion laser.

Lors de l'arrivée du maximum de l'impulsion, le rendement de conversion atteint un maximum d'environ 7.7%, ce qui semble assez faible comparé aux chiffres annoncés dans

	Total ($E > 0.02$)	$0.02 < E < 0.1$	$0.1 < E < 0.5$	$0.5 < E < 1$	$E > 1$
$t = 210\omega_0^{-1}$	7.7%	1.6%	3%	1.7%	1.5%
$t = 227.5\omega_0^{-1}$	7.5%	1.6%	2.9%	1.6%	1.3%
$t = 245\omega_0^{-1}$	6.8%	1.6%	2.6%	1.4%	1%

TABLE 4.3 – Rendement de conversion laser→électrons calculé numériquement pour différentes gammes d'énergies des électrons rapides. E est exprimé en MeV.

l'introduction de cette thèse. On peut remarquer également que la plus grande partie de l'énergie laser est transférée aux électrons dont l'énergie est comprise entre 100 et 500 keV.

Fonction de distribution en énergie

La fonction de distribution en énergie est obtenue en mesurant l'énergie des électrons rapides passant au travers de la sonde tout au long de la simulation. On obtient ainsi une fonction de distribution dépendante du temps. Pour simplifier, celle-ci est moyennée temporellement. Elle est présentée sur les graphs de la Figure 4.13.

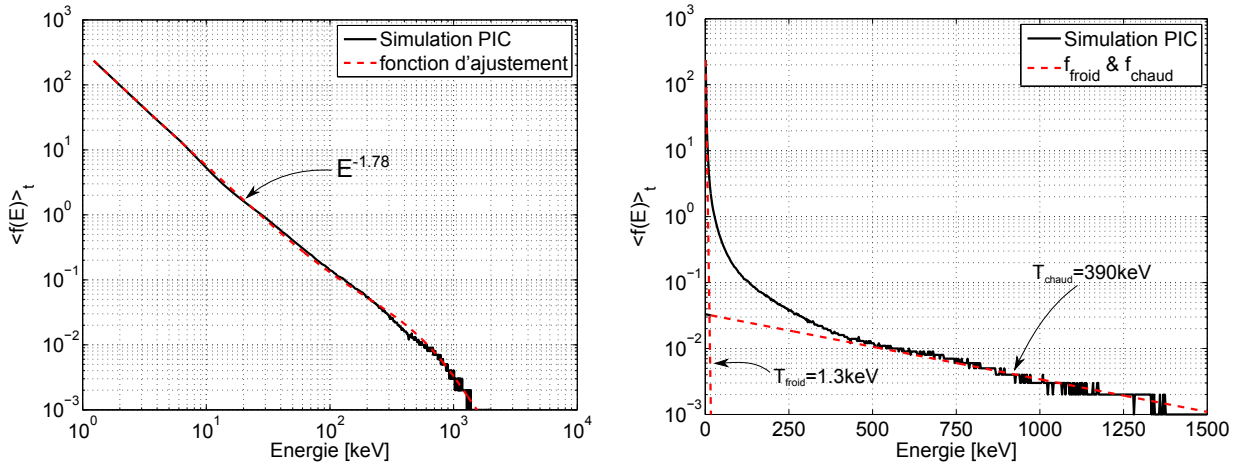

FIGURE 4.13 – (gauche) Fonction de distribution moyenne calculée numériquement à l'aide du code PIC CALDER (continu noir) et sa fonction d'ajustement $f(E)$ donnée par l'équation (4.2) (tirets rouges). (droite) Même fonction de distribution mais avec l'axe des abscisses en échelle linéaire. Les fonctions exponentielles f_{froid} et f_{chaud} sont tracées en tirets rouges.

On remarque ainsi, que dans nos conditions expérimentales, l'énergie maximale des électrons n'excède pas 2 MeV et leur énergie moyenne ($< E >= \int_0^\infty Ef(E)dE \ / \ \int_0^\infty f(E)dE$) est d'environ 21 keV. Ceci est dû au haut contraste temporel de l'impulsion laser qui empêche la formation d'un pré-plasma propice à l'accélération des électrons [Nuter 08]. Toutefois on distingue nettement deux populations ; l'une froide et l'autre chaude que l'on peut ajuster par deux fonctions exponentielles ($f_{froid} = N_{froid}\exp(-E/T_{froid})$ et $f_{chaud} = N_{chaud}\exp(-E/T_{chaud})$) afin d'en estimer les températures moyennes. Ces deux fonctions sont tracées sur la Figure 4.13 (droite). Ainsi la population d'électrons froids possède une température moyenne $T_{froid} \sim 1.3$ keV et la population d'électrons chauds une température $T_{chaud} = 390$ keV bien en-deçà des estimations faites à l'aide des formules de Beg (670 keV),

Haines (896 keV), Wilks (1.9 MeV) ou Kluge (1.31 MeV). Notons également que la fraction d'électrons chauds par rapport aux électrons froids, donnée par N_{chaud}/N_{froid}, est égale à $\approx 7 \times 10^{-5}$, confirmant la faible proportion d'électrons de haute énergie. Les fonctions exponentielles permettent d'avoir une bonne approximation sur les populations électronique de basses (quelques keV) et hautes (> 500 keV) énergies mais elles sous-estiment le nombre d'électrons d'énergies intermédiaires ($10 \geq E \geq 500$ keV). Afin de bien recoller à l'expérience il est nécessaire de reproduire au mieux l'ensemble du spectre électronique. Pour cela nous introduisons la fonction (4.2) qui s'avère plus précise et mieux adaptée pour le calcul de l'émission K_α ainsi que pour les simulations de transport d'électrons..

$$f(E) = \begin{cases} \left(\frac{E_0}{E}\right)^\alpha & \text{si } 10\,\text{keV} < E < 200\,\text{keV} \\ N_{chaud} \exp\left(-\frac{E}{T_{chaud}}\right) & \text{si } E \geq 200\,\text{keV}, \end{cases} \tag{4.2}$$

où $E_0 = 26.5$ keV, $\alpha = 1.78$, $N_{chaud} = 0.044$, $T_{chaud} = 390$ keV sont les coefficients d'ajustement de la fonction. Cette fonction est tracée sur la Figure 4.13 (gauche).

Fonction de distribution angulaire

Les électrons injectés dans la cible ne se propagent pas tous dans la même direction. Ils possèdent une certaine distribution angulaire dépendant non seulement de leur énergie, mais également de l'instant auquel ils sont générés[3]. Sur la Figure 4.14 sont présentées les fonctions de distribution angulaire obtenues numériquement à l'aide du code PIC CALDER à deux instants : $131.25\omega_0^{-1}$ (début de l'interaction laser-cible) et $218.75\omega_0^{-1}$ (juste avant le maximum de l'intensité laser sur cible). Chacune d'elles est associée à une gamme d'énergies des électrons différente.

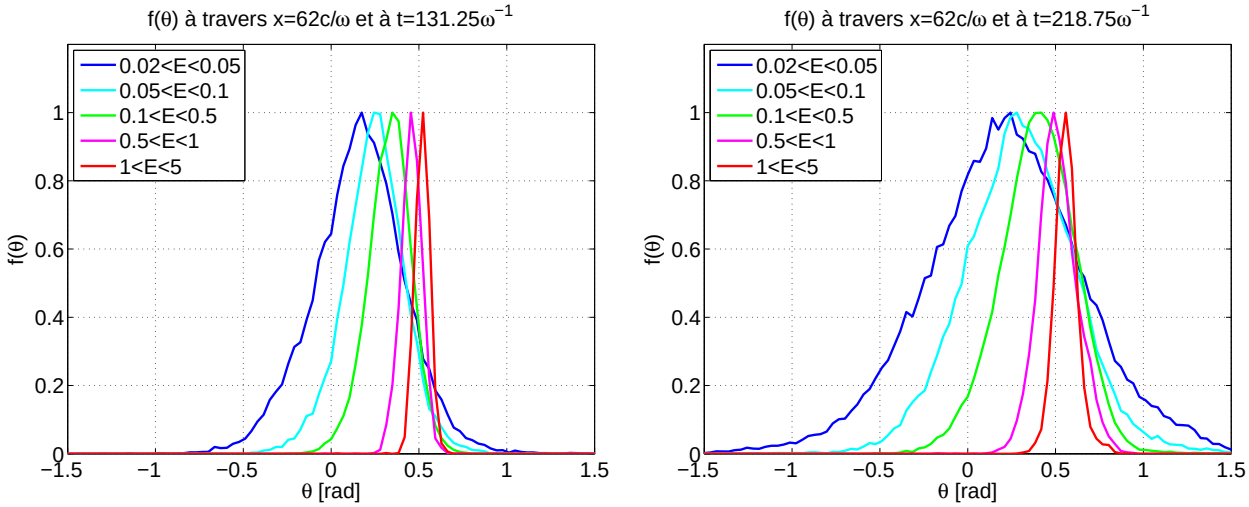

FIGURE 4.14 – Fonctions de distribution angulaire calculées numériquement à l'aide du code PIC CALDER à deux instants différents : $t = 131.25\omega_0^{-1}$ (gauche) et $t = 218.755\omega_0^{-1}$ (droite) et pour différentes gammes d'énergies.

3. En effet, au cours du temps la position du maximum d'intensité laser varie selon y, dû à l'angle d'incidence de 45° par rapport à la normale à la cible. Ainsi, la position et l'angle d'injection des électrons rapides varient.

Ces fonctions peuvent être ajustées par des gaussiennes de la forme :

$$f(\theta) = \exp\left[-\left(\frac{\theta-\theta_0}{\Delta\theta}\right)^2\right], \tag{4.3}$$

où θ_0 correspond à l'angle moyen de propagation des électrons par rapport à la normale à la cible et $\Delta\theta$ à la dispersion angulaire autour de cet angle moyen. On remarque ainsi que θ_0 dépend essentiellement de l'énergie des électrons et faiblement de t, et peut donc être approché par la formule issue de la conservation de la quantité de mouvement des électrons dans le plan de la cible [Sheng 00] :

$$\sin\theta_0 = \sin\theta_{\text{laser}}\sqrt{\frac{\gamma-1}{\gamma+1}}, \tag{4.4}$$

où θ_{laser} correspond à l'angle que fait le laser par rapport à la normale à la cible. Ainsi, les électrons de faible énergie sont principalement émis dans l'axe normal à la surface de la cible, tandis que les électrons très énergétiques sont émis préférentiellement vers l'axe du laser. $\Delta\theta$ diminue avec l'énergie des électrons, traduisant une meilleure collimation des électrons très énergétiques. Les valeurs de θ_0 et de $\Delta\theta$ sont ainsi calculées pour chaque pas de temps et gamme d'énergies des électrons. Les valeurs obtenues sont ajustées par des fonctions polynomiales qui sont ensuite utilisées pour modéliser la source d'électrons rapides dans les codes de transport, présenté par la suite.

4.3.2 Simulations du transport d'électrons

La caractéristiques de la source (fonctions de distribution en énergie, fonction de distribution angulaire et rendement de conversion laser→électrons) sont injectées comme conditions initiales dans le code de transport hybride PâRIS. Ce dernier, dont le principe est détaillé en Annexe C, permet de simuler la propagation du faisceau d'électrons au sein de la cible d'aluminium. Les résultats obtenus numériquement sont ensuite comparés à ceux obtenus expérimentalement.

Paramètres de simulations

Contrairement aux simulations PIC, les résolutions spatiales et temporelles requises sont moins contraignantes. Il est ainsi possible de simuler la propagation du faisceau d'électrons sur toute l'épaisseur des cibles. La résolution spatiale selon l'axe de propagation du faisceau d'électrons est alors $\Delta x = 0.2\,\mu$m pour les cibles de $19\,\mu$m et $\Delta x = 0.1\,\mu$m pour celles de plus faible épaisseur. Dans les directions transverses, elle est limitée à $\Delta y = \Delta z = 1\,\mu$m. La résolution temporelle est également adaptée suivant l'épaisseur de la cible : $\Delta t = 0.6$ fs pour les cibles de $19\,\mu$m et $\Delta t = 0.3$ fs pour les autres. A chaque pas de temps, 10000 électrons sont injectés dans la cible pour une simulation d'une durée totale de 900 fs. L'interaction laser est modélisée en supposant des profils spatial et temporel gaussiens de rayon $4.8\,\mu$m et de durée 30 fs (à $1/e$) respectivement. L'énergie totale du faisceau d'électrons injecté est de 0.07 J, supposant donc un rendement de conversion $\eta_{\text{laser}\to e}$ de 10% (une valeur proche des résultats obtenus avec les simulations PIC détaillées dans la section précédente). Les fonctions de distribution en énergie et angulaire du faisceau d'électrons, obtenues précédemment, sont

prises en compte par le biais des fonctions (4.2) et (4.3) respectivement, ne présentant aucune dépendance temporelle. Enfin, pour reproduire l'effet de recirculation des électrons dans la cible, les conditions aux bords réfléchissantes sont imposées.

Évolution de la température au sein de la cible

Sur la Figure 4.15 est représentée l'évolution spatio-temporelle de la température électronique T_e au sein d'une cible de 19 μm d'épaisseur totale (6 μm Al/ 3 μm Cu / 10 μm Al). On remarque ainsi qu'après environ une centaine de fs, le faisceau d'électrons rapides a totalement traversé la cible et atteint la face arrière. Lors de sa propagation une grande partie de son énergie est transmise au milieu, provoquant alors son chauffage. On remarque ainsi que la température électronique a considérablement augmenté suite au passage des électrons. Celle-ci atteint environ de 200 eV en face avant et environ 20 eV en face arrière. Par ailleurs, du fait des conditions aux bords réfléchissantes, les électrons arrivés en face arrière recirculent dans la cible et peuvent contribuer également à augmenter son chauffage. Cet effet reste néanmoins négligeable comparé au chauffage induit par le premier passage du faisceau, et tend seulement à chauffer faiblement le milieu en périphérie de l'axe de propagation. On peut également noter la légère discontinuité aux interfaces Al/Cu et Cu/Al du fait notamment des différences de résistivité et densité initiales entre les deux matériaux.

Sur la Figure 4.16 est tracé un bilan d'énergie du faisceau d'électrons se propageant dans une cible de 19 μm d'épaisseur totale. Elle met en évidence la répartition des pertes d'énergie au cours du temps. Les pertes d'énergie liées aux champs électriques et magnétiques, pouvant être considérées comme négligeables, ne sont pas représentées ici. On remarque ainsi que l'énergie totale contenue dans le faisceau d'électrons (0.07 J initialement) décroît à mesure que celui-ci se propage dans la cible (courbe en points bleus). Cette énergie est en effet dissipée dans la cible sous l'effet des pertes d'énergie résistives (courbe en points-tirets oranges) et collisionnelles (courbe en tirets verts). On observe notamment le fait que les pertes d'énergie liées aux effets résistifs prédominent sur les effets collisionnels, bien que ces derniers tendent à augmenter avec le temps. Par ailleurs, les pertes résistives ont lieu sur une durée relativement courte (200 fs) comparé aux pertes collisionnelles qui ont lieu jusqu'à la fin de la simulation. En effet, les pertes d'énergie par effets résistifs sont importantes tant que la densité de courant électronique j_b est suffisamment élevée. Les pertes d'énergie collisionnelles, quant à elles, persistent tant que les électrons recirculent dans la cible.

Comparaison à un modèle quasi-analytique de dépôt d'énergie

On se propose maintenant de comparer ces résultats à un modèle quasi-analytique de dépôt d'énergie par les électrons. Ce modèle mono-dimensionnel, développé par J. J. Santos et *al.* [Santos 07], permet de différencier clairement les différentes contributions résistives et collisionnelles au dépôt d'énergie. Pour cela, on injecte en face avant d'une cible d'aluminium [4] un faisceau d'électrons rapides, caractérisé par la fonction de distribution en énergie $f(E)$ (4.2) et par un profil temporel gaussien de durée 100 fs (FWHM), correspondant à ≈ 4 fois la durée de l'impulsion laser. Ceci tient compte de l'angle d'incidence et du temps pendant lequel la surface de la cible est effectivement irradiée par le laser. Pour prendre en compte la divergence du faisceau d'électrons, le rayon r du faisceau est supposé croître linéairement

4. Nous supposons ici une cible homogène d'aluminium dépourvue de couche de traceur de cuivre.

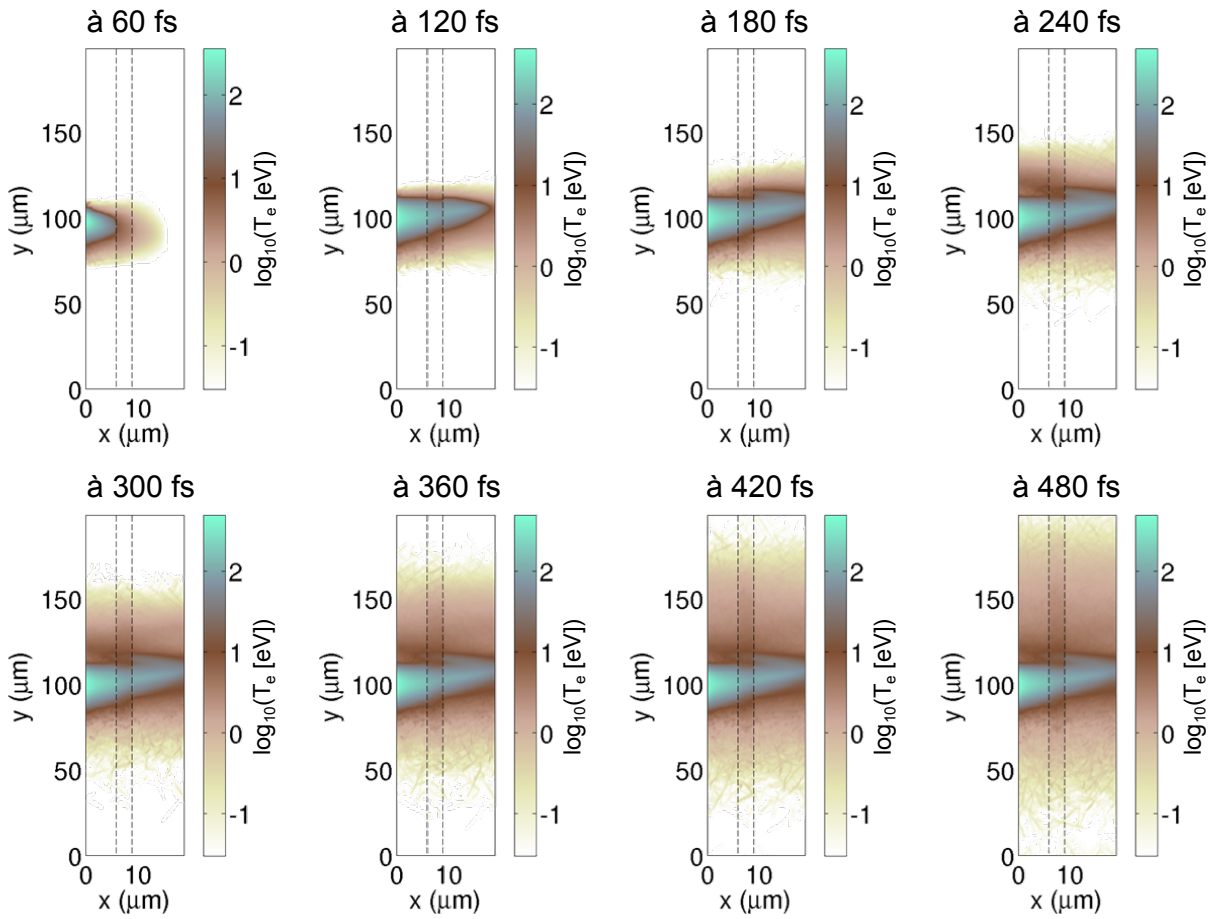

FIGURE 4.15 – Évolution spatio-temporelle de la température électronique T_e dans une cible de 19 μm d'épaisseur totale : 6 μm Al/ 3 μm Cu / 10 μm Al. L'échelle de couleur est logarithmique ($\log_{10}[T_e]$). La couche de cuivre est mise en évidence par les lignes en tirets.

en fonction de la profondeur x de la cible : $r(x) = r_0 + x \tan\theta$, où r_0 correspond au rayon initial du faisceau à $x = 0$ et θ sa divergence. Ces deux derniers paramètres sont choisis conformément aux résultats expérimentaux. Ainsi $r_0 = 22.5\,\mu$m et $\theta = 15°$, en accord avec les résultats de la Figure 4.9 (droite). De même que pour les simulations hybrides, le rendement de conversion $\eta_{\text{laser}\to e}$ est fixé à 10%. Ce modèle suppose une neutralisation parfaite du courant incident. Les pertes d'énergie résistives et collisionnelles sont calculées via les équations 2.78 et 2.79 introduites dans le chapitre 2. La résistivité du milieu est estimée à l'aide du modèle de Eidmann-Chimier, développé en section 2.3.3, en supposant $T_i = 0.03\,$eV. Pour finir, notons que ce modèle ne prend pas en compte la recirculation des électrons dans la cible. Néanmoins, comme observé avec les simulations hybrides, la recirculation ne contribue que très faiblement au chauffage de la cible.

Une comparaison des résultats obtenus avec le modèle quasi-analytique de dépôt d'énergie (continu noir) et le code PâRIS (tirets noirs) est présentée sur la Figure 4.17 (gauche). Il s'agit d'une estimation de l'évolution de la température au sein d'une cible de 19 μm d'épaisseur totale, en fonction de la profondeur. Ces simulations sont également comparées aux mesures

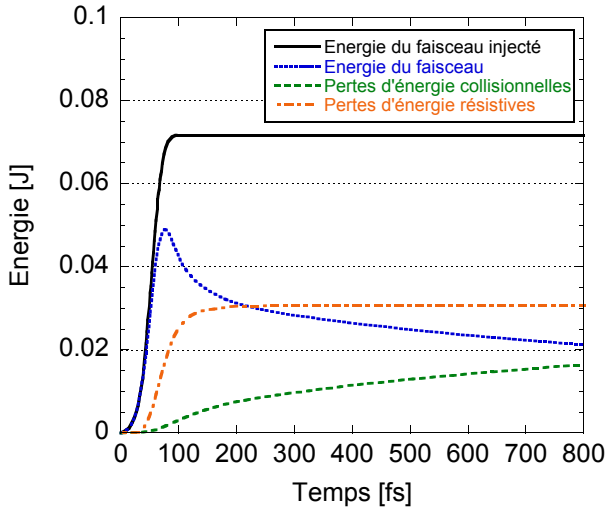

FIGURE 4.16 – Évolution temporelle du bilan d'énergie dans le cas d'une cible de 19 μm d'épaisseur totale : 6 μm Al/ 3 μm Cu / 10 μm Al. L'énergie du faisceau d'électrons injecté (noir continu), l'énergie du faisceau d'électrons au cours de sa propagation (points bleus) ainsi que les pertes d'énergie collisionnelles (tirets verts) et résistives (points-tirets orange) y sont détaillées. Les pertes d'énergie électriques et magnétiques ne sont pas présentées ici.

expérimentales détaillées sur la Figure 4.11 obtenues pour une cible de 19 μm d'épaisseur (grands carrés verts et bleus). On observe ainsi un bon accord entre le modèle simple, les simulations hybrides et les résultats expérimentaux, permettant d'estimer une température d'environ $10 - 20$ eV en face arrière. A l'instar de ce qui a été observé sur la Figure 4.15, le modèle prévoit un important gradient de température entre les faces avant et arrière de la cible d'aluminium. La température en face avant est ainsi estimée à environ $100 - 200$ eV. Pour vérifier ceci, les points expérimentaux mesurés en face arrière de cibles de plus faibles épaisseurs (5, 10 et 14 μm) sont également tracés (petits carrés verts et bleus). On observe ainsi un bon accord entre les résultats expérimentaux et les simulations.

Sur la Figure 4.17 (droite) sont présentées les différentes contributions (collisionnelles et résistives) au chauffage de la cible, calculées à partir du modèle de dépôt d'énergie. On remarque ainsi que le chauffage dû aux effets résistifs est nettement supérieur à celui d'origine collisionnel, et ce, sur toute la profondeur de la cible.

Il s'agit maintenant de savoir si cet important gradient de température entre les faces avant et arrière de la cible serait à l'origine de la remontée de l'émission visible observée expérimentalement plusieurs centaines de picosecondes après le passage du faisceau d'électrons rapides (voir (3) sur la Figure 4.7).

4.3.3 Simulations hydrodynamiques du transport thermique au sein de la cible

Afin de vérifier le rôle du gradient de température sur la formation d'un onde de choc qui serait responsable de la remontée de l'émission visible en face arrière de la cible, des simulations hydrodynamiques bidimensionnelles ont été réalisées par M. Touati, J.-L. Feugeas et Ph. Nicolaï (Laboratoire CELIA, Université de Bordeaux) à l'aide du code CHIC (voir

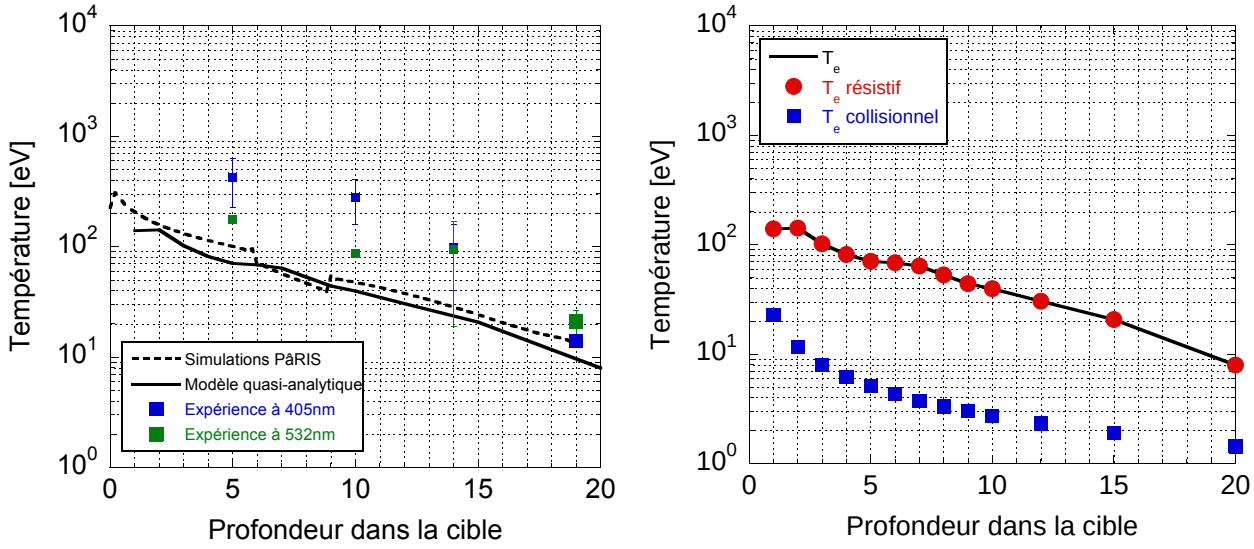

FIGURE 4.17 – (gauche) Comparaison des profils de température au sein d'une cible de 19 μm d'aluminium, obtenus avec le modèle quasi-analytique de dépôt d'énergie par les électrons rapides (continu noir) et les simulations hybrides PâRIS (tirets noirs). Ces résultats sont également comparés aux mesures expérimentales présentées dans la Figure 4.11 (carrés verts et bleus). (droite) Mise en évidence des différentes contributions au chauffage de la cible : résistive (ronds rouges), collisionnelle (carrés bleus). La courbe continue noire est la même que celle présentée sur la figure de gauche et correspond à $\max(T_e^{\text{résistif}}, T_e^{\text{collisionnel}})$.

description Annexe C). Pour cela on suppose une cible d'aluminium de 19 μm d'épaisseur totale (6 μm Al/ 3 μm Cu / 10 μm Al) dans laquelle on introduit initialement ($t = 0$) un dépôt d'énergie permettant de reproduire le gradient de température estimé dans la section précédente (4.3.2), ainsi que l'extension radiale de la zone chauffée, en accord avec le diamètre initiale du faisceau d'électrons rapides. Celui-ci est donné par :

$$T_e(r,z) = 100\,\text{eV}\exp\left(\frac{-x[\,\mu\text{m}]}{8.2516}\right)\exp\left(\frac{-z[\,\mu\text{m}]}{20}\right)^2. \tag{4.5}$$

Dans ce cas la cible n'est soumise à aucun champ laser ni au faisceau d'électrons rapides. On suppose simplement que la cible a été chauffée par ce faisceau d'électrons de façon rapide et isochore avant le début de la simulation. Les effets hydrodynamiques auxquels on s'intéresse maintenant interviennent sur une échelle de temps beaucoup plus grande. La simulation consiste à laisser évoluer dans le temps la matière soumise au gradient de température induit par le dépôt d'énergie des électrons rapides. Sur la Figure 4.18 sont représentées les cartes bidimensionnelles de températures (haut) et de densité (bas) au sein de la cible à deux instants différents ($t = 250$ et 500 ps) après le début de la simulation.

Le gradient de température provoque la mise en mouvement de la matière. Après 250 ps, on remarque la formation d'un "bourrelet" de densité, signature de la formation d'un choc se propageant de la face avant vers la face arrière de la cible. Par ailleurs, la face avant se détend, induisant une diminution importante de la température électronique du milieu. La température maximale passe ainsi de 110 eV à près de 40 eV. Après 500 ps le choc atteint la face arrière et finit par déboucher. Entre-temps la détente de la face avant a continué,

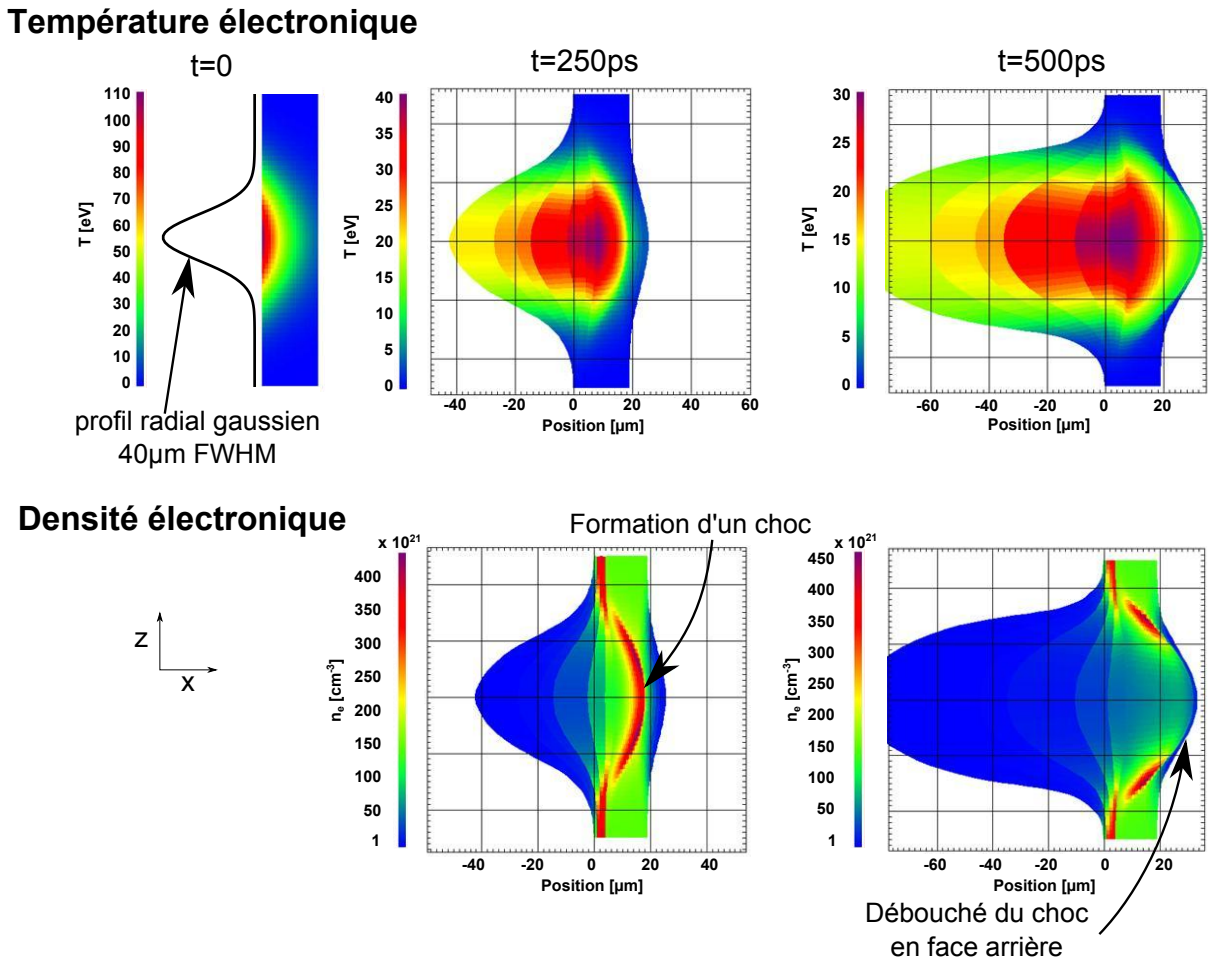

FIGURE 4.18 – Cartes bidimensionnelles de la température T_e (haut) et de la densité électronique n_e (bas) calculées à l'aide du code hydrodynamique CHIC à différents instants : $t = 0$, 250 et 500 ps.

abaissant alors la température maximale à quelques 30 eV.

Afin de s'assurer que le dépôt d'énergie par les électrons rapides est bien le seul mécanisme en cause dans la formation du choc se propageant de la face avant vers la face arrière de la cible, des simulations hydrodynamiques de dépôt d'énergie par le laser ont été réalisées. Pour cela on suppose que le laser dépose environ 2 keV d'énergie (en accord avec les simulations PIC) sur une profondeur de 100 nm c'est à dire près d'une dizaine de fois l'épaisseur de peau ($\delta_{\text{peau}} = c/\omega_{pe}$). Les résultats obtenus sont présentés sur la Figure 4.19.

On remarque que le dépôt d'énergie en surface provoque essentiellement la détente de la face avant de la cible conduisant ainsi à son rapide refroidissement (2 keV $\rightarrow$ 14 eV en 500 ps). On constate finalement qu'un léger "bourrelet" de densité s'est formé mais qu'il ne sera pas suffisamment fort pour déboucher en face arrière de la cible même, au-delà de plusieurs ns. Par ailleurs, nous pouvons également affirmer que le choc n'est pas produit par l'ASE du laser. En effet, l'utilisation du double miroir plasma confère un contraste temporel supérieur à 10^{10}. Le dépôt d'énergie par les électrons semble donc être le seul mécanisme responsable

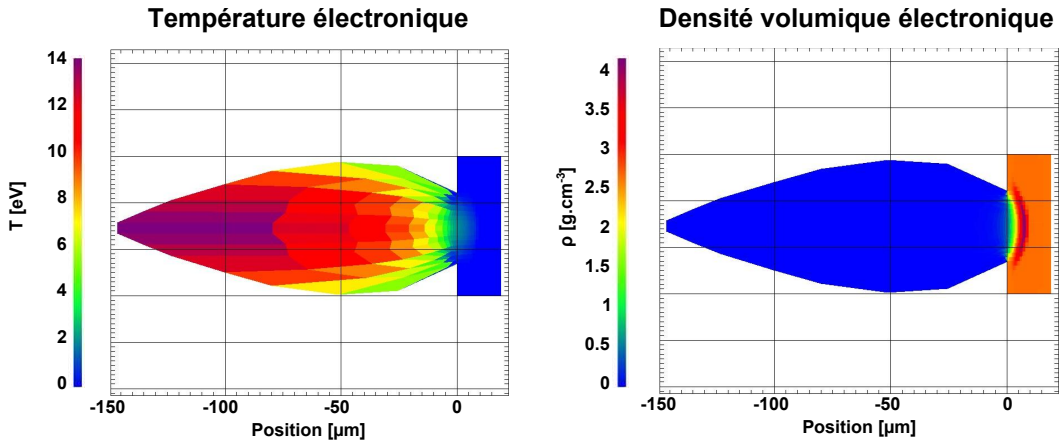

FIGURE 4.19 – Cartes bidimensionnelles de la température T_e (gauche) et de la densité volumique électronique ρ (droite) obtenues à l'aide du code hydrodynamique CHIC à l'instant $t = 500\,\text{ps}$ après le début de la simulation. Cette simulation suppose un dépôt d'énergie laser de 2 keV sur une profondeur de 100 nm ($\sim 10\delta_{peau}$).

de la formation du choc débouchant en face arrière.

Sur la Figure 4.20 est tracée l'évolution temporelle de l'émission visible en face arrière d'une cible de 19 μm d'épaisseur. La courbe bleue correspond à la mesure expérimentale obtenue à l'aide du diagnostic d'imagerie visible résolue en temps, et celle en rouge à la mesure issue des simulations hydrodynamiques présentées dans la Figure 4.18. On observe ainsi un bon accord entre les simulations et l'expérience. En effet, suite au passage du faisceau d'électrons rapides, la face arrière de la cible se détend et par la même occasion se refroidit. Cela se traduit par une diminution progressive de l'émission visible, qui est bien reproduite numériquement. Ensuite le choc, provoqué par le gradient de température, finit par déboucher en face arrière environ 600 ps après le passage du faisceau d'électrons. Il s'en suit une brusque remontée de l'émission visible également observable sur les simulations.

Il s'agit là de résultats préliminaires, les calculs numériques devant être encore améliorés afin de reproduire au mieux le profil temporel de l'émission visible observé expérimentalement. Néanmoins, les résultats s'avèrent être cohérents et mettent clairement en évidence un chauffage inhomogène de la cible par les électrons rapides, induisant la formation d'un choc observable expérimentalement par l'intermédiaire de la brusque remontée de l'émission visible en face arrière.

4.3.4 Estimation du seuil de prépondérance des effets résistifs

A partir du modèle de dépôt d'énergie dans la matière via le faisceau d'électrons rapides, il est possible d'estimer le seuil de prépondérance du chauffage résistif sur le chauffage collisionnel. Pour cela, nous avons tracé sur la Figure 4.21 les différentes contributions, collisionnelles (ronds bleus) et résistives (rond rouges), au chauffage d'une cible de 200 μm d'épaisseur, d'après le modèle quasi-analytique. Les paramètres de la source d'électrons rapides sont les mêmes que ceux précédemment utilisés dans le cadre de la Figure 4.17. On remarque ainsi que sur les premiers 80 μm le chauffage résistif prédomine sur le chauffage collisionnel. Au-

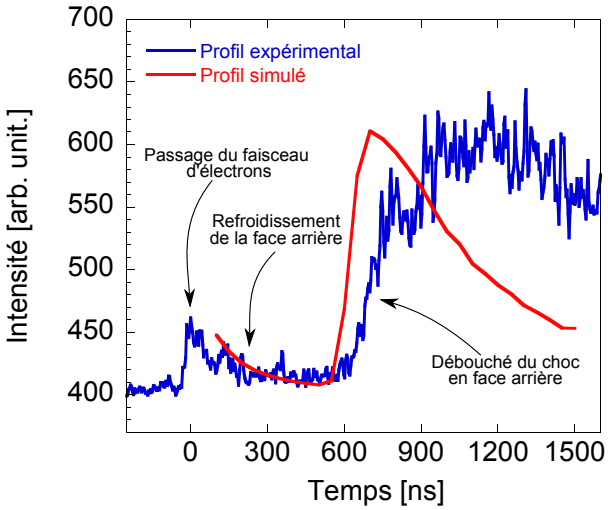

FIGURE 4.20 – Évolution temporelle de l'émission visible en face arrière d'une cible, de 19 μm d'épaisseur, mesurée expérimentalement à 532 nm (courbe bleue) et simulée (courbe rouge).

delà, le chauffage collisionnel prend le pas. Cette chute rapide des pertes d'énergie résistives est principalement due à la diminution progressive de la densité de courant électronique j_b du faisceau, sous l'effet de sa divergence, à mesure de sa propagation dans la cible. Le chauffage résistif, proportionnel à j_b^2, reste par conséquent prédominant tant que j_b ne passe pas en-dessous d'une valeur seuil. Pour vérifier ceci, l'évolution de la densité de courant électronique du faisceau est également tracée (courbe verte). On constate ainsi que le chauffage résistif est supérieur au chauffage collisionnel tant que j_b reste supérieur à $\sim 2 \times 10^{11}$ A.cm^{-2} (droites en pointillés). Cette valeur caractéristique, également constatée dans le cadre des expériences présentées dans le chapitres suivants, permet d'estimer le seuil de prépondérance des effets résistifs dans l'aluminium. La densité de courant électronique dépendant essentiellement de l'intensité laser, nous pouvons nous attendre à ce que les pertes d'énergie résistives augmentent en même temps que l'intensité sur cible. Ceci fait en partie l'objet des chapitres suivants.

4.4 Conclusions

Au cours de cette expérience, conduite sur la chaîne laser UHI100 du CEA de Saclay, nous avons pu étudier le chauffage de la matière induit par le faisceau d'électrons rapides. L'utilisation d'un système de double miroir plasma nous a permis d'améliorer le contraste temporel du laser et de faire interagir la partie intense de l'impulsion avec une cible quasiment dépourvue de pré-plasma. Le faisceau d'électrons ainsi généré se propageait dans un milieu non perturbé et homogène, à la densité solide.

Pour étudier le transport d'électrons à faible profondeur, des couches de cuivre de 3 μm ont été implantées dans la cible. Le rayonnement Cu-K_α produit par le faisceau d'électrons lors de son passage, et collecté par les diagnostics d'imagerie X et de spectroscopie X, a permis de mettre en avant un important phénomène de recirculation des électrons, principalement pour les cibles de faible épaisseur totale ($\lesssim 17\,\mu$m).

Le dispositif d'imagerie visible couplé à une caméra à balayage de fente avait pour but de

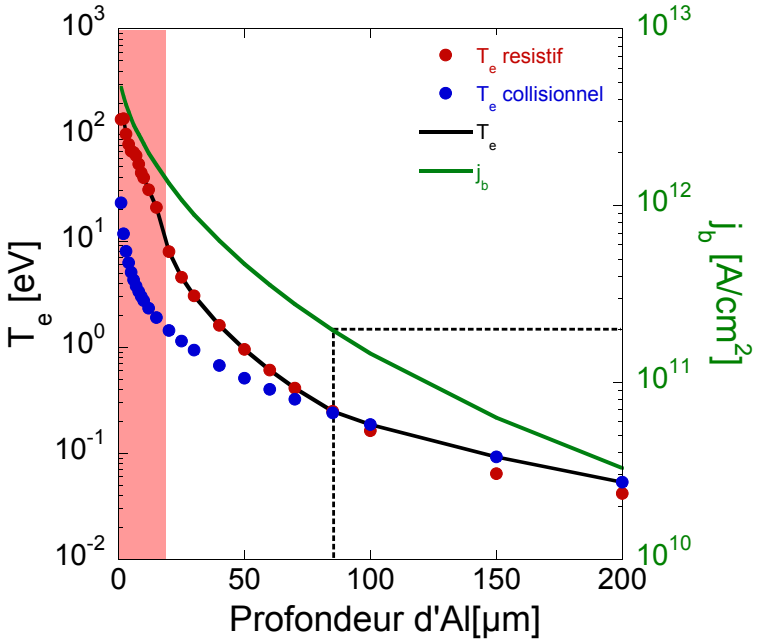

FIGURE 4.21 – Estimation de différentes contributions au chauffage d'une cible de 200 μm d'épaisseur à l'aide du modèle de dépôt d'énergie de Santos et *al.*. Le chauffage résistif est représenté par des ronds rouges et le chauffage collisionnel par des ronds bleus. Le chauffage total est donné par la courbe noire. La densité de courant j_b est également tracée en vert. Les droites en pointillés permettent de visualiser le seuil de prépondérance du chauffage résistif sur le chauffage collisionnel. La zone en rouge correspond à celle tracée dans la Figure 4.17.

caractériser temporellement l'émission thermique en face arrière des cibles afin de quantifier le dépôt d'énergie dans les cibles par les électrons rapides. Nous avons notamment observé un processus d'émission en trois étapes. Une première émission brusque suivie d'une phase de décroissance de l'émissivité et, pour finir, une phase de remontée. La première émission, associée à la traversée du faisceau d'électrons en face arrière de la cible, semble dominée par un rayonnement thermique signature d'une population électronique de faible énergie ($< 2\,\mathrm{MeV}$), caractérisée par une divergence de $31 \pm 6°$, en accord avec des résultats obtenus lors d'une expérience précédente sur une installation laser d'énergie équivalente. La phase de décroissance est, quant à elle, reliée à la détente du plasma suite au chauffage de la face arrière de la cible par les électrons. Cette décroissance s'avère être d'autant plus rapide que la cible est mince, traduisant une température et donc un chauffage très important dans les premiers microns de la cible. La mesure de l'intensité de l'émission thermique, juste après le passage du faisceau d'électrons, nous a permis d'estimer la température atteinte en face arrière de la cible. En couplant ces résultats à des simulations hybrides du transport électronique, ainsi qu'à un modèle quasi-analytique de dépôt d'énergie par les électrons [Santos 07], nous avons ainsi pu mettre en évidence un chauffage très inhomogène par le faisceau d'électrons rapides, donnant naissance à un important gradient de température entre les faces avant et arrière de la cible. Des simulations hydrodynamiques montrent que celui-ci est responsable de la formation d'une onde de choc débouchant sur la face arrière de la cible, provoquant à son tour une remontée de l'émission visible observée expérimentalement. L'intensité de la remontée du signal ainsi que la chronométrie du débouché de choc peuvent être ainsi utilisés

comme diagnostic supplémentaire pour caractériser la température de la cible, et donc le dépôt d'énergie, en fonction de la profondeur.

En outre, le modèle de dépôt d'énergie par les électrons montre que le chauffage est en grande partie de nature résistive. Il semble effectivement que les phénomènes résistifs soient prédominants tant que la densité de courant électronique reste supérieure à $\sim 10^{11}\,\mathrm{A.cm^{-2}}$, ce qui s'avère être le cas dans nos cibles minces de $19\,\mu$m où j_b ne descend pas en-dessous de $10^{12}\,\mathrm{A.cm^{-2}}$.

5

Transport d'électrons dans une cible comprimée en géométrie plane

La plupart des études menées sur le transport d'électrons rapides ont jusqu'à présent été réalisées sur cibles solides [Santos 02, Baton 03, Martinolli 04, Theobald 06, Santos 07, Lancaster 07, Green 08, Kar 09], comme dans le cas de l'expérience présentée dans le chapitre précédent. Ces conditions s'avèrent néanmoins différentes de celles rencontrées dans le cadre de l'allumage rapide, où la densité et la température entre la couronne et le coeur de D-T comprimé varient de un à deux ordres de grandeur sur une distance de $\lesssim 100\,\mu$m. Le faisceau d'électrons rapides est alors amené à se propager au travers de plasmas dont la densité peut atteindre plusieurs centaines de fois la densité solide, et la température dépasser largement la centaine d'électron-volts. Dans ce cas, les propriétés thermodynamiques (dégénérescence, corrélation, couplage) du plasma changent de manière importante en fonction de la profondeur, modifiant ainsi l'efficacité du transport du faisceau d'électrons rapides. La conductivité, notamment, de par sa forte dépendance à la température du milieu, peut influer de manière prépondérante sur les effets collectifs et modifier ainsi le pouvoir d'arrêt électronique. De même, les effets collisionnels s'intensifient avec la densité du matériau, accentuant ainsi les pertes d'énergie du faisceau.

On se propose ici d'étudier le transport d'électrons dans la matière comprimée en géométrie plane, dont le principal avantage est de produire une zone comprimée particulièrement homogène autour de l'axe de propagation du faisceau d'électrons. Cette homogénéité radiale est obtenue en générant un choc plan, en face arrière de cibles planes, à l'aide d'un laser possédant une tache focale relativement grande (plusieurs centaines de microns), une impulsion de l'ordre de quelques nanosecondes et de l'ordre de la centaine de joules. Un faisceau laser intense ($\sim 10^{19}\,\mathrm{W.cm^{-2}}$) et d'une durée de $\sim 1\,$ps est focalisé sur la face avant des cibles, générant ainsi un flux d'électrons rapides dans la direction opposée à celle du choc. Dans ces conditions, la densité surfacique ρz vue par les électrons, et par conséquent, les pertes collisionnelles intégrées sur toute la cible, restent inchangées. Il devient alors possible d'identifier clairement les changements associés aux mécanismes collectifs entre les cibles comprimées et non-comprimées [Santos 09].

La première partie de ce chapitre vise à détailler le dispositif expérimental ainsi que ses spécificités. Les résultats expérimentaux sont ensuite présentés dans une seconde partie. Enfin une troisième partie confronte ces derniers à des simulations hybrides du transport d'électrons rapides.

5.1 Description de l'expérience et modélisation hydrodynamique de la compression

Cette expérience, conduite en 2010 sur l'installation laser LULI2000 (École Polytechnique, France), est le fruit d'une collaboration internationale tant sur le plan expérimental que sur les plans théorique et numérique, regroupant ainsi différents laboratoires : le CELIA, le LULI, le CEA (France), l'UCSD (États-Unis), l'Université Milano-Bicocca (Italie), l'Université de Strathclyde (Écosse), l'Institut Kaeri (Corée du Sud) et l'Université Politécnica de Madrid (Espagne). Cette expérience s'est inscrite dans le cadre du programme de validation du projet HiPER.

5.1.1 Installation laser

Dans le cadre de cette expérience deux faisceaux laser ont été utilisés : l'un à impulsion longue et l'autre à impulsion courte. Leurs caractéristiques et fonctions sont les suivantes :

- **Le faisceau laser nanoseconde** est utilisé pour la **compression de la cible**. Il délivre des impulsions d'environ 250 J en 4.5 ns à la longueur d'onde $\lambda_0 = 0.53\,\mu$m ($2\omega_0$), caractérisées par un profil temporel carré. L'utilisation d'une lame de phase (PZP) produit une tache focale circulaire de type "flat-top", possédant un diamètre de $400\,\mu$m (voir Figure 5.1 (gauche)) et permettant de comprimer la cible de manière assez homogène sur une zone relativement large. L'intensité sur cible est estimée à environ 2×10^{13} W.cm^{-2}.

- **Le faisceau laser picoseconde** est utilisé pour **générer le faisceau d'électrons rapides**. Il délivre des impulsions de 35 J en 1.5 ps à $\lambda_0 = 1.06\,\mu$m. La tache focale gaussienne possède un diamètre à mi-hauteur (FWHM) de $10\,\mu$m contenant 25% de l'énergie totale. L'intensité crête sur cible est de 3×10^{19} W.cm^{-2} et l'intensité moyenne est de 5×10^{18} W.cm^{-2}. Le piédestal laser, dû à l'ASE, est estimé à 10^{12} W.cm^{-2} environ 1.1 ns avant le pic principal [Santos 09].

Les deux faisceaux laser sont synchronisés, avec un précision de 0.1 ns, à l'aide de deux caméras à balayage de fente.

5.1.2 Dispositif expérimental

Afin d'étudier le transport d'électrons rapides dans une cible comprimée, les deux lasers pico- et nanoseconde sont employés. Le premier, focalisé sur la face arrière avec un angle de 22.5° par rapport à la normale à la cible, produit un choc se propageant dans le sens opposé à la direction de propagation du faisceau d'électrons. Le second, focalisé sur la face avant de la cible avec un angle de 45°, génère un faisceau d'électrons rapides. Un retard variable τ est

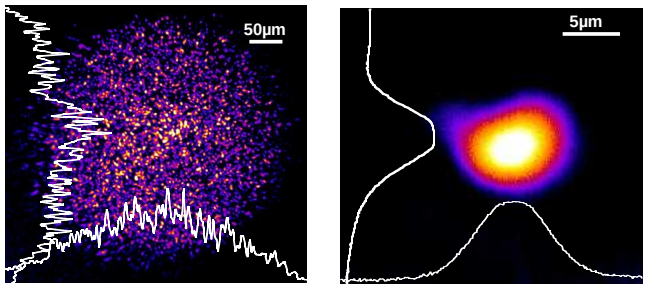

FIGURE 5.1 – (gauche) Tache focale des chaînes laser NANO2000 (gauche) et PICO2000 (droite) obtenues au centre chambre.

introduit entre les deux lasers, permettant de retarder la génération du faisceau d'électrons en fonction de l'épaisseur de la cible et de l'état d'avancement de la compression. Pour l'étude du transport dans une cible comprimée, on cherche en effet à envoyer l'impulsion ps lorsque la cible, hormis la couche de génération d'aluminium et le traceur d'argent, a été comprimée par le choc généré en face arrière par l'impulsion laser ns.

Les électrons se propagent dans une cible d'aluminium d'épaisseur variable : 10, 20, 40 ou 60 μm (voir Figure 5.2). Celle-ci est entourée de différentes couches fluorescentes : une couche de 5 μm d'argent en face avant, ainsi que deux couches successives de 10 μm d'étain et de cuivre en face arrière. La première (argent) permet de caractériser la source d'électrons tandis que les deux autres (étain et cuivre) permettent de caractériser les électrons ayant traversés la couche d'aluminium. L'interaction laser-cible se fait sur une couche d'aluminium de 5 μm d'épaisseur placée devant la couche d'argent. Enfin, une couche de 15 μm de polypropylène (PP) est ajoutée en tant qu'ablateur pour l'impulsion ns sur la face arrière de la cible, améliorant ainsi la compression tout en évitant la perturbation des couches d'étain et de cuivre.

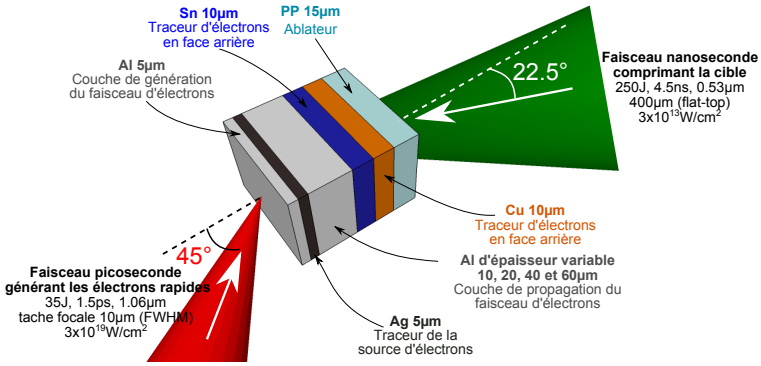

FIGURE 5.2 – Schéma détaillant les cibles employées ainsi que la géométrie d'interaction laser.

Les différents rayonnements de fluorescence K_α générés lors du passage du faisceau d'électrons rapides dans les couches de traceurs sont recueillis par différents diagnostics répartis dans l'enceinte d'interaction de la façon suivante :

– Un dispositif d'imagerie X, situé en face arrière de la cible, permet d'imager l'émission K_α du cuivre à l'aide d'un cristal de quartz $21\bar{3}1$ sphérique (voir Table 3.3). Il est alors

possible d'estimer la taille du faisceau d'électrons pour différentes épaisseurs de cible et d'en déduire sa divergence.

- Un spectromètre X en transmission de type Cauchois (LCS) utilisant un cristal de quartz courbe (voir Table 3.5), situé en face avant, recueille l'émission associée aux raies Sn-K_α et Ag-K_α. Le rapport d'intensité de chacune de ces raies permet de quantifier la fraction d'électrons ayant traversé la couche de propagation d'aluminium sur le nombre total d'électrons générés.

- Deux autres spectromètres X situés en face arrière permettent de mesurer l'intensité des raies d'émission Cu-K_α et Ag-K_α. Le premier, possédant une très bonne résolution spectrale et composé d'un cristal de PET 002 (voir Table 3.2) en configuration de Von-Hamos. Le second est composé d'un cristal HOPG à haute réflectivité (voir Table 3.1) lui conférant un très bon rapport signal sur bruit.

Enfin, un diagnostic de pyrométrie optique résolue en temps (SOP), placé en face avant dans l'axe du faisceau de compression, permet de mesurer le temps de vol du choc généré en face arrière afin de déterminer le retard τ adéquat à l'injection des électrons rapides, selon l'épaisseur et le type de cible (couche de propagation solide ou comprimée) souhaités. La Figure 5.3 schématise l'implémentation des différents diagnostics dans l'enceinte d'interaction.

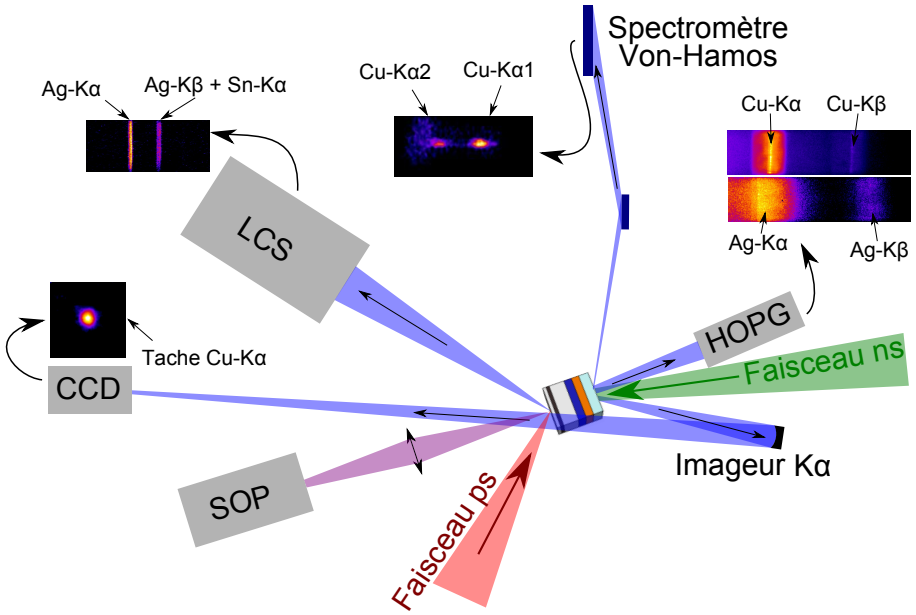

FIGURE 5.3 – Schéma du dispositif expérimental.

Afin de quantifier correctement les effets de la compression sur la propagation des électrons dans la couche d'aluminium, plusieurs tirs lasers sont réalisés sur des cibles à l'état solide ou comprimé :

- Dans le cas d'une **cible solide**, le faisceau d'électrons rapides se propage dans une couche d'aluminium à l'état **solide** ($\rho_0 = 2.7\,\mathrm{g/cm^3}$) et **froide** ($T_e = 0.03\,\mathrm{eV}$).
- Dans le cas d'une **cible comprimée**, le faisceau d'électrons rapides se propage dans

un plasma d'aluminium **dense** ($\rho \sim 2\rho_0$) et **chaud** ($T_e \sim 2-3\,\mathrm{eV}$).

5.1.3 Synchronisation des faisceaux laser et caractérisation hydrodynamique des cibles

Le retard τ entre les faisceaux nanoseconde et picoseconde dépend non seulement du choix de l'état de la cible (solide ou comprimé), mais également de l'épaisseur de la couche de propagation d'aluminium. Une première étape a donc consisté à caractériser l'onde de choc générée en face arrière de la cible par le faisceau de compression.

Cibles comprimées

Dans le cas d'une cible comprimée, l'interaction du faisceau picoseconde doit précéder la perturbation de la couche d'argent due au choc généré par le laser nanoseconde. Pour s'en assurer, des mesures de débouché de choc ont été réalisées à l'aide du diagnostic de pyrométrie optique résolue en temps (SOP). Il s'agit d'imager, sur la fente d'une caméra streak, la face avant des cibles. Cette dernière devient, en effet, émettrice suite au débouché de choc chauffant la surface de la cible. L'acquisition en mode balayage temporel permet de chronométrer le temps de vol du choc au travers des différentes cibles. Les cibles utilisées sont légèrement différentes de celles décrites précédemment, les couches d'aluminium ($5\,\mu$m) et d'argent ($5\,\mu$m) de la face avant, ayant en effet été supprimées afin de mesurer le débouché de choc en sortie de la couche de propagation d'aluminium. Un exemple de mesure SOP est présenté sur la Figure 5.4, dont l'image de gauche correspond à la trace temporelle de l'impulsion nanoseconde (obtenue sans la cible)[1]. Cette référence permet de connaître le temps t_0 auquel le faisceau de compression interagit avec la couche de polypropylène en face arrière. L'image de droite correspond à la mesure du débouché de choc obtenue pour une cible possédant une couche de propagation de $20\,\mu$m d'aluminium. Dans ce cas, le choc débouche en face avant 3.1 ns après le début de l'interaction du faisceau de compression avec la face arrière.

Une fois les mesures obtenues pour différentes épaisseurs de la couche de propagation d'aluminium, elles sont ensuite comparées à des simulations hydrodynamiques radiatives réalisées à l'aide du code CHIC [Maire 07, Maire 08] par Ph. Nicolaï. La validation des simulations permet alors d'estimer le retard $\tau_{\text{comprimé}}$ (ps/ ns), différent pour chacune des quatre cibles, nécessaire pour qu'au moment de l'injection du faisceau d'électrons rapides, la couche de propagation d'aluminium soit comprimée sans que les couches d'aluminium et d'argent (en face avant) le soient.

Les résultats des simulations hydrodynamiques pour les cibles comprimées sont présentés dans les graphes e), f), g) et h) de la Figure 5.5. Il s'agit des profils de densité et de température de la cible, juste avant l'injection du faisceau d'électrons rapides, pour les différentes épaisseurs initiales de la couche de propagation d'aluminium. On observe que le choc, généré en face arrière de la cible, comprime efficacement la couche de propagation, doublant sa densité et divisant son épaisseur par deux. Par conséquent, la compression n'a pas ou très

1. La trace temporelle de l'impulsion présentée ici n'est pas carrée. En effet, la mesure est réalisée à faible intensité, c'est à dire sans amplification. L'amplification modifie la trace temporelle de l'impulsion, la rendant carrée.

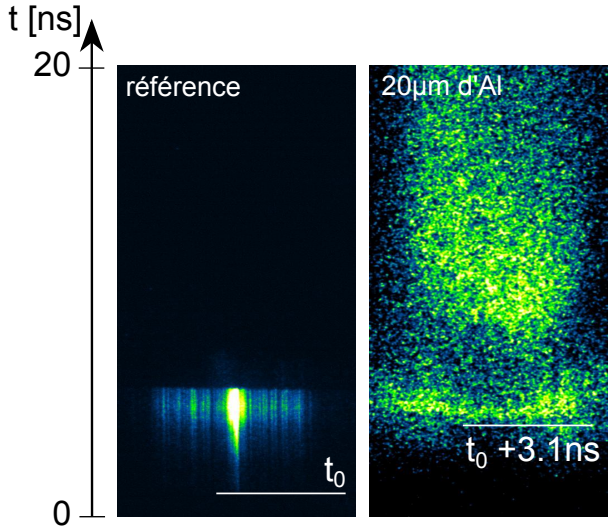

FIGURE 5.4 – Mesure du débouché de choc à l'aide du diagnostic de pyrométrie optique résolue en temps. (gauche) Trace temporelle de l'impulsion nanoseconde indiquant le temps t_0. (droite) Image du débouché de choc en face avant d'une cible possédant une couche de propagation d'aluminium de 20 μm d'épaisseur, et aucune couche de génération ni de traceur d'argent en face avant.

peu modifié la densité surfacique ρL au sein de l'aluminium (Table 5.1(haut)). La température atteinte dans ce dernier est estimée à environ $1-2$ eV à partir des simulations. Les couches d'aluminium et d'argent en face avant ne sont, à cet instant, pas encore perturbées par le choc. Il faut néanmoins noter que la première s'est légèrement détendue sous l'effet du piédestal laser (ASE) du faisceau picoseconde, présent environ 1.1 ns avant l'arrivée de l'impulsion principale.

Épaisseur initiale de la couche d'Al	10 μm	20 μm	40 μm	60 μm
Retard $\tau_{\text{comprimé}}$(ps/ ns) [ns]	2.5	3.1	4.4	5.7
Épaisseur finale de la couche d'Al $L^{\text{Al}}_{\text{comprimé}}$[μm]	6.3	12.2	23.6	35.1
Densité surfacique finale $\rho L^{\text{Al}}_{\text{comprimé}}$ [mg/cm^2]	2.63	5.28	10.6	15.89
Retard τ_{solide}(ps/ ns) [ns]	1.9	1.9	1.9	1.9
Épaisseur finale de la couche d'Al $L^{\text{Al}}_{\text{solide}}$[μm]	10	20	40	60
Densité surfacique finale $\rho L^{\text{Al}}_{\text{solide}}$ [mg/cm^2]	2.7	5.4	11.8	16.2

TABLE 5.1 – Récapitulatif des paramètres hydrodynamiques relatifs aux cibles comprimées (haut) et solides (bas). Le paramètre L^{Al} correspond à la longueur d'aluminium traversée par les électrons et ρL^{Al} à la densité surfacique de l'aluminium vue par les électrons.

Cibles solides

Dans le cas des cibles à l'état solide, un gradient raide de densité en face arrière favorise le mécanisme de recirculation des électrons dans la cible (voir section 2.3.5), leur conférant généralement une énergie suffisamment élevée pour produire de nouveau du rayonnement K_α

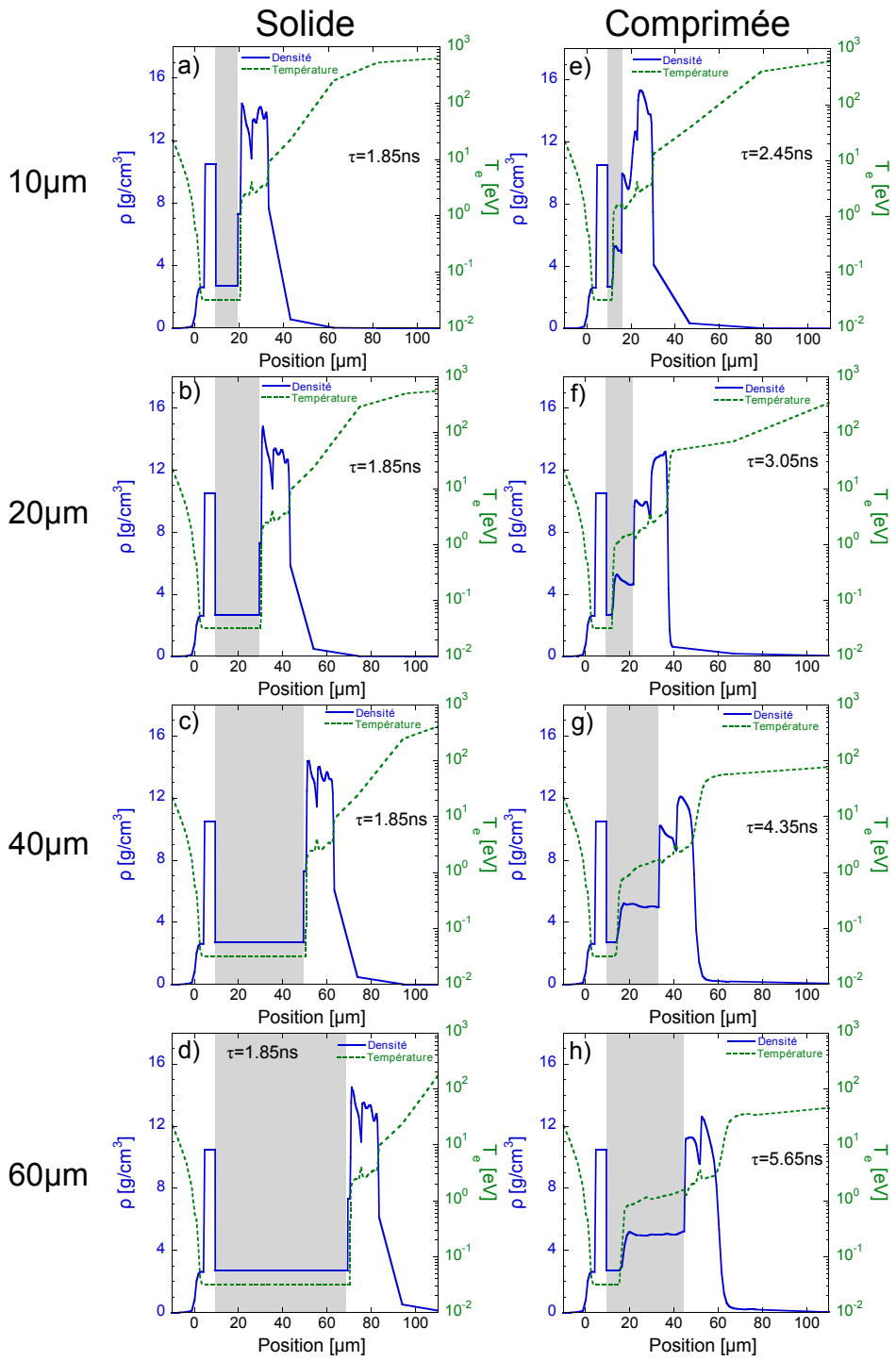

FIGURE 5.5 – Profils de densité (bleu continu) et de température (tirets verts) le long de l'axe de symétrie des cibles solides [a), b), c) et d)] et comprimées [e), f), g) et h)], juste avant l'injection du faisceau d'électrons rapides, pour les différentes épaisseurs initiales de la couche de propagation d'Al (identifiées à gauche des graphes). La couche de propagation d'Al comprimée est mise en évidence par le rectangle grisé. Calculs réalisées avec le code CHIC.

dans les couches fluorescentes. Les signaux mesurés expérimentalement surestiment ainsi l'intensité du signal généré par le premier passage du faisceau d'électrons nous intéressant. Un moyen de s'affranchir de la recirculation consiste à créer un long gradient de densité en face arrière permettant non seulement d'atténuer le champ de rappel ambipolaire, mais surtout de piéger les électrons, les empêchant ainsi de revenir jusqu'aux couches fluorescentes. Pour cela, le faisceau laser nanoseconde est de nouveau mis à profit. Cependant, le retard entre les faisceaux pico- et nanoseconde est ici réglé de manière à ce que le choc produit en face arrière n'ait pas encore atteint la couche de propagation d'aluminium à l'instant où les électrons sont injectés dans la cible. Ces derniers se propagent alors dans de l'aluminium solide et froid, traversent les couches de traceur d'étain et de cuivre, avant d'être freinés et piégés dans le plasma de détente en face arrière. En accord avec les simulations hydrodynamiques ainsi que les mesures de débouché de choc, les tirs sur cibles solides ont été réalisés avec un retard τ_{solide} fixé à 1.9 ns.

Sur les graphes a), b), c) et d) de la Figure 5.5 sont présentés les profils de densité et de température obtenus à l'aide des simulations hydrodynamiques pour des cibles solides à l'instant $\tau = 1.85$ ns, c'est-à-dire juste avant l'injection du faisceau d'électrons rapides. A cet instant la face arrière de la cible solide est raisonnablement la même que celle d'une cible comprimée avec, notamment, la présence d'un long gradient de densité suite à l'expansion du plasma d'ablation. De même, la température et la densité au sein des couches de traceurs de cuivre et d'étain sont semblables à celles des cibles comprimées, conférant des propriétés radiatives (section efficaces K_α) équivalentes. Au sein de la couche de propagation d'aluminium, pas encore perturbée par le choc, la densité et la température sont toujours dans les conditions initiales, c'est-à-dire à 2.7 g/cm^3 et 0.03 eV respectivement. Ceci est résumé dans la Table 5.1 (bas).

On remarque ainsi que la densité surfacique ρL vue par le faisceau d'électrons dans la couche de propagation d'aluminium, que la cible soit solide ou comprimée, est approximativement la même pour des cibles de même épaisseur initiale. Cette caractéristique s'avère très importante dans la mesure où les pertes d'énergie collisionnelles , dépendantes du produit ρL, sont équivalentes sur la totalité de la couche de propagation dans les deux cas. Les différences observées expérimentalement entre cibles solides et comprimées, pour la même épaisseur initiale, seraient donc essentiellement associées aux effets collectifs. Nous reviendrons sur ce point par la suite.

5.1.4 Modélisation PIC des effets du plasma en face arrière

Afin de définir la capacité du plasma généré en face arrière à inhiber la recirculation des électrons, des simulations PIC ont été réalisées à l'aide du code Particle-In-Cell (PIC) PICLS 1D [Sentoku 08].

Il s'agit de simulations à une dimension d'espace et trois dimensions en vitesse, visant à reproduire la recirculation des électrons dans une cible dont la couche de propagation fait 10 μm d'épaisseur. La cible est supposée homogène et uniquement constituée de protons et d'électrons, en nombre égal afin de conserver la neutralité de la charge électrique totale. La température initiale des électrons est fixée à 1 eV et celle des protons à 10^{-3} eV. Les profils

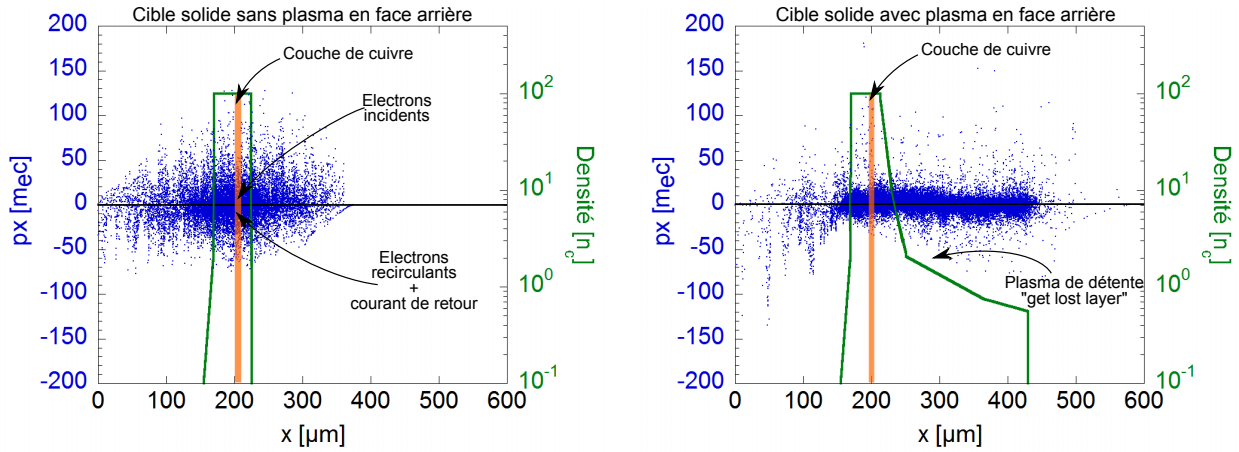

FIGURE 5.6 – Résultats des simulations PIC réalisées à l'aide du code PICLS 1D pour des cibles avec (droite) ou sans (gauche) plasma en face arrière. Chacune des figures correspond à l'espace des phases $(\mathrm{x}, \mathrm{p_x})$ après 3 ps d'interaction (points bleu). Les profils de densité électronique sont également présents (continu vert) et la couche du traceur de cuivre (transparent orange) est mise en évidence.

de densité de la cible (représentés en vert) injectés dans le code sont issus des simulations hydrodynamiques (Figures 5.5 (a) et (e)), et tronqués à un maximum de 100 fois la densité critique ($\mathrm{n_c}$) afin de limiter le temps de calcul. L'impulsion laser picoseconde est supposée gaussienne et d'une durée de 1.5 ps pour une intensité crête sur cible de $3 \times 10^{19}\,\mathrm{W.cm^{-2}}$. Les collisions ne sont pas prises en compte afin de limiter le temps de calcul. La durée totale de la simulation est de 3 ps. Les résultats sont présentés dans la Figure 5.6.

Il s'agit d'images de l'espace des phases (x, p_x) après 3 ps d'interaction pour des cibles présentant ou non un plasma ("get lost layer") en face arrière. A titre d'exemple, on s'intéresse à la recirculation des électrons dans le traceur de cuivre situé initialement à 15 μm de profondeur à partir de la face arrière. Sa position est mise en évidence par la zone rectangulaire orange. Arrivés en face arrière, les électrons sont rapidement réinjectés dans la cible et possèdent alors une impulsion négative ($p_x < 0$). Ils pénètrent ainsi dans la couche de cuivre avec une énergie [2] relativement élevée ($\langle p_x \rangle \sim 30 - 40\mathrm{m_e c}$). Pour une cible possédant un plasma sur-dense en face arrière, les électrons sont amenés à traverser une plus grande quantité de matière et sont donc freinés plus efficacement. Les électrons réinjectés dans la cible possèdent ainsi, en moyenne, une plus faible quantité de mouvement ($\langle p_x \rangle \sim 20\mathrm{m_e c}$). Ceci est également illustré dans la Figure 5.7 sur laquelle sont tracés les spectres de la population d'électrons présents dans la couche de cuivre avec une impulsion négative. Ils sont calculés à partir des espaces des phases (Figure 5.6) et sont le résultat d'une moyenne temporelle sur toute la durée de la simulation. Ces spectres contiennent une contribution liée aux électrons du courant de retour possédant eux aussi une vitesse négative. Une estimation de cette contribution est tracée en vert sur la figure.

La partie haute énergie (> MeV) du spectre est supprimée en présence d'une *get lost layer*, montrant ainsi son efficacité. Notons que ces simulations sont mono-dimensionnelles, ce qui amplifie donc de manière artificielle le phénomène de recirculation des électrons. En

2. L'énergie est reliée à l'impulsion par $\gamma = \sqrt{\frac{\mathbf{p}^2}{(m_e c)^2} + 1}$

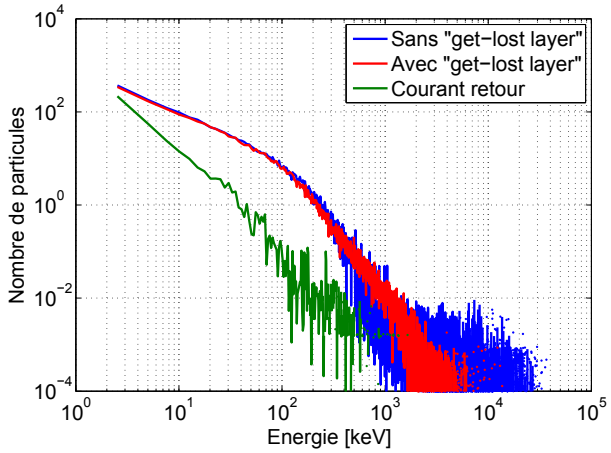

FIGURE 5.7 – Spectres, moyennés temporellement, des électrons traversant la feuille de cuivre avec une impulsion négative $p_x < 0$ (électrons "réfléchis" en face arrière) pour les cibles avec (rouge) ou sans (bleu) *get lost layer*. La contribution liée aux électrons du courant de retour est tracée en vert.

effet, les trajectoires électroniques transverses ne sont pas modélisées dans ce cas. Les électrons ne peuvent donc pas s'échapper et finissent obligatoirement par être réinjectés dans la cible. De plus, les collisions ne sont pas prises en compte et ne contribuent donc pas au ralentissement ou à la diffusion du faisceau d'électrons. Selon la formule (2.42), les électrons d'énergie $E < 40\,\text{keV}$ sont arrêtés dans la *get lost layer* et ne génèrent donc pas, une seconde fois, d'émission K_α dans les couches de traceur. Comme cette population d'électrons est dominante (voir Figure 5.7), l'émission K_α, produite par les électrons recirculants, est diminuée de manière efficace. Enfin, le gradient de densité à été tronqué à $x = 450\,\mu\text{m}$ pour limiter le temps de calcul. Une *get lost layer* plus longue limiterait d'autant plus le mécanisme de recirculation. En conclusion, bien que ces simulations permettent de montrer la capacité du plasma en face arrière à empêcher la recirculation des électrons, ces effets sont très largement sous-estimés et l'on peut s'attendre à ce qu'ils soient beaucoup plus importants dans la réalité. Des simulations PIC 2D prenant en compte les collisions pourraient permettre de les quantifier plus précisément, néanmoins, pour les dimensions spatiales du problème, elles seraient bien trop coûteuses en temps de calcul. Ces simulations nous ont ainsi permis de légitimer l'utilisation d'une *get lost layer*.

5.2 Résultats expérimentaux

Dans cette section sont présentés les principaux résultats expérimentaux obtenus. Ils ont pour but de comparer le transport d'électrons dans les plasmas tièdes et denses (cibles comprimées) avec celui dans la matière solide et froide (cibles solides), permettant ainsi de quantifier les effets de la compression sur la propagation du faisceau d'électrons.

5.2.1 Imagerie K_α

Le dispositif d'imagerie Cu-K_α, comme décrit dans les chapitres précédents, permet d'imager l'émission de fluorescence produite par le faisceau d'électrons rapides lors de son passage au travers de la couche de cuivre. Le cristal de quartz sphérique étant placé en face arrière de la cible, l'image obtenue sur la CCD est une tache globalement circulaire, correspondant à la section transverse du faisceau d'électrons au niveau de la couche de cuivre. Plusieurs mesures ont été réalisées dans des cibles solides ou comprimées, et ce, pour différentes épaisseurs de la couche de propagation. Les résultats sont présentés sur la Figure 5.8. Les images de gauche correspondent aux taches d'émission K_α obtenues expérimentalement. Notons que l'épaisseur d'aluminium traversée par le faisceau d'électrons diffère selon que la cible est solide ou comprimée. En effet, cette dernière est approximativement divisée par deux suite à la compression. Pour tenir compte de ce phénomène, le rayon (HWHM) de la tache a été tracé sur la Figure 5.8 en fonction de l'épaisseur d'aluminium L_{Al}, dont les valeurs sont récapitulées dans la Table 5.1. On remarque globalement que la taille de la tache Cu-K_α augmente avec l'épaisseur de la couche de propagation.

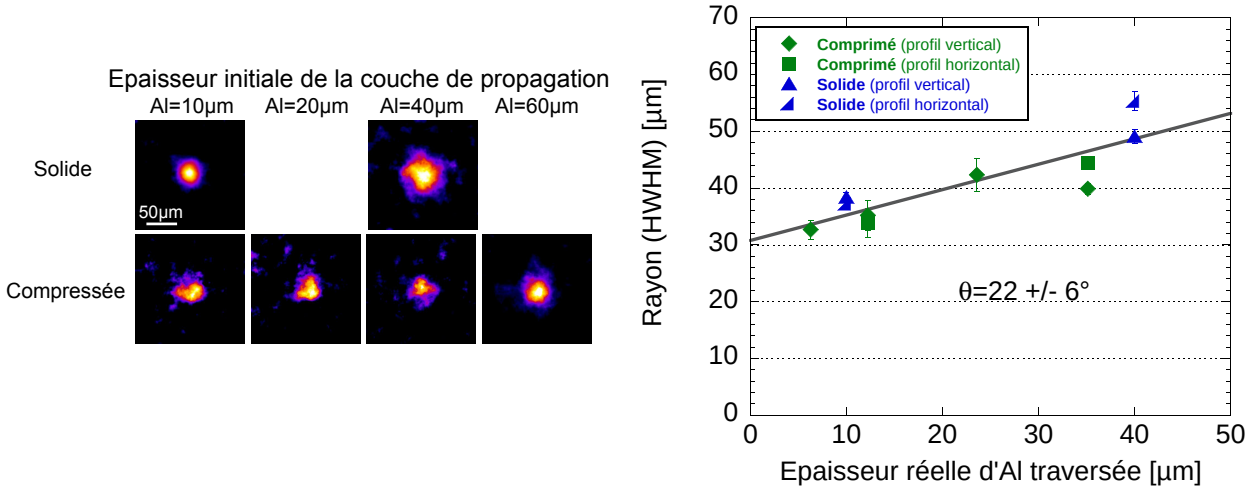

FIGURE 5.8 – (gauche) Images expérimentales de la tache Cu-K_α obtenues dans le cas de cibles comprimées ou solides, pour les différentes épaisseurs initiales de la couche de propagation. (droite) Évolution du diamètre (HWHM) de la tache Cu-K_α en fonction de l'épaisseur réelle d'aluminium traversée par le faisceau d'électrons rapides. Les symboles verts et bleus correspondent aux cas comprimés et solides respectivement. La ligne grise correspond à une régression linéaire de l'ensemble des points expérimentaux.

Le rayon du faisceau d'électrons s'avère être approximativement le même, quel que soit l'état de la cible. Une régression linéaire de l'ensemble des données permet d'estimer le demi-angle de divergence du faisceau à $22 \pm 6°$, ce qui est en accord avec une estimation de la divergence via la formule empirique (1.11), prévoyant un demi-angle de divergence de l'ordre de 18°, de même qu'avec d'autres résultats expérimentaux obtenus avec des cibles solides pour une intensité laser voisine [Stephens 04,Santos 02]. La divergence du faisceau ne semble donc pas ou très peu influencée par une augmentation de la densité ou de la température du matériau traversé, du moins dans la gamme d'énergies explorée, et doit donc essentiellement dépendre de l'interaction laser-matière et des processus de génération des électrons rapides.

5.2.2 Spectroscopie K_α

Le rayonnement de fluorescence K_α, émis lors du passage du faisceau d'électrons dans les couches d'argent (face avant), d'étain et de cuivre (face arrière), est également collecté par les spectromètres disposés autour de la cible dans la chambre d'interaction. L'intensité de chacune des raies d'émissions peut être corrélée à la quantité d'électrons présents dans le faisceau à des profondeurs différentes selon la position de chaque traceur. L'émission Ag-K_α, produite non loin de la zone d'interaction du laser picoseconde, renseigne donc sur la source d'électrons rapides. Les émissions Cu et Sn-K_α sont, quant à elles, les signatures des électrons du faisceau ayant traversés la couche de propagation d'aluminium. Du fait de sections efficaces de fluorescence K_α (σ_K) différentes (voir Figure 3.3), elles ne sont pas exactement sensibles à la même population électronique. En effet, les émissions Ag ou Sn-K_α ne sont sensibles qu'aux électrons dont l'énergie cinétique excède $\sim 70\,\text{keV}$ contre $25\,\text{keV}$ seulement dans le cas de l'émission Cu-K_α.

Épaisseur d'Al [μm]	$T_{\text{Ag-K}\alpha}$	$T_{\text{Cu-K}\alpha}$	$T_{\text{Sn-K}\alpha}$
10	0.9089	0.795	0.7816
20	0.9089	0.795	0.7725
40	0.9089	0.795	0.7545
60	0.9089	0.795	0.7371

TABLE 5.2 – Valeur des transmission des raie Ag-, Cu- et Sn-K_α au travers des couches de matière présentes entre le lieu d'émission et le détecteur (HOPG pour la Cu-K_α et LCS pour Ag- et Sn-K_α).

La Figure 5.9 présente l'intensité absolue d'émission K_α (en photons par stéradian) émise par les couches de traceurs, pour des cibles solides ou comprimées, en fonction de l'épaisseur d'aluminium traversée. Ces valeurs ont été obtenues suite à la calibration absolue des spectromètres LCS et HOPG (voir l'Annexe B). Elles ont été corrigées de la transmission des photons (Table 5.2) au travers des couches de matière situées entre le lieu d'émission et le détecteur. Le nombre de photons Ag-K_α (gauche), représentatif de la source d'électrons générée en face avant, est relativement constant. Les taux d'émission Cu- et Sn-K_α (milieu et droite respectivement) décroissent, quant à eux, avec l'épaisseur d'aluminium traversée.

Ces résultats incitent à penser que le faisceau d'électrons est ralenti. Pour en être certain, il faut s'affranchir des fluctuations tir à tir de la source d'électrons. C'est la raison pour laquelle nous nous intéressons maintenant aux rapports des intensités des raies Sn ou Cu-K_α sur la raie Ag-K_α. Ceux-ci correspondent, en effet, à la fraction d'électrons (en unités relatives), pour des gammes d'énergies $\gtrsim 70\,\text{keV}$ et $\gtrsim 25\,\text{keV}$ respectivement, ayant traversé la couche de propagation d'aluminium. Les résultats sont présentés sur la Figure 5.10 et confirment l'effet de ralentissement subi par les électrons lorsqu'ils se propagent dans la cible.

Sur la figure de gauche, le rapport Cu-K_α/Ag-K_α décroît en fonction de l'épaisseur de la couche de propagation traversée, et ce, quel que soit l'état de la cible. Cette décroissance, également observable sur la figure de droite dans le cas du rapport Sn-K_α/Ag-K_α, est due au fait que les électrons traversent plus de matière et y déposent donc d'avantage d'énergie avant d'atteindre la couche fluorescente. On remarque également que les rapports Cu-K_α/Ag-K_α et Sn-K_α/Ag-K_α sont plus faibles et décroissent plus rapidement dans le cas des cibles com-

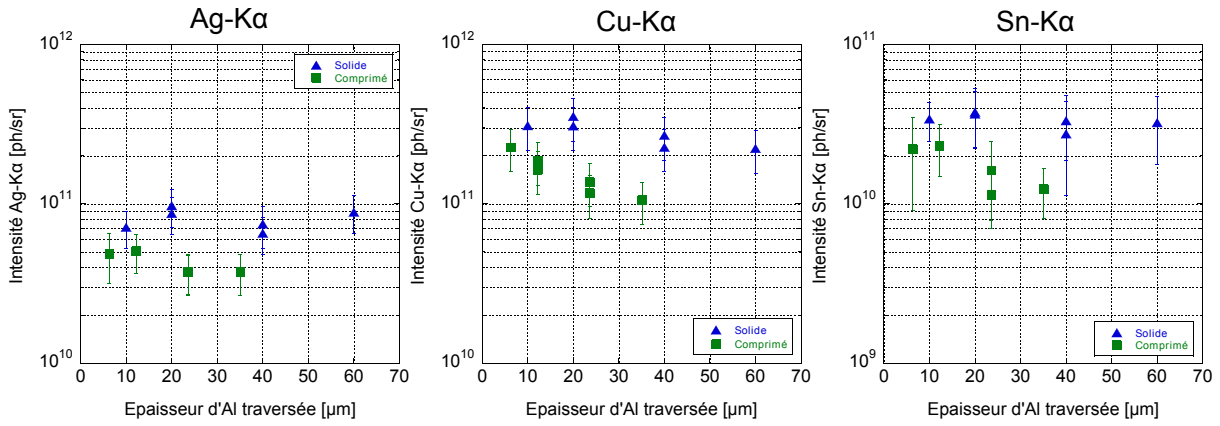

FIGURE 5.9 – Intensité du rayonnement Ag-K_α (gauche), Cu-K_α (milieu) et Sn-K_α (droite) en fonction de l'épaisseur d'aluminium traversée par le faisceau d'électrons, pour les cibles solides (symboles bleus) ou comprimées (symboles verts). Les valeurs sont corrigées de la transmission donnée dans la Table 5.2.

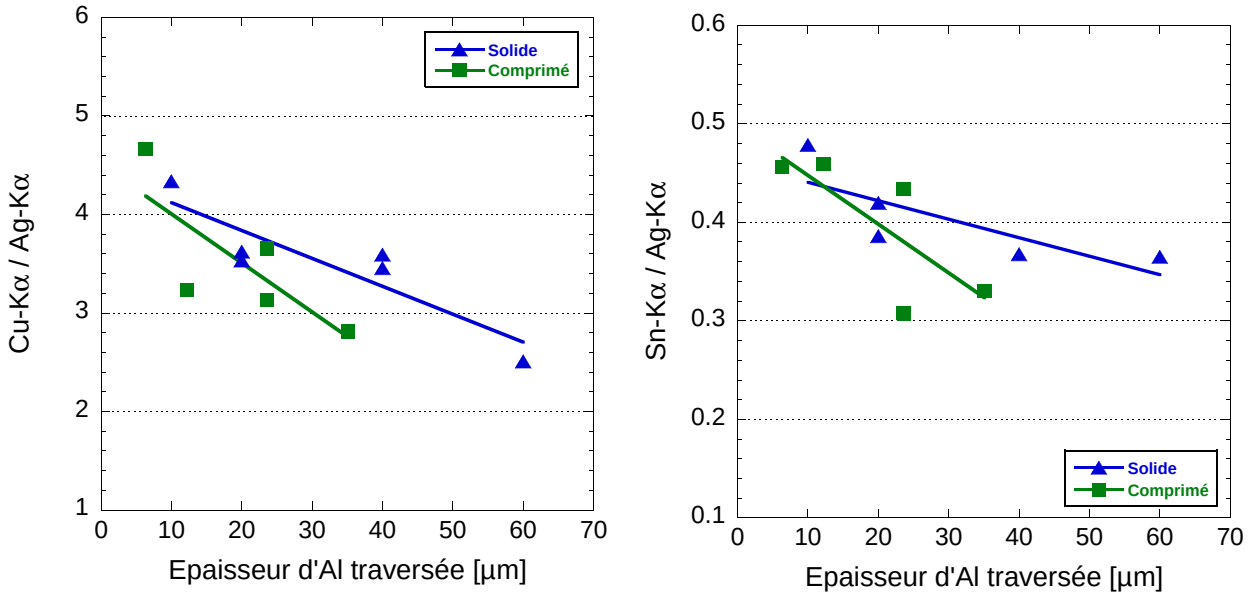

FIGURE 5.10 – (gauche) Rapport d'intensité Cu-K_α/Ag-K_α et (droite) Sn-K_α//Ag-K_α en fonction de l'épaisseur réelle d'aluminium traversée par le faisceau d'électrons. Les triangles bleus correspondent au cas d'une cible solide et les carrés verts à celui d'une cible comprimée. Les droites bleues et vertes correspondent aux régressions linéaires associées.

primées. Cela signifie que la compression, et plus précisément l'augmentation de la densité et de la température au sein de la couche d'aluminium, freine sensiblement la propagation du faisceau d'électrons rapides.

Il est maintenant intéressant de savoir quel est le principal mécanisme, collisionnel ou résistif, responsable des pertes d'énergie du faisceau d'électrons dans l'aluminium. Nous avons vu précédemment (Chapitre 2) que le faisceau d'électrons peut notamment perdre son énergie

via des collisions directes avec les électrons, atomes et ions du matériau traversé. Le pouvoir d'arrêt collisionnel associé (voir section 2.2.1) est proportionnel à la densité du matériau :

$$\left(\frac{dE}{dz}\right)_{\text{collision}} \propto \rho \quad \Longrightarrow \quad \Delta E_{\text{collision}} \propto \langle\rho\rangle L_{\text{Al}} \tag{5.1}$$

où $\Delta E_{\text{collision}}$ correspond aux pertes d'énergie collisionnelles intégrées sur l'épaisseur totale de la couche de propagation d'Al. Cela implique par conséquent que les pertes d'énergie collisionnelles sont proportionnelles à la densité surfacique du milieu traversé.
D'après les simulations hydrodynamiques précédemment décrites (Figures 5.5), la densité de la couche d'aluminium comprimée est approximativement le double de la densité solide. On peut donc s'attendre à observer une augmentation du pouvoir d'arrêt dE/dz dans le cas des cibles comprimées. La densité surfacique reste, quant à elle, identique, que la cible soit solide ou comprimée. Par conséquent, les pertes collisionnelles engendrées dans la couche de propagation (intégrées sur son épaisseur) doivent être approximativement identiques dans les deux cas.
Le faisceau d'électrons peut aussi perdre de l'énergie par effet résistif au cours de sa propagation. Le pouvoir d'arrêt associé est donné par (voir section 2.3.4) :

$$\left(\frac{dE}{dz}\right)_{\text{résistif}} \approx e\frac{j_b}{\sigma} \quad \Longrightarrow \quad \Delta E_{\text{résistif}} \propto \left\langle\frac{j_b}{\sigma}\right\rangle L_{\text{Al}} \tag{5.2}$$

où $\Delta E_{\text{résistif}}$ correspond aux pertes d'énergie résistives intégrées sur l'épaisseur totale de la couche de propagation d'Al. Par conséquent les pertes d'énergie résistives sont proportionnelles à la densité de courant électronique ainsi qu'à la résistivité du milieu traversé.
Ainsi, le pouvoir d'arrêt résistif est inversement proportionnel à la conductivité du milieu dépendant essentiellement de la température électronique T_e. Or dans nos conditions expérimentales, la compression provoque une augmentation de la température jusqu'à quelques eV et donc une chute de la conductivité du milieu. Ceci est mis en évidence sur la Figure 5.11 présentant l'évolution de la conductivité calculée à l'aide du modèle de Eidmann-Chimier (voir section 2.3.3) en fonction de la température électronique du milieu pour de l'aluminium solide (courbe en tirets rouges) ou comprimé [3] (courbe continue bleue). Le pouvoir d'arrêt résistif, et par conséquent les pertes résistives, seraient donc plus importantes dans le cas d'une cible comprimée. Néanmoins, le faisceau d'électrons peut être suffisamment intense pour chauffer très rapidement la matière à des températures telles que la conductivité du milieu passe quasi-instantanément dans le régime de Spitzer ($T_e \gtrsim 100\,\text{eV}$). Dans ce cas les pertes résistives des cibles comprimées et solides seraient équivalentes et associées à une conductivité à haute température.

En théorie, les pouvoirs d'arrêt résistif et collisionnel doivent donc augmenter avec la compression de la cible. Cependant, la conservation de la densité surfacique ρL_{Al} ne doit pas impliquer de changement dans les pertes collisionnelles lorsque celles-ci sont intégrées sur toute la couche de propagation. Ainsi, les différences observées expérimentalement, pour les intensités relatives de fluorescence K_α, pourraient être directement corrélées aux pertes collectives. Remarquons que bien que principalement gouvernées par les pertes résistives décrites précédemment, les pertes collectives incluent également des pertes dues à l'ionisation

3. Pour de l'aluminium comprimé nous prenons $T_e = T_i$, c'est-à-dire que l'on suppose que l'équilibre thermodynamique est atteint.

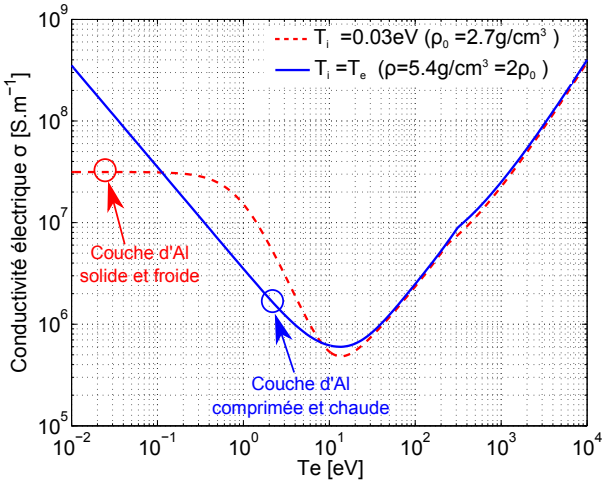

FIGURE 5.11 – Evolution de la conductivité de l'aluminium en fonction de la température T_e du milieu pour une cible solide (tirets rouges) et une cible comprimée (continu bleu). Pour cette dernière nous avons supposé le matériau à l'équilibre thermodynamique, $T_e = T_i$.

du milieu (notamment si celui-ci était un isolant), ou dues au développement d'instabilités conduisant à la filamentation du faisceau incident. Ce dernier phénomène ne semble néanmoins pas avoir lieu au vu des résultats de l'imagerie Cu-K_α.
En traçant l'évolution des rapports Cu-K_α/Ag-K_α et Sn-K_α/Ag-K_α en fonction de la densité surfacique ρL_{Al}, il est possible de différentier les pertes collisionnelles des résistives. En effet, pour une densité surfacique donnée, les pertes collisionnelles entre cibles solide et comprimée sont identiques. Alors, toute différence observée devra être due à une variation de nature résistive.

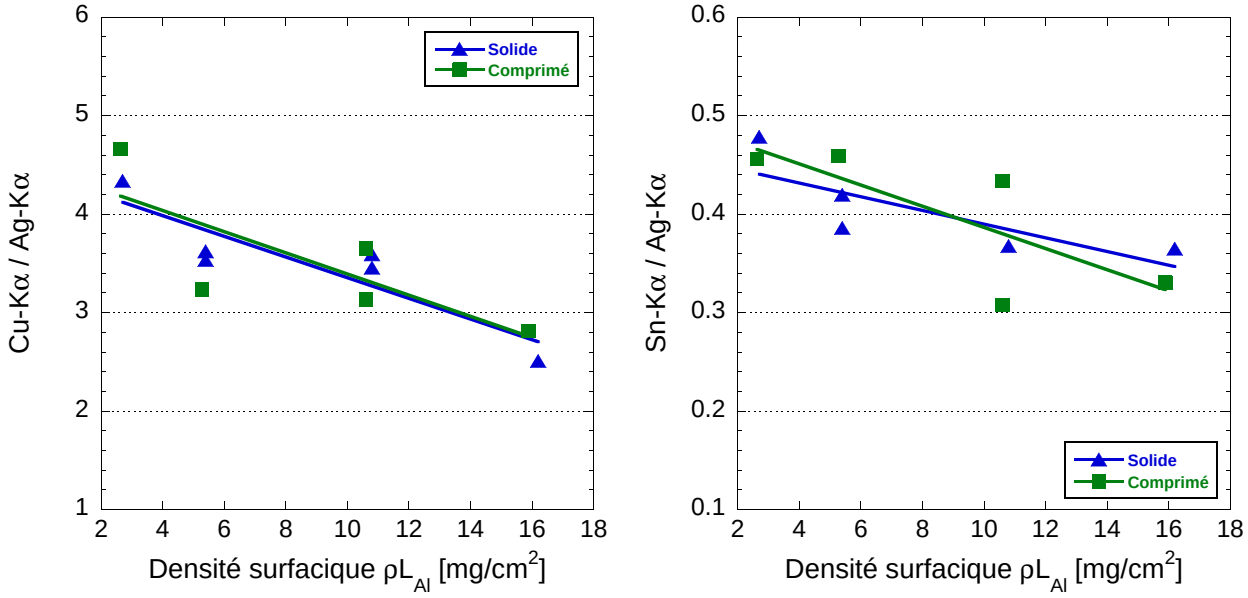

FIGURE 5.12 – (gauche) Rapport d'intensité Cu-K_α/Ag-K_α et (droite) Sn-K_α//Ag-K_α en fonction de la densité surfacique ρL_{Al} de la couche de propagation. Les triangles bleus correspondent au cas d'une cible solide et les carrés verts à celui d'une cible comprimée.

Cependant, les résultats présentés sur la Figure 5.12 en fonction de la densité surfacique ρL_{Al} ne montrent aucune différence importante entre les cibles comprimées et solides. Cela signifie que les pertes d'énergie générées par la compression de la cible sont essentiellement d'origine collisionnelle. Dans notre régime d'interaction, c'est-à-dire pour une intensité laser sur cible de $10^{19}\,\mathrm{W.cm^{-2}}$, la densité de courant injectée ne semble donc pas suffisante pour induire des pertes résistives observables avec nos diagnostics. Néanmoins, en utilisant les signaux de fluorescence absolus comme référence, nous pouvons reproduire numériquement nos conditions expérimentales et étudier ainsi la propagation du faisceau d'électrons afin de quantifier le rôle de chaque mécanisme sur les pertes d'énergie. Ceci fait l'objet de la section suivante.

5.3 Simulations du transport d'électrons et comparaison avec les résultats expérimentaux

Afin de mieux comprendre les résultats expérimentaux obtenus, plusieurs simulations, reproduisant la génération et la propagation du faisceau d'électrons dans une cible comprimée ou solide, ont été réalisées à l'aide de codes PIC et hybride.

Le premier est utilisé pour simuler l'interaction du laser picoseconde avec la couche frontale d'aluminium. Il permet de reproduire et de caractériser la source d'électrons rapides en face avant de la cible, déterminant sa divergence, son spectre en énergie ou encore le rendement de conversion laser-électrons.

Le second est utilisé pour simuler la propagation du faisceau dans la cible afin, d'une part, de reproduire les résultats expérimentaux (diamètre des taches Cu-K_α, intensité de l'émission de fluorescence K_α) et, d'autre part, d'estimer les pertes d'énergie et d'en identifier les mécanismes prépondérants.

5.3.1 Simulations PIC de la source d'électrons

Les paramètres de la source d'électrons sont estimés à l'aide de simulations PIC 2D, avec le code numérique PICLS, afin de reproduire l'interaction de l'impulsion laser picoseconde avec la couche d'aluminium située en face avant de la cible. Pour cela, il n'est pas nécessaire de distinguer cible comprimée et solide, la face avant étant identique dans les deux cas.
Les dimensions spatiales de la boîte de simulation sont de $80\,\mu$m dans la profondeur (x) et de $100\,\mu$m dans la direction transverse (y). La température initiale du plasma est fixée à 50 eV et sa densité maximale tronquée à $80n_c$. Le pré-plasma, généré par le piédestal ASE, est estimé à l'aide des simulations CHIC (Figure 5.5). Le degré d'ionisation Z^* est supposé égal à 2.5 dans tout le plasma. La résolution spatiale est de $0.017\,\mu$m. Le laser interagit en incidence oblique (45°) avec le plasma. Le profil temporel de l'impulsion est supposé gaussien, avec une largeur à mi-hauteur (FWHM) de 500 fs [4] et une intensité crête de $3.10^{19}\,\mathrm{W.cm^{-2}}$ ($a = 4.65$). Les collisions et l'ionisation sont également prises en compte dans le calcul [Sentoku 08].

4. La durée de l'impulsion est prise égale à 500 fs, et non à 1.5 ps, afin de limiter les problèmes liés aux conditions aux bords en face arrière (accumulation de charge, etc...) pouvant fausser la simulation. Une solution pourrait consister à agrandir d'avantage la taille de la boîte de simulation. Mais le temps de calcul en serait fortement augmenté. Pour maintenir l'intensité sur cible équivalente à celle de l'expérience nous avons donc diminué l'énergie laser d'un facteur 3.

Fonction de distribution électronique en énergie

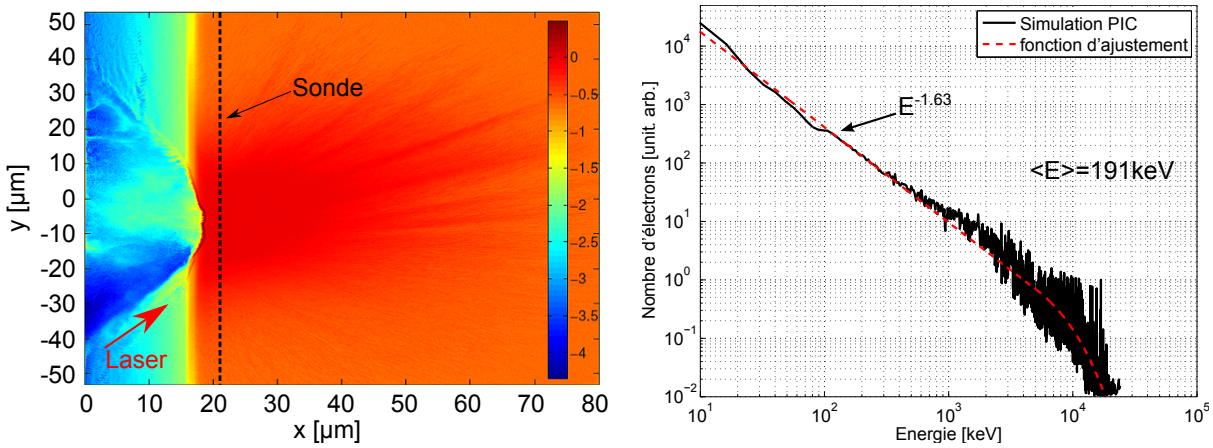

FIGURE 5.13 – (gauche) Carte de densité électronique ($n_e/80n_c$) obtenue à l'aide du code PICLS 2D, à $t = 600$ fs après le début de la simulation. L'échelle de couleur est logarithmique. (droite) Fonction de distribution de la source d'électrons calculée à l'aide du code PICLS 2D (noir continu) et sa fonction d'ajustement (tirets rouges).

Dans un premier temps, on s'intéresse à la distribution initiale en énergie du faisceau d'électrons rapides. Afin de mesurer cette quantité, une sonde est placée dans la boîte de simulation à la position $x = 21 - 22\,\mu$m, soit une quinzaine de microns au-delà de la zone d'interaction. La position de la sonde est mise en évidence par les tirets noirs sur la Figure 5.13 (gauche), représentant la carte de densité électronique obtenue au maximum de l'intensité laser.

Le spectre électronique mesuré au travers de la sonde (Figure 5.13 (droite)) est moyenné temporellement sur toute la durée de la simulation et ajusté, sur la gamme d'énergie $10\,\text{keV} \leq E < 20\,\text{MeV}$, par une fonction (tirets rouges) de la forme :

$$f(E) = \begin{cases} \left(\frac{E_0}{E}\right)^{\alpha} & \text{si } 10\,\text{keV} \leq E < 5\,\text{MeV} \\ N_h \exp\left(-\frac{E}{T_h}\right) & \text{si } 5\,\text{MeV} \leq E < 20\,\text{MeV}, \end{cases} \tag{5.3}$$

où T_h, α et E_0 sont des paramètres d'ajustement. Dans notre cas, $N_h = 3.31$, $T_h = 3.2\,\text{MeV}$, $\alpha = 1.63$ et $E_0 = 4\,\text{MeV}$. On remarque ainsi que la partie basse énergie de la fonction de distribution n'est pas décrite par une fonction maxwellienne, mais par une loi de puissance en $E^{-1.63}$. L'énergie cinétique moyenne des électrons, donnée par $\int_0^\infty Ef(E)dE / \int_0^\infty f(E)dE$, est alors d'environ 191 keV. Par ailleurs, l'énergie moyenne des électrons d'énergie cinétique $\geq 5\,\text{MeV}$ est donnée par $T_h = 3.2\,\text{MeV}$, une valeur bien plus haute que celles prédites par la loi pondéromotive de Wilks (1.9) ou la loi de Beg (1.8) à savoir 960 keV et 460 keV respectivement.

Distribution angulaire du faisceau d'électrons

Les électrons du faisceau ne se propagent pas tous dans la même direction, traduisant une certaine divergence au faisceau. Nos simulations PIC montrent que les directions privilégiées par les électrons dépendent non seulement de leur énergie, mais également de la position

transverse y à laquelle ils sont générés par rapport au centre du spot laser. Il est ainsi possible d'approcher la forme spatiale du faisceau par la fonction de distribution angulaire suivante [Debayle 10] :

$$f(\theta, y) = \exp\left[-\left(\frac{\theta - \theta_r(y)}{\Delta\theta_0}\right)^2\right] \tag{5.4}$$

Il s'agit d'une distribution gaussienne centrée autour de $\theta_r(y)$ et dont la largeur à mi-hauteur est donnée par $\Delta\theta_0$. Concrètement, cela revient à supposer que les électrons, générés à la position y, se propagent dans la cible avec un angle central $\theta_r(y)$ et une dispersion $\Delta\theta_0$ (Figure 5.14). La variation de l'angle $\theta_r(y)$, donnée par les simulations, peut être approchée par la fonction suivante :

$$\theta_r(y) = \arctan(y/\delta) \tag{5.5}$$

où δ est un paramètre d'ajustement dépendant de la distance entre les zones de mesure (position de la sonde) et d'interaction laser. La dispersion $\Delta\theta_0$ autour de cette direction de propagation dépend essentiellement de l'énergie des électrons (voir également le chapitre 4), néanmoins ici nous la considérons constante et égale à $\Delta\theta_0 = 55°$.

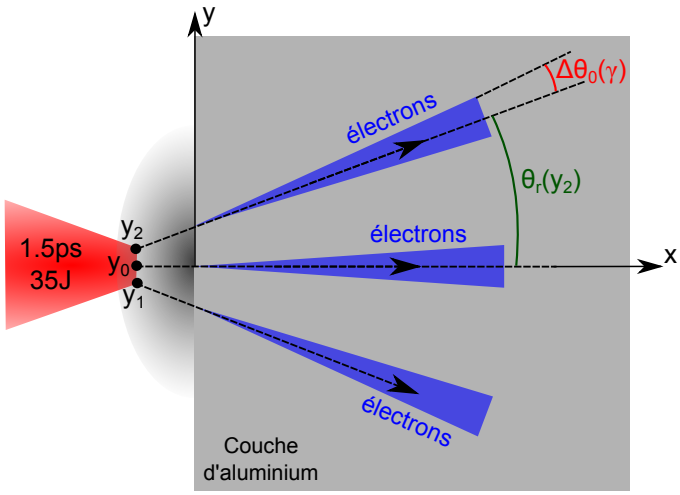

FIGURE 5.14 – Schéma illustrant la distribution angulaire du faisceau d'électrons généré par laser. Les électrons produits en y_2 se propagent préférentiellement dans la direction donnée par l'angle $\theta_r(y_2)$ avec une dispersion de $\Delta\theta_0(\gamma)$. Les électrons produits en y_0 se propagent, quant à eux, avec un angle normal par rapport à la surface de la cible.

Rendement de conversion laser→électrons

En intégrant l'énergie de chacun des électrons ayant été accélérés, il est possible d'estimer le rendement de conversion laser-électrons rapides pour nos conditions d'interactions. Celui-ci est estimé à $\sim 30\% \pm 10\%$ de l'énergie laser.

5.3.2 Simulations hybrides du transport du faisceau d'électrons

Nous connaissons à présent les caractéristiques du faisceau d'électrons rapides au niveau de la zone d'interaction laser, c'est à dire proche de leur lieu d'accélération. Il s'agit désormais de simuler sa propagation dans la cible, que celle-ci soit à l'état comprimée ou solide. Pour cela Javier Honrubia, Arnaud Debayle (Université Polytechnique de Madrid) et moi-même avons utilisé un code hybride [Honrubia 05] permettant de simuler la propagation du faisceau d'électrons. Ce dernier, dont les caractéristiques initiales sont définies par l'utilisateur, est transporté dans la matière sous l'effet des collisions et des champs auto-générés auxquels il est soumis. Les caractéristiques initiales de la source d'électrons sont issues des simulations PIC décrites précédemment :

- La fonction de distribution électronique injectée dans le code est donnée par la fonction (5.3). L'énergie cinétique moyenne des électrons est de 197 keV.
- La divergence du faisceau d'électrons est définie par la distribution donnée par l'équation (5.4) avec un angle de dispersion $\Delta\theta_0 = 55°$ et un angle moyen de propagation $\theta_r = 30°$.
- Le rayon initial du faisceau est $r_0 = 20\,\mu$m soit deux fois le rayon de la tache focale du laser picoseconde contenant $\sim 50\%$ de l'énergie laser sur cible. Cette valeur est cohérente avec le halo d'énergie observé autour de la tache focale.
- Le rendement de conversion d'énergie laser vers les électrons est pris égale à $\eta_{laser\rightarrow e-} = 40\%$ afin de bien reproduire le taux d'émission K_α généré dans les traceurs, comme nous le verrons par la suite.

La cible est modélisée par une boîte de simulation axisymétrique de $100\,\mu$m dans la direction de propagation du laser et de $300\,\mu$m dans la direction transverse, avec une résolution spatiale de $0.5\,\mu$m. Les profils de densité et de température intégrés dans le code sont ceux issus des simulations hydrodynamiques présentées précédemment (Figure 5.5). Huit cas différents sont simulés selon deux états (solide ou comprimé) et quatre épaisseurs initiales de la couche de propagation (10, 20, 40 et $60\,\mu$m). Au total, près de 3×10^6 macro particules, injectées par vagues successives, permettent de simuler la propagation d'environ 4×10^{14} électrons dans la cible. La résolution temporelle est de 1 fs pour une durée de simulation d'environ 8 ps.

La conductivité de chacun des matériaux est calculée à partir du modèle présenté dans la section 2.3.3, basé sur le modèle de Drude : $\sigma = e^2 n_e / m_e \nu_{ei}$ avec ν_{ei} la fréquence de collision électron-ion calculée à l'aide du modèle de Eidmann-Chimier (voir section 2.3.3).

L'émission K_α produite dans les couches de traceur (argent, étain et cuivre) est, quant à elle, calculée par la formule de la section efficace K_α introduite par Hombourger (section 3.1.1). Cette émission, résolue spatialement, produit des images à deux dimensions comparables à celles obtenues expérimentalement avec l'imagerie K_α.

Afin de mesurer les pertes d'énergies des électrons, deux sondes sont également placées aux extrémités avant et arrière de la couche de propagation d'aluminium.

Comparaison avec les résultats expérimentaux

L'émission K_α produite dans les différentes couches de traceur est intégrée temporellement et mesurée en fin de simulation. Les résultats du calcul (symboles vides) sont comparés aux points expérimentaux (symboles pleins) sur la Figure 5.15.

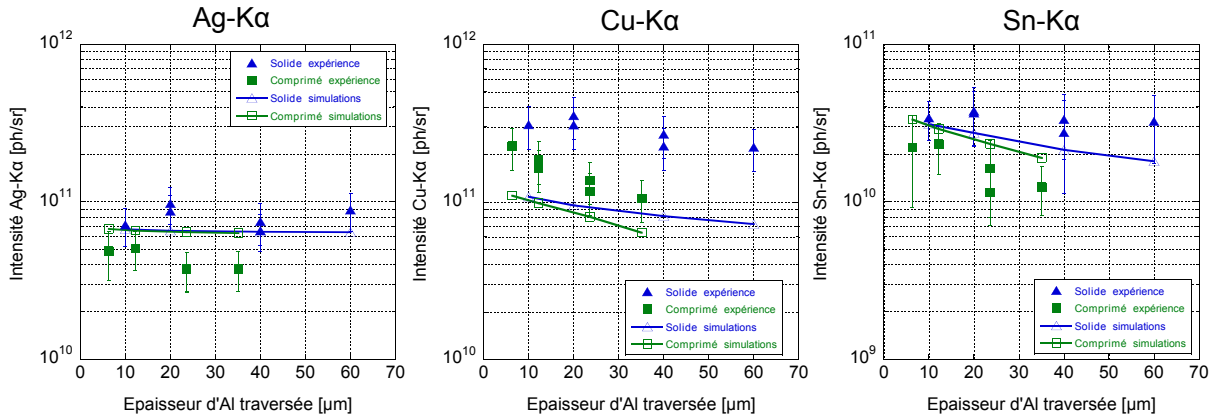

FIGURE 5.15 – Comparaison des résultats des simulations hybrides (symboles vides) avec les mesures expérimentales (symboles pleins) d'intensité d'émission K_α absolue (photon/sr) pour l'argent (gauche), le cuivre (milieu) et l'étain (droite).

Un bon accord est obtenu pour un rendement de conversion de 40% ce qui reste raisonnable au vue des barres d'erreur sur les points expérimentaux et sur le rendement de conversion estimé avec PICLS. Le nombre de photons K_α n'est pas tout à fait reproduit numériquement dans le cas de l'émission Cu-K_α. Ce désaccord pourrait être en partie lié au fait que les raies d'émission collectées sont anormalement élargies spectralement dû à un désalignement du spectromètre (voir Figure 5.3). Néanmoins, cette différence (inférieure à un facteur 3) reste minime compte tenu du caractère absolu de la mesure. Enfin, la décroissance de l'émission semble concorder avec la tendance obtenue numériquement. Concernant l'émission Cu-K_α, un profil spatial est extrait de chacune des images 2D obtenues puis ajusté par une fonction gaussienne afin d'en mesurer la largeur à mi-hauteur (FWHM). Les résultats des simulations (symboles vides) sont tracés sur la Figure 5.16 et comparés aux points expérimentaux (symboles pleins).

Les résultats des simulations sont en bon accord avec les résultats expérimentaux. La divergence obtenue est en effet sensiblement la même que la cible soit comprimée ou solide. Les rapports d'intensité Cu- et Sn-K_α/Ag-K_α obtenus à l'aide des simulations sont tracés sur la Figure 5.17 en fonction de la densité surfacique de la couche d'aluminium et comparés aux résultats expérimentaux. On remarque ainsi que le rapport Cu-K_α/Ag-K_α n'est pas reproduit de façon satisfaisante par les simulations. Ce résultat est principalement dû à la sous-estimation de l'intensité d'émission Cu-K_α (Figure 5.15). Cependant, la décroissance du rapport obtenu numériquement est en bon accord avec les données expérimentales, de même que l'absence de différence significative entre cibles solide et comprimée. Ce phénomène est également observé dans le cadre du rapport Sn-K_α/Ag-K_α. Les simulations confirment ainsi l'hypothèse formulée précédemment (5.10), selon laquelle l'augmentation des pertes d'énergie résistives dans les cibles comprimées n'est pas suffisamment importante pour qu'une différence soit observable expérimentalement.

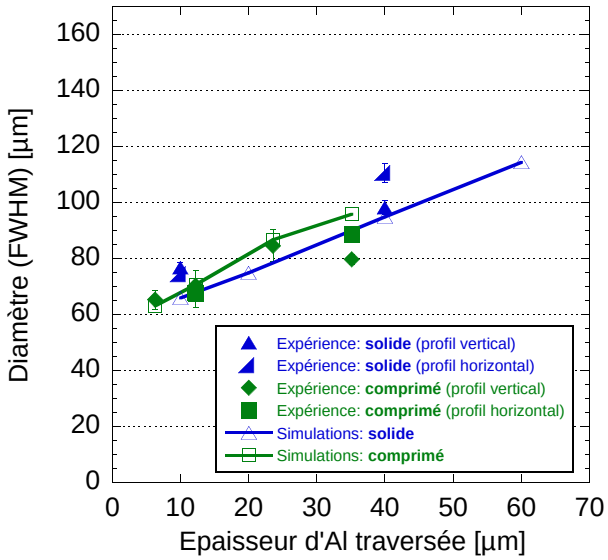

FIGURE 5.16 – Comparaison du rayon de la tache d'émission K_α obtenue expérimentalement (symboles pleins) et numériquement (symboles creux) en fonction de l'épaisseur d'aluminium traversée, pour les cibles solides (bleu) et comprimées (vert).

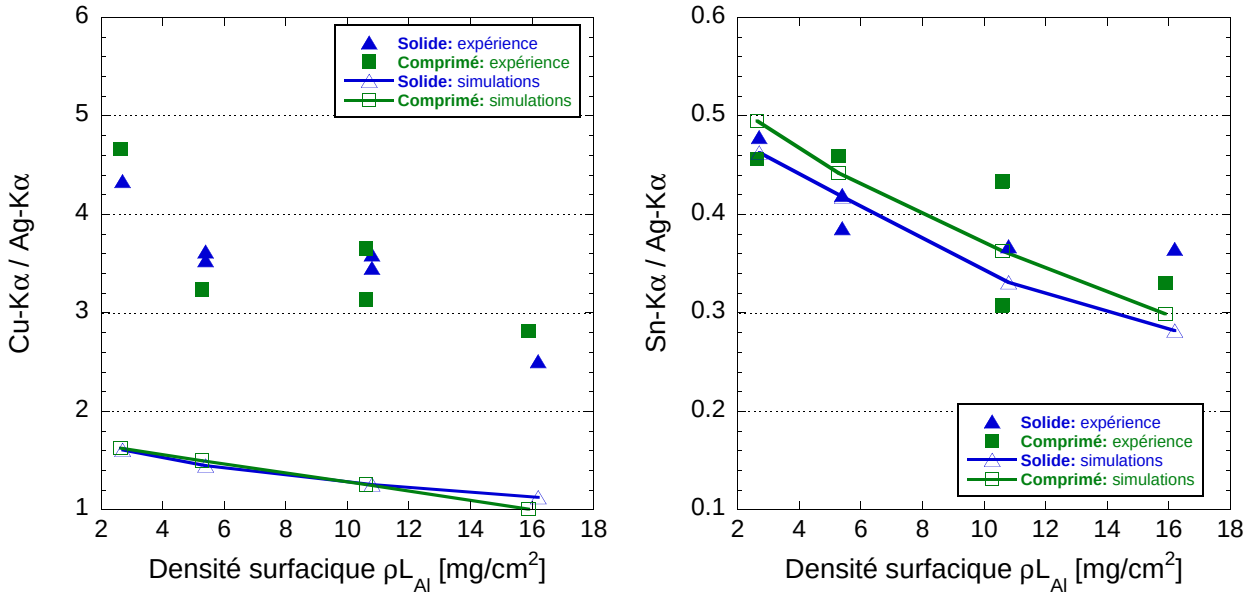

FIGURE 5.17 – Rapports d'intensité Cu-K_α/Ag-K_α (gauche) et Sn-K_α/Ag-K_α (droite) obtenus expérimentalement (symboles pleins) et numériquement (symboles creux, traits continus).

Interprétation des résultats

Les résultats expérimentaux, confirmés par les simulations, montrent que les pertes collisionnelles sont la principale cause des pertes d'énergie du faisceau d'électrons rapides dans notre régime d'interaction laser (10^{19} W.cm^{-2}). Les pertes résistives dans les cibles solides ou comprimées semblent, quant à elles, approximativement identiques ou trop faibles pour qu'aucune différence claire ne soit observable. Pour comprendre ce résultat, reprenons l'ex-

pression (2.81) du rapport des pertes collisionnelles sur les pertes résistives, obtenue dans le second chapitre pour un faisceau d'électrons monoénergétique. Elle permet d'estimer, dans une moindre mesure compte tenu de sa simplicité, le régime de courant électronique pour lequel les pertes résistives ne peuvent plus être considérées comme négligeables. On peut estimer que ceci est vérifié lorsque les pertes résistives sont supérieures à environ 10% des pertes collisionnelles, soit $R = \partial_t T_e|_{\text{col}} \,/\, \partial_t T_e|_{\text{res}} = 10$.

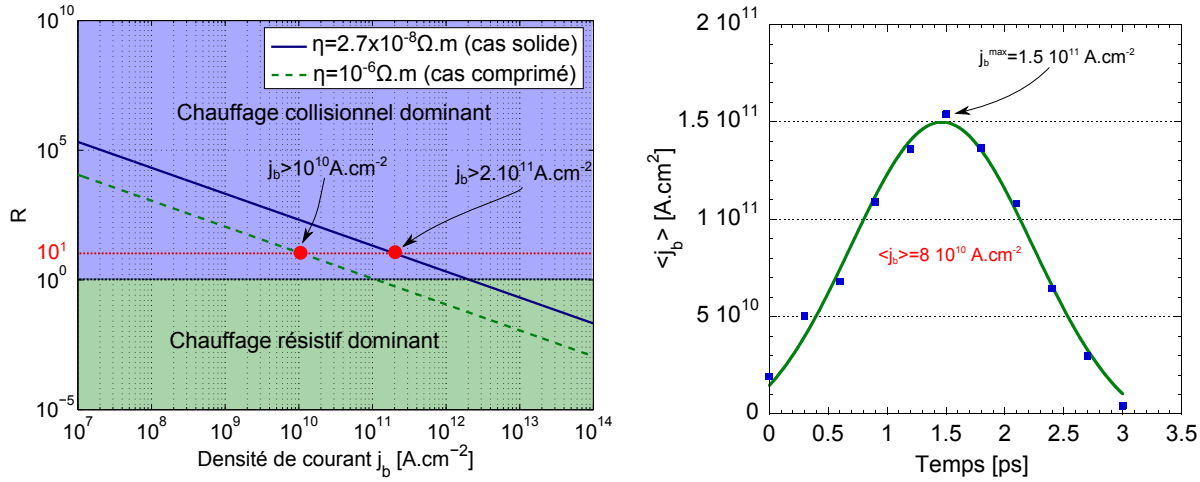

FIGURE 5.18 – (gauche) Évolution du rapport R dans l'aluminium comprimé (tirets verts) ou solide (continu bleu), en fonction de la densité de courant j_b du faisceau d'électrons rapides. L'énergie des électrons est fixée à 200 keV. Les résistivité est de $\eta_{\text{comp}} = 10^{-6}\,\Omega$.m pour de l'aluminium comprimé et de $\eta_{\text{solide}} = 2.7 \times 10^{-8}\,\Omega$.m pour de l'aluminium solide. La ligne pointillée noire horizontale correspond à R=1 et celle en rouge à R=10. (droite) Évolution temporelle de la densité de courant j_b dans la couche d'aluminium d'une cible comprimée, calculée à partir des simulations hybrides. Les valeurs sont moyennées sur un rayon de 30 μm autour de l'axe de propagation du faisceau. La courbe verte correspond à un ajustement gaussien.

L'évolution du rapport R, dans le cas d'une couche d'aluminium solide ou comprimée, est tracée sur la Figure 5.18 (gauche) pour un faisceau d'électrons monocinétique de 200 keV.
A droite est présentée l'évolution temporelle de la densité de courant j_b dans la couche de propagation d'aluminium. On observe que les pertes résistives sont significatives pour des densités de courant au-delà de $j_b > 10^{10}\,\text{A.cm}^{-2}$ et $j_b > 10^{11}\,\text{A.cm}^{-2}$ pour une cible comprimée et solide respectivement. Par ailleurs, les simulations hybrides estiment la densité de courant maximale atteinte dans la couche d'aluminium à $j_b^{max} = 1.5 \times 10^{11}\,\text{A.cm}^{-2}$ et la densité de courant moyenne à $\langle j_b \rangle = 8 \times 10^{10}\,\text{A.cm}^{-2}$. Ces valeurs semblent donc suffisamment élevées pour que les pertes résistives ne soient pas considérées comme négligeables, surtout dans l'aluminium comprimé.

La Figure 5.19 détaille la répartition spatiale de la densité d'énergie déposée par le faisceau d'électrons dans une cible solide ou comprimée, dont la couche de propagation fait initialement 60 μm d'épaisseur. Les pertes d'énergie associées aux collisions sont dissociées des pertes résistives afin d'apprécier leurs différentes contributions.
Intéressons-nous d'abord au dépôt d'énergie par le biais des collisions (figures du haut) dans la couche de propagation d'aluminium, délimitée par les pointillés noirs. Celui-ci se produit

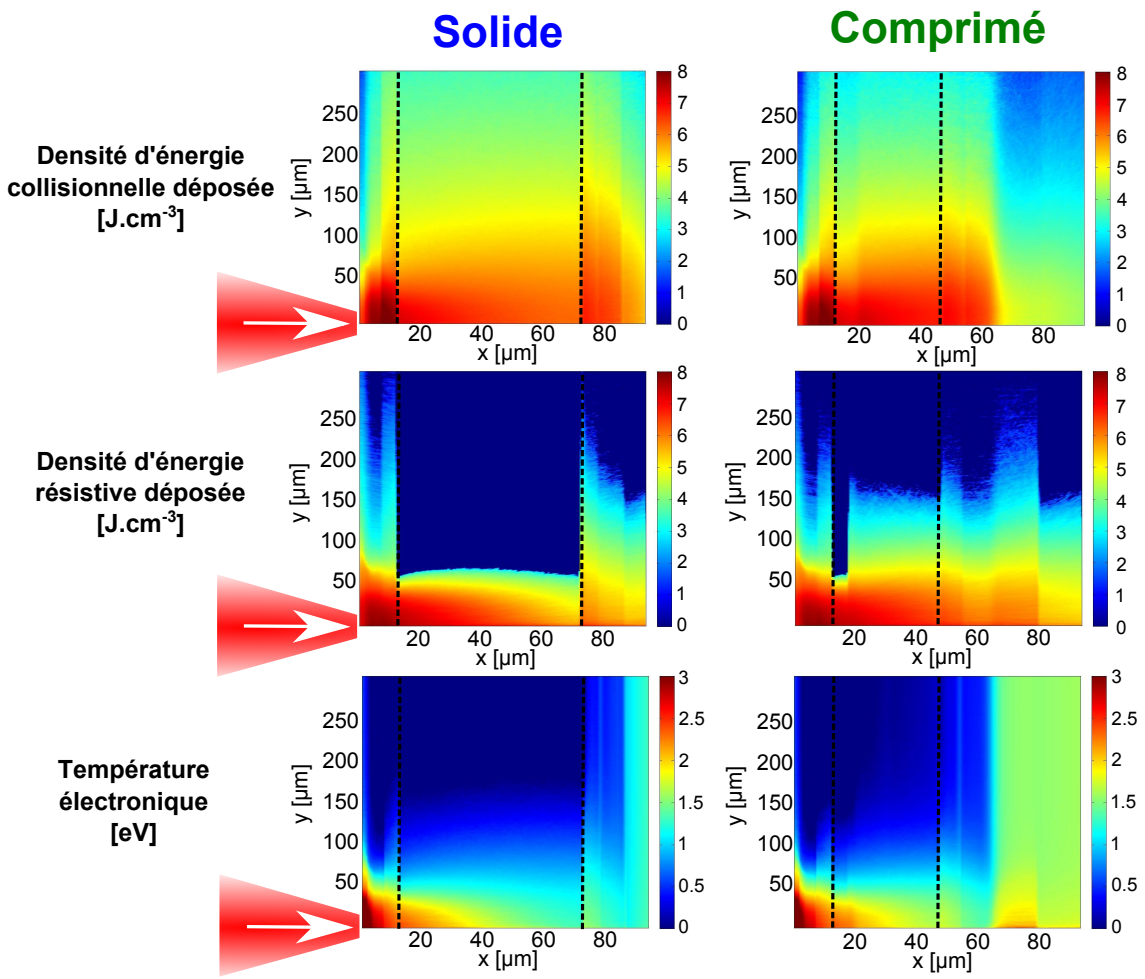

FIGURE 5.19 – Cartes bidimensionnelles en coordonnées cylindriques représentant la densité d'énergie collisionnelle (haut) ou résistive (milieu) déposée ainsi que la température (bas) à $t = 4\,\mathrm{ps}$ (après le passage du faisceau d'électrons) au sein d'une cible comprimée (droite) ou solide (gauche) et dont l'épaisseur initiale de la couche de propagation fait $60\,\mu\mathrm{m}$. Les triangles rouges surmontés d'une flèche blanche précisent la position du laser. Les lignes en pointillés noirs délimitent la couche de propagation d'aluminium. L'échelle de couleur est logarithmique.

principalement sur un rayon d'environ $100\,\mu\mathrm{m}$ autour de l'axe de propagation du faisceau d'électrons. Néanmoins, les diffusions multiples génèrent également des pertes sur des rayons bien supérieurs. De ce fait, la densité d'énergie déposée par collisions s'avère plus importante dans les cibles comprimées. Ce résultat, assez intuitif, est dû à l'augmentation de la densité ρ au sein de la couche de propagation, passant de $\rho_0 = 2.7\,\mathrm{g/cm^3}$ à l'état solide à $\rho = 5.2\,\mathrm{g/cm^3} \sim 2\rho_0$ une fois comprimée. En outre, le dépôt d'énergie via les collisions s'effectue, pour l'essentiel, dès les premiers microns des couches frontales d'aluminium et d'argent, où les électrons de faible énergie sont rapidement arrêtés.

A la différence des pertes collisionnelles, celles liées aux effets résistifs se situent dans une zone moins étendue autour de l'axe de propagation, où la densité de courant j_b est la plus élevée. Ainsi, elles ne s'étendent pas au-delà d'un rayon de $50\,\mu\mathrm{m}$ dans le cas de cibles solides,

voir 150 μm dans le cas de cibles comprimées. En effet, pour ces dernières, la diminution de la conductivité σ due à la compression favorise le dépôt d'énergie résistif au sein de la couche de propagation. A l'instar des pertes d'énergie collisionnelles, les pertes d'énergie résistives se produisent principalement dès les premiers microns, où la densité de courant d'électrons est la plus intense et le faisceau non encore diffusé radialement.

Par ailleurs, l'énergie déposée dans la cible, comprimée ou solide, fait sensiblement augmenter la température en son sein. Ainsi, on peut voir sur les cartes de température que sur les premiers microns la température électronique atteint quelques keV. Dans la couche de propagation d'aluminium, la température s'est élevée de $\sim 2\,\mathrm{eV}$ (voir Figure 5.5) à une moyenne de 150 eV faisant ainsi passer la conductivité dans le régime Spitzer (voir Figure 5.11).

Afin de mieux observer la prépondérance des pertes d'énergie résistives/collisionnelles, la densité d'énergie déposée par les deux mécanismes dans la couche d'aluminium est tracée sur la Figure 5.20 en fonction de la profondeur ainsi qu'à différents rayons par rapport à l'axe de propagation du faisceau d'électrons rapides : $r = 5\,\mu$m (gauche), $r = 20\,\mu$m (milieu) et $r = 50\,\mu$m (droite). A un rayon de 5 μm (figure de gauche), c'est-à-dire proche du centre du faisceau, la densité de courant en entrée de la couche d'aluminium est de l'ordre de $3.4 \times 10^{11}\,\mathrm{A.cm^{-2}}$. Pour une telle densité de courant, les pertes résistives, proportionnelles à j_b^2, apparaissent nettement plus importantes que les pertes collisionnelles. Elles ne sont, néanmoins, pas différentes selon que la cible est solide ou comprimée, au contraire des pertes collisionnelles qui sont clairement plus élevées dans les cibles comprimées. Lorsque l'on s'éloigne du centre du faisceau, à un rayon de 20 μm (figure du milieu), la densité de courant diminue pour atteindre $1.9 \times 10^{11}\,\mathrm{A.cm^{-2}}$. Dans cette zone, les pertes résistives deviennent plus faibles et laissent progressivement place aux pertes collisionnelles, proportionnelles à j_b. Ces dernières deviennent prédominantes à une profondeur de $\sim 35\,\mu$m où la densité de courant devient également plus faible. On observe alors progressivement une prépondérance des pertes résistives dans l'aluminium comprimé par rapport à son homologue solide. Lorsqu'on s'éloigne davantage du centre du faisceau, à un rayon de 50 μm (figure de droite), la densité de courant en entrée de la couche d'aluminium est encore plus faible, atteignant $5 \times 10^{10}\,\mathrm{A.cm^{-2}}$. Les pertes résistives deviennent alors négligeables mais apparaissent cependant nettement plus importantes dans le cibles comprimées, à l'instar des pertes collisionnelles.

Afin de réaliser un bilan des pertes d'énergie totales, les pertes dues à chaque mécanisme sont intégrées sur l'ensemble de la couche de propagation d'aluminium. Les résultats sont tracés sur le graphe de la Figure 5.21 (gauche) représentant le bilan des pertes d'énergie résistives (courbes violettes) ou collisionnelles (courbes bleues) en fonction de l'épaisseur d'aluminium traversée par le faisceau d'électrons. Encore une fois, les pertes d'énergie, qu'elles soient d'origine collisionnelle ou résistive, sont nettement plus importantes lorsque la cible est comprimée (courbes en tirets), du fait de l'augmentation de la densité et de la résistivité dans la couche d'aluminium. Bien que les pertes collisionnelles soient prépondérantes, les pertes résistives ne sont pas négligeables et peuvent atteindre près d'un tiers des pertes totales.

Sur la Figure 5.21 (droite) sont tracés les mêmes résultats, cette fois-ci en fonction de la densité surfacique ρL^{Al} de la couche de l'aluminium. Il est ainsi possible de vérifier que les pertes collisionnelles totales dans la couche d'aluminium sont équivalentes entre les cibles comprimées et solides. En effet, la différence qui se développe avec l'épaisseur de la couche de propagation reste relativement minime. Les différences de pertes d'énergie résistives sont,

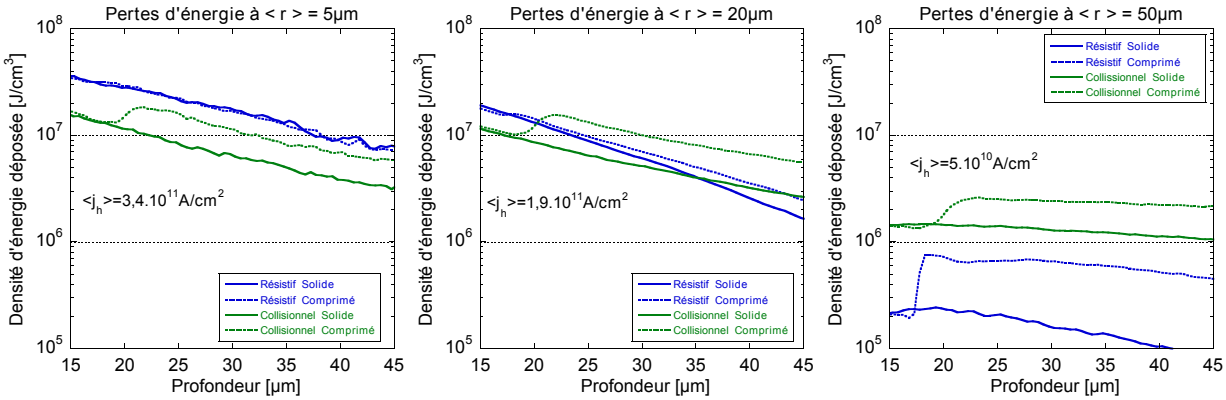

FIGURE 5.20 – Densité d'énergie résistive (bleu) et collisionnelle (rouge) déposée dans la couche d'aluminium solide (lignes continues) ou comprimée (lignes en pointillés) calculées à différents rayons moyens : $r = 5\,\mu$m (gauche), $r = 20\,\mu$m (milieu) et $r = 50\,\mu$m (droite). La profondeur est prise par rapport à la face avant de la cible.

quant à elles, liées à la compression de la cible. Pour comprendre cela, reprenons la Figure 5.5 représentant les profils hydrodynamiques de l'ensemble des cibles. On remarque que pour chacune d'entre elles les premiers $\sim 5\,\mu$m de la couche de propagation ne sont pas comprimés. En conséquent, la fraction de l'épaisseur de la zone comprimée sur celle restée solide augmente avec l'épaisseur initiale de la couche de propagation. Ainsi les pertes résistives, intégrées sur l'épaisseur L^{Al}, deviennent de plus en plus élevée dans les cibles comprimées comparées aux cibles solides, et ce, pour une densité surfacique croissante. La différence n'est cependant pas très importante, expliquant ainsi la difficulté à l'apprécier expérimentalement via les mesures de la fluorescence K_α (Figure 5.12).

En conclusion, dans nos conditions expérimentales et notre régime d'interaction ($I \sim 10^{19}$ W.cm^{-2}), les pertes d'énergie collisionnelles sont clairement prépondérantes sur les pertes d'énergie résistives. Cependant, ces dernières ne sont pas négligeables et deviennent significatives dès lors que la densité de courant dépasse les 10^{11} A.cm^{-2}. Lorsque le milieu traversé par les électrons est comprimé, les deux mécanismes (collisionnel et résistif) prennent plus d'importance. Les pertes d'énergie sont néanmoins comparables pour une même densité surfacique. En d'autres termes, le courant d'électrons rapides n'est pas suffisamment élevé pour permettre l'observation expérimentale d'une différence entre les pertes résistives de l'aluminium chaud et comprimé, d'une part, et de l'aluminium froid et solide, d'autre part.

Estimation des conditions nécessaires à l'observation des pertes résistives

En augmentant la densité de courant électronique j_b au-delà de 10^{11} A.cm^{-2}, on peut s'attendre à ce que les pertes résistives soient nettement plus importantes dans le cas d'une cible comprimée. Pour vérifier ceci de nouvelles simulations hybrides sont réalisées. Celles-ci consistent à augmenter l'énergie contenue dans l'impulsion laser générant le faisceau d'électrons tout en conservant les autres paramètres précédemment utilisés ($\Delta\theta_0$, θ_r, r_0, $\eta_{\text{laser}\to e}$). De ce fait l'énergie transférée aux électrons est plus importante, élevant alors la densité de courant électronique j_b. Les résultats obtenus sont présentés sur la Figure 5.22 où sont tracés les pertes d'énergie collisionnelles (bleu clair) et résistives (violet) en fonction de l'épaisseur

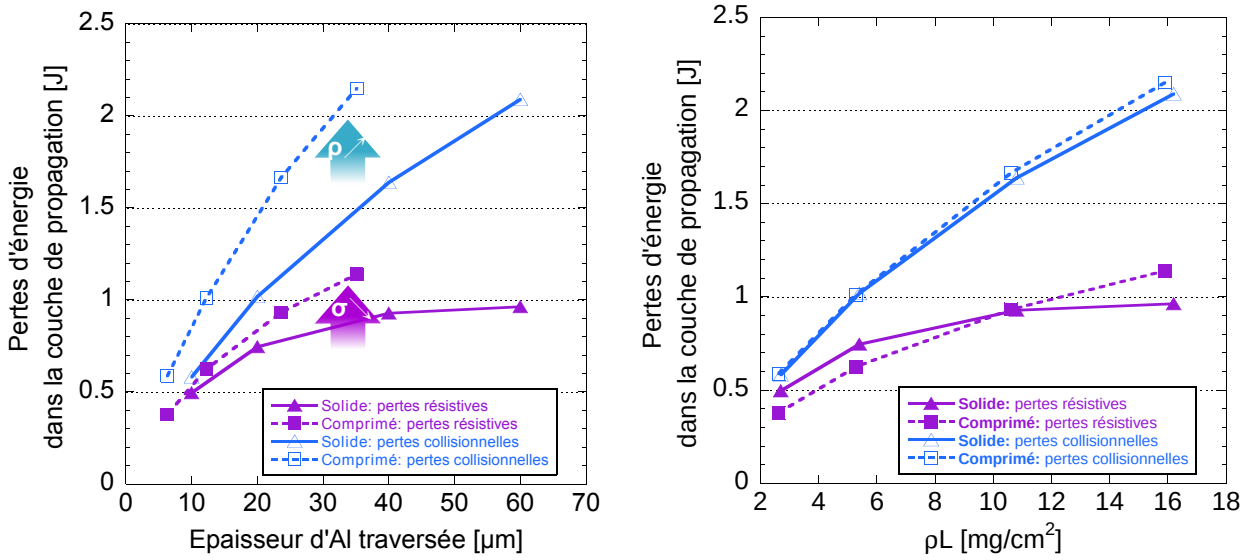

FIGURE 5.21 – Bilan des pertes d'énergie collisionnelles (symboles vides bleus clairs) et résistives (symboles pleins violets) intégrées sur toute la couche de propagation d'aluminium. Les résultats sont présentés dans le cas de cibles solides (continu) ou comprimées (tirets), en fonction de l'épaisseur d'aluminium traversée (gauche) ou de la densité surfacique ρL^{Al} (droite).

d'aluminium traversée pour des cibles comprimées (tirets) ou non (continu), et pour différentes valeurs moyennes de j_b à l'entrée de la couche de propagation : $\langle j_b \rangle = 8 \times 10^{10}$ (résultats issus de la Figure 5.21), 1.5×10^{11} ($E = 70\,\mathrm{J}$) et $10^{12}\,\mathrm{A.cm^{-2}}$ ($E = 350\,\mathrm{J}$). On constate ainsi que les pertes d'énergie, qu'elles soient d'origine résistive ou collisionnelle, augmentent avec la densité de courant électronique étant donné le plus grand la proportion plus importante d'électrons injectés. Néanmoins, les pertes d'énergie résistives s'accroissent plus rapidement et deviennent même, dans le cas de cibles solides, plus importantes que les pertes d'énergie collisionnelles dès lors que j_b dépasse la valeur seuil de $1.5 \times 10^{11}\,\mathrm{A.cm^{-2}}$ (graphes du milieu et de droite). Ces résultats semblent ainsi en excellent accord avec les résultats obtenus dans le chapitre 4 (section 4.3.4).

Par ailleurs nous pouvons également remarquer qu'à l'inverse des pertes d'énergie collisionnelles, la différence entre les pertes d'énergie dans les cibles solides et comprimées s'estompe à mesure que j_b augmente. Ce résultat est notamment dû au fait que lorsque la densité de courant augmente, le temps caractéristique de chauffage τ_F de la cible diminue. La matière est alors chauffée très rapidement et la conductivité du matériau passe presque instantanément de sa valeur initiale (conductivité gouvernée par les collisions e-phonon dans le cas de l'aluminium froid et solide, ou conductivité gouvernée par les collisions e-e dans le cas de l'aluminium tiède et comprimé) à la conductivité de Spitzer, croissante en $T_e^{3/2}$. Les pertes d'énergie ne dépendent alors plus des conditions initiales (conductivité) de la cible. Afin d'observer une différence entre une cible solide et comprimée avec nos diagnostics expérimentaux, il convient donc de satisfaire à l'inéquation suivante (développée en détail dans l'Annexe D) :

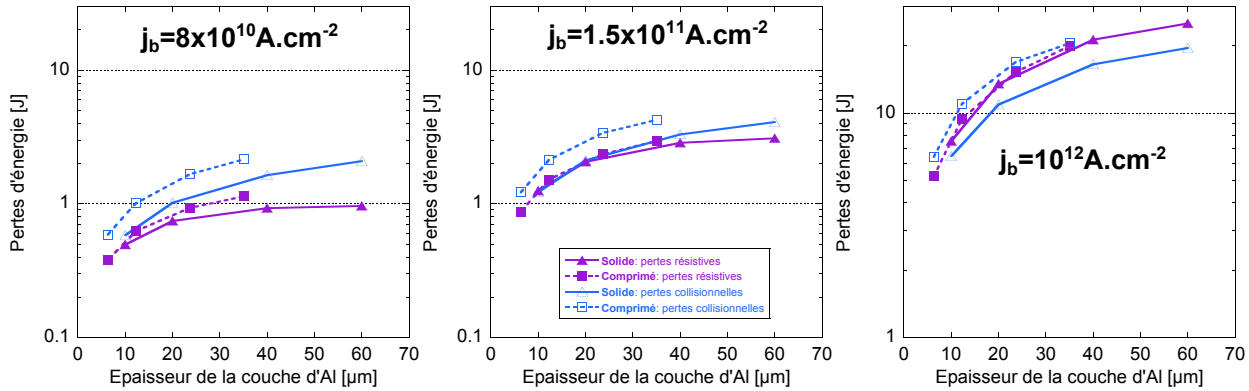

FIGURE 5.22 – Bilan des pertes d'énergie collisionnelles (symboles vides bleus clairs) et résistives (symboles pleins violets) intégrées sur toute la couche de propagation d'aluminium. Les résultats sont présentés dans le cas de cibles solides (continu) ou comprimées (tirets), en fonction de l'épaisseur d'aluminium traversée et pour différentes densités de courant électronique j_b : 8×10^{10}, 1.5×10^{11} et 10^{12} A.cm^{-2}.

$$\left\langle \frac{dE}{dz}\bigg|_{\text{résistif}} \right\rangle^{\text{Al comprimé}} > \left\langle \frac{dE}{dz}\bigg|_{\text{résistif}} \right\rangle^{\text{Al solide}} \Longrightarrow j_b \tau_L^3 \leq \frac{C_{GP}^3 T_{sp}^3}{\sigma_c^2} \left(\left\langle \frac{dE}{dz} \right\rangle_{\text{coll}} \frac{1}{e} \right)^{-5}, \tag{5.6}$$

où τ_L correspond à la durée du faisceau d'électrons, typiquement la durée de l'impulsion laser, C_{GP} correspond à la capacité calorifique des électrons dans le milieu traversé, T_{sp} la température seuil du régime de Spitzer ($T_{sp} \sim 40\,\text{eV}$), σ_c la conductivité calculée pour la fréquence coupure, définie dans la section 2.3.3. $\left\langle \frac{dE}{dz} \right\rangle_{\text{coll}}$ correspond au pouvoir d'arrêt collisionnel. Il est de l'ordre de $10\,\text{MeV.cm}^{-1}$. Par conséquent, pour que le pouvoir d'arrêt de l'aluminium comprimé soit supérieur à celui de l'aluminium solide, la densité de courant j_b d'un faisceau d'électrons rapides d'une durée d'environ 1 ps, se propageant dans un plasma d'aluminium possédant un degré d'ionisation $Z^* = 3$, ne doit typiquement pas dépasser 10^{12} A.cm^{-2}. Pour des valeurs de j_b encore plus élevées, on peut s'attendre à ce que la cible devienne très vite hautement conductrice ($\sigma \propto T_e^{3/2}$) et donc que les effets résistifs perdent de leur importance par rapport aux effets collisionnels.

5.4 Expérience réalisée avec une densité de courant plus élevée

Dans cette section, nous présentons les résultats préliminaires d'une expérience récente réalisée sur l'installation laser TITAN du Lawrence Livermore National Laboratory (LLNL), située au Etats-Unis. Elle vise à reproduire l'expérience précédemment décrite, avec une intensité laser sur cible plus importante. Les cibles utilisées sont identiques aux quatre cibles décrites dans la section 5.1.2 et complétées par une cinquième cible, possédant une couche de propagation d'aluminium de 80 μm d'épaisseur. Le laser nanoseconde, générant le choc en face arrière des cibles, émet des impulsions de 160 J sur une durée de 5 ns, lesquelles sont doublées en fréquence ($\lambda = 530\,\text{nm}$). La tache focale est de type *flat-top*, avec un rayon moyen

de 170 μm, permettant d'obtenir une compression homogène autour de l'axe de propagation du faisceau d'électrons. L'intensité sur cible est estimée à 4×10^{13} W.cm^{-2}, comparable à celle du laser utilisé dans l'expérience LULI décrite dans ce chapitre. Le laser picoseconde, générant le faisceau d'électrons rapides en face avant des cibles, produit des impulsions de 135 J d'une durée de 0.7 ps à la longueur d'onde $\lambda_0 = 1.06\,\mu$m. La tache focale possède un rayon moyen de 6.5 μm, conférant une intensité crête sur cible autour de 10^{20} W.cm^{-2}. Cette intensité, un ordre de grandeur supérieure à celle du faisceau intense du LULI, est en principe capable de générer un faisceau d'électrons d'une densité de courant également d'un ordre de grandeur supérieure. Ceci reste néanmoins à vérifier par le biais des résultats expérimentaux (spectrométries K_α, bremsstrahlung et à électrons) ainsi que par une description numérique de l'interaction. On peut ainsi s'attendre à ce que la densité de courant électronique moyenne, traversant la couche de propagation d'aluminium, soit d'environ $\langle j_b \rangle \approx 10^{11}$ A.cm^{-2}.
Sur la Figure 5.23 sont tracés les nombres de photons K_α émis dans les couches d'argent et d'étain au cours de l'expérience sur l'installation TITAN. Ils sont comparés avec ceux obtenus durant l'expérience réalisée sur l'installation LULI2000 et décrite dans ce chapitre (Figure 5.9).

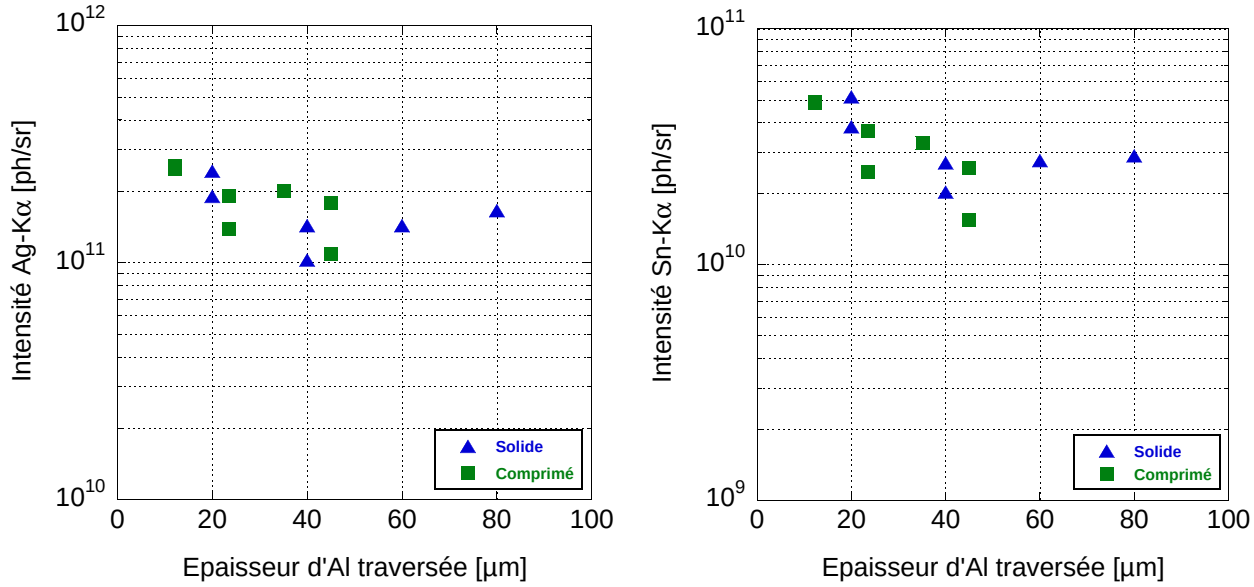

FIGURE 5.23 – Nombre de photons K_α émis dans les couches de traceur d'argent (gauche) et d'étain (droite) obtenus lors de l'expérience sur l'installation TITAN pour des cibles solides (symboles bleus) ou comprimées (symboles verts).

L'installation TITAN pourvoit une intensité laser plus élevée. De ce fait, le nombre d'électrons rapides générés dans la cible est plus important, à l'instar du nombre de photons K_α émis par les différentes couches de traceur. Néanmoins, les différences entre cibles solide et comprimée ne sont pas si bien marquées. Comme nous l'avons fait précédemment dans la section 5.10, prenons le rapport Sn-K_α/Ag-K_α afin de s'affranchir des variations de la source tir à tir et obtenir ainsi la fraction d'électrons ayant traversé la couche de propagation d'aluminium. Les résultats sont présentés sur la Figure 5.24 (gauche) en fonction de la densité surfacique et sont comparés à ceux obtenus sur l'installation LULI2000 (Figure 5.24 (droite)) pour une intensité laser moins élevée (10^{19} W.cm^{-2}).

Tout comme sur la Figure 5.12, la chute du rapport Sn-K_α/Ag-K_α en fonction de la densité surfacique est due à l'augmentation des pertes collisionnelles dans la couche de propagation. En accord avec les estimations de la section précédente, l'augmentation de la densité de courant électronique accentue la différence entre cibles solides et comprimées.
La différence du rapport Sn-K_α/Ag-K_α, suivant l'état de la cible et pour un ρL_{Al} donné, est associée aux pertes résistives. Celles-ci sont, en effet, nettement plus importantes dans les cibles comprimées du fait d'une diminution de la conductivité de l'aluminium. Cette différence est d'autant plus marquée que la densité surfacique est élevée, en accord avec les résultats des simulations présentés sur la Figure 5.22.

Enfin, la Figure 5.24 (droite) confronte les résultats obtenus sur les installations LULI2000 (10^{19} W.cm^{-2}), d'une part, et TITAN (10^{20} W.cm^{-2}), d'autre part. On observe que le rapport Sn-K_α/Ag-K_α décroît plus rapidement en fonction de la densité surfacique pour une intensité laser plus faible. Ce phénomène est cohérent avec les résultats de simulations présentés dans les Figures 5.21 et 5.22. En effet, dans le cadre de la dernière expérience, la population d'électrons rapides générée dans la cible possède une énergie moyenne plus élevée, du fait d'une intensité laser plus importante. Les électrons, plus rapides, déposent moins d'énergie dans les différents couches de matériaux composant la cible, entraînant une chute moins forte du rapport Sn-K_α/Ag-K_α. On remarque également que ce rapport est plus élevé à moindre intensité laser, ce qui indique que les pertes d'énergie totales sont moins importantes. Les résultats de cette dernière expérience seront analysés plus en détail via une description numérique, travail qui dépasse le cadre de cette thèse.

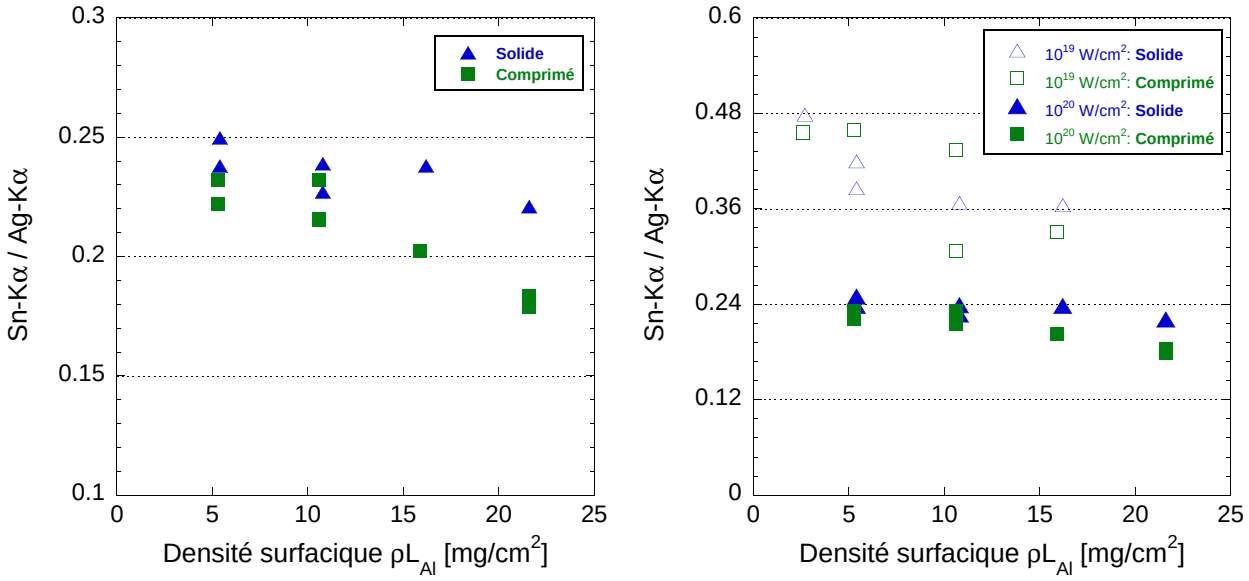

FIGURE 5.24 – (gauche) Rapport d'intensité Sn-K_α/Ag-K_α en fonction de la densité surfacique ρL_{Al} de la couche de propagation. Les triangles bleus correspondent au cas d'une cible solide et les carrés verts à celui d'une cible comprimée. (droite) Ces résultats (symboles pleins) sont comparés à ceux (symboles vides) obtenus lors de l'expérience réalisée au LULI avec une intensité laser plus faible (10^{19} W.cm^{-2}).

5.5 Conclusion

L'expérience présentée dans ce chapitre vise à caractériser le transport d'un faisceau d'électrons rapides au sein d'un plasma chaud et dense. Elle s'inscrit dans la continuité des études réalisées sur matériaux solides et froids qui ont fait l'objet de nombreux travaux publiés dans la littérature ainsi que le chapitre précédent de cette thèse. Avec une géométrie de compression 1D et un laser intense de $10^{19}\,\mathrm{W.cm^{-2}}$ nous avons étudié le transport d'un courant d'électrons ($j_b \approx 10^{10}\,\mathrm{A.cm^{-2}}$) dans des plasmas d'aluminium ($\rho \sim 5.5\,\mathrm{g/cm^3}$ et $T_e \sim 5\,\mathrm{eV}$), par comparaison avec le transport dans l'aluminium solide et froid. Les paramètres plasma des cibles comprimées correspondent à un état tiède et dense de la matière (Warm Dense Matter - WDM), où le plasma est partiellement corrélé et dégénéré. Cet état n'est encore ni assez chaud ni assez dense pour être représentatif du type de plasma présent dans une vraie cible d'allumage rapide mais permet néanmoins de s'en rapprocher. De plus, cette expérience a permis d'étendre l'étude du transport électronique à des milieux de conductivité variable. La compression en géométrie plane a permis de maintenir constante la densité surfacique des cibles et de produire des zones tièdes, homogènes et très étendues autour de l'axe de propagation des électrons. La compréhension de la dépendance du pouvoir d'arrêt résistif des électrons en fonction de la conductivité a été ainsi facilité. Cette expérience avait donc deux objectifs :

- Étudier le transport d'électrons relativistes dans une gamme élargie de plasmas dont les caractéristiques s'approchent de ceux présents dans une vraie cible d'allumage rapide. En plus des études sur cibles solides, il s'agissait ici, par le biais de résultats expérimentaux, de comprendre la physique du transport, en particulier les mécanismes de pertes d'énergie. La géométrie de compression plane, créant des régions comprimées très étendues transversalement par rapport à l'axe de propagation des électrons rapides, s'est avérée utile pour une compréhension claire des rôles relatifs de chacun des pouvoirs d'arrêt. L'accord très satisfaisant entre les simulations numériques et les données expérimentales permet de valider notre description des processus physiques impliqués.
- Tester les modèles existants de conductivité d'un plasma dans un domaine de températures allant de 0.03 à 10 eV (plasmas tièdes et denses), où l'importance des collisions électron-électron n'est pas encore bien connue, vis-à-vis de la sensibilité du transport et de l'émission de rayonnement à la conductivité.

Nous avons montré que l'élévation de la densité et de la température dans la matière modifie les processus physiques régissant la propagation du faisceau, notamment les pertes résistives et collisionnelles.

Nos résultats expérimentaux, couplés à des simulations PIC et hybrides, montrent ainsi que les pouvoirs d'arrêt collisionnel et résistif sont nettement plus importants lorsque la cible est comprimée et chauffée à des températures proches de la température de Fermi. Bien que dans notre régime d'interaction et de transport les pertes collisionnelles soient prépondérantes, les pertes résistives ne sont pas négligeables et participent de façon notoire au dépôt d'énergie dans la cible. On remarque notamment que le dépôt d'énergie résistif dépend de la densité de courant du faisceau d'électrons. Lorsque celle-ci devient supérieure à $10^{11}\,\mathrm{A.cm^{-2}}$, les pertes d'énergie par effet résistif deviennent suffisamment importantes pour être observables expérimentalement, comme le suggèrent les premiers résultats de l'expérience réalisée sur la laser TITAN. Pour des densités de courant supérieures à $10^{12}\,\mathrm{A.cm^{-2}}$, on peut cependant s'attendre à ce que les pertes résistives dans une cible comprimée ne soient pas

significativement différentes de celles au sein d'une cible solide. Pour des telles densités de courant, la matière est, en effet, rapidement chauffée. Passant alors presque instantanément dans le régime de Spitzer, la conductivité du milieu devient de suite la même dans les deux types de cible, indépendamment des conditions initiales.

6

Transport d'électrons dans la matière comprimée cylindriquement

Jusque ici, que ce soit dans le cas de cibles comprimées ou non, le domaine d'investigation de nos expériences sur le transport électronique s'est limité aux basses températures ($< 10\,\mathrm{eV}$) et aux densités relativement modérées ($< 5\,\mathrm{g/cm^3}$). Il est primordial d'étendre dès à présent notre étude sur des plasmas plus représentatifs d'une cible de fusion, c'est-à-dire balayer tout le panel de densités et températures depuis la zone de génération du faisceau d'électrons ($\rho \sim 10\,\mathrm{g/cm^3}$ et $T_e \sim 10\,\mathrm{eV}$) jusqu'au cœur comprimé ($\rho \sim 100\,\mathrm{g/cm^3}$ et $T_e \sim 300\,\mathrm{eV}$). Bien qu'à l'heure actuelle les installations laser ne permettent pas de reproduire parfaitement les conditions du cœur, il est possible, en adaptant la géométrie de compression des cibles, de reproduire le type de plasma rencontré dans les zones périphériques d'une cible de fusion.

Dans ce chapitre, on se propose d'étudier le transport d'électrons rapides dans des cibles comprimées cylindriquement. La géométrie de compression cylindrique (2 dimensions) permet en effet d'atteindre des facteurs de compression plus élevés qu'une simple compression plane (1 dimension) et donc de générer des plasmas plus denses et plus chauds.

6.1 Description de l'expérience et dispositif expérimental

Cette expérience, réalisée sur l'installation laser VULCAN du Rutherford Appleton Laboratory (RAL) près d'Oxford (Royaume-Uni), est le fruit d'une collaboration en lien avec plusieurs laboratoires du monde entier : le LULI et le CELIA pour la France, le RAL et l'Université de York pour le Royaume-Uni, les Universités de Milan-Bicocca, Bologne et Pise pour l'Italie, l'Université Polytechnique de Madrid pour l'Espagne ainsi que le LLNL et UCSD pour les Etats-Unis. A l'instar de l'expérience présentée dans le chapitre précédent, elle s'inscrit dans le cadre du programme de validation du projet HiPER. Elle est divisée en deux phases :

- La première phase consiste à étudier la compression d'une cible cylindrique d'un point de vue hydrodynamique afin de caractériser la température et la densité du plasma généré au cours du temps, en particulier à la stagnation (compression maximale).

– La seconde phase consiste à étudier le transport d'un faisceau d'électrons rapides, généré à l'aide d'un faisceau laser intense, dans cette même cible comprimée, et ce, à différentes étapes de la compression.

Nous faisons varier la densité initiale des cibles en accord avec des simulations préliminaires réalisées à l'aide du code hydrodynamique CHIC. Il est ainsi possible d'étudier le transport de faisceaux d'électrons rapides dans un panel de plasmas représentatifs de ceux rencontrés en FCI. En effet, en termes de degré de dégénérescence ou de couplage, les plasmas générés par compression cylindrique possèdent des propriétés semblables à ceux présents dans le cœur de D-T comprimé. En termes de température et de densité leurs propriétés sont plutôt typiques des plasmas situés entre la source d'électrons (proche de la densité critique) et le cœur comprimé. De cette façon, nous avons pu tester des plasmas de conductivités différentes conduisant à des régimes de transport distincts.

6.1.1 Installation laser

Le laser Nd :glass VULCAN TAW (Target Area West) procure 8 faisceaux lasers différents, chacun à la longueur d'onde $\lambda = 1.064\,\mu$m. Nous nous contentons d'utiliser 6 d'entre eux.

4 faisceaux laser nanosecondes pour comprimer la cible : Quatre faisceaux laser à impulsion longue dits *nanosecondes* (faisceaux n°1 à 4) sont employés pour venir comprimer la cible cylindrique. Chacune des impulsions, de longueur d'onde $\lambda/2 = 0.532\,\mu$m (grâce à un doublage en fréquence) délivre une énergie de 50-70 J sur cible en 1 ns. Les quatre faisceaux sont distribués radialement autour du cylindre et focalisés à l'aide de lentilles de focale 1 m après un passage au travers d'une lame de phase *hybride* permettant d'agrandir et d'homogénéiser la tache focale. Chacune des taches focales possède un diamètre à mi-hauteur de $150\,\mu$m conférant une intensité maximale sur cible de 3.10^{14} W.cm^{-2}. Les quatre faisceaux laser sont synchronisés avec une précision de l'ordre de 50 ps en jouant sur leurs lignes à retard respectives.

1 faisceau laser picoseconde pour générer les électrons : Un faisceau laser à impulsion courte dit *picoseconde* (faisceau n°8) est utilisé durant la seconde phase de l'expérience. Il délivre des impulsions de 160 J en 10 ps à la longueur d'onde $\lambda = 1.064\,\mu$m. Focalisé sur une tache de diamètre $\sim 20\,\mu$m à mi-hauteur, l'intensité sur cible atteint alors les 5.10^{18} W.cm^{-2}. La pré-impulsion laser arrivant 1.5 ps avant l'impulsion principale possède une intensité de l'ordre de 10^{12}-10^{13} W.cm^{-2}. Ce faisceau laser est également employé pour générer une source secondaire de rayonnement X pour un des diagnostics de la phase 1.

1 faisceau laser picoseconde pour la source secondaire de protons : Un second faisceau picoseconde (faisceau n°7) est également employé pour générer une source secondaire de protons utilisée pour le diagnostic de radiographie. Le laser délivre des impulsions de 100 J à $\lambda = 1.064\,\mu$m et de durée 1 ps. La tache focale est de $20\,\mu$m de diamètre et permet d'atteindre une intensité sur cible de 3.10^{19} W.cm^{-2}.

6.2 Phase 1 : Etude de la compression

Cette première phase de l'expérience vise à caractériser la compression des cibles cylindriques qui vont être par la suite utilisées pour étudier le transport d'électrons. Dans cette section nous présentons les résultats des diagnostics employés et nous les confrontons à des simulations hydrodynamiques réalisées avec le code CHIC.

Dispositif expérimental

Les cibles sont composées d'un cylindre creux de polyimide transparent (de densité $\rho_{poly} = 1.1\,\mathrm{g/cm^3}$) long de $200\,\mu$m, de diamètre extérieur $220\,\mu$m et de $20\,\mu$m d'épaisseur. Cette *coquille* est remplie de mousses de plastique (TMPTA) polymérisées à trois différentes densités initiales : $\rho_0 = 0.1$, 0.3 et $1\,\mathrm{g/cm^3}$, cette dernière étant quasiment à la densité solide. Le cylindre est fermé des deux côtés par deux feuilles de nickel et de cuivre d'épaisseur $20\,\mu$m chacune, placées respectivement sur la face avant et sur la face arrière. Un autre cylindre, en or et recouvert d'une pellicule de plastique, est acollé à la feuille de nickel afin de la protéger du plasma d'ablation créé par les faisceaux laser de compression. Son utilité est détaillée dans la description des cibles de la phase 2.

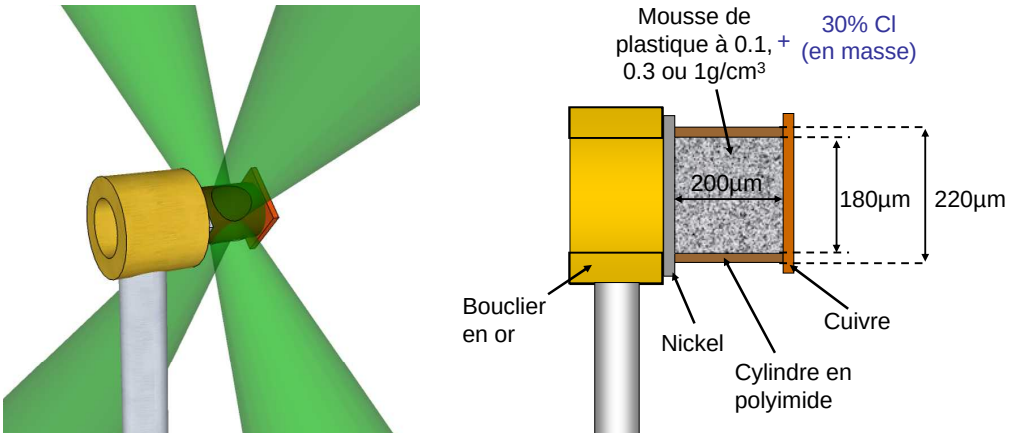

FIGURE 6.1 – Schémas de la cible cylindrique utilisée durant la phase 1 de l'expérience. Les 4 faisceaux de compression sont représentés en vert sur la figure de gauche.

Durant cette phase plusieurs diagnostics sont utilisés pour caractériser la compression des cibles cylindriques, notamment deux diagnostics de radiographie : la radiographie par protons et la radiographie X. Ceux-ci permettent d'observer la forme du cylindre à différents instants au cours de la compression en projetant son ombre sur un détecteur.

6.2.1 Simulations hydrodynamiques de la compression

Que ce soit pour le design de l'expérience ou son interprétation, la compression des cibles cylindriques est simulée à l'aide du code bidimensionnel hydrodynamique et radiatif CHIC [Maire 07, Maire 08]. Les simulations sont réalisées pour les différentes cibles, en modélisant un cylindre de CH transparent de densité $1\,\mathrm{g/cm^3}$ rempli de mousse de CH aux trois densités initiales ($\rho_0 = 0.1$, 0.3 et $1\,\mathrm{g/cm^3}$). Le profil spatial de chacun des faisceaux de compression

est gaussien :$I_{laser} \sim e^{-(r/r_0)^2}$, avec $r_0 = 80\,\mu$m. La forme temporelle de l'impulsion est de type *flat-top* avec un temps de montée de 200 ps. Les cartes de densité et de température sont calculées pour différentes énergies laser : 4×30, 4×48 et 4×70 J afin de prendre en compte les possibles erreurs expérimentales sur la mesure de l'énergie laser, sur les pertes d'énergie par les optiques ou encore sur la forme de la tache focale et de la façon dont l'absorption laser est décrite numériquement.

6.2.2 Radiographie X des cibles de $1\,\mathrm{g/cm^3}$

Le diagnostic de radiographie X [Aglitskiy 98] est principalement utilisé pour la caractérisation des cibles de $1\,\mathrm{g/cm^3}$ au cours de leur compression. Un faisceau laser picoseconde (faisceau n°8, 10 ps, 160 J à $\lambda = 1.064\,\mu$m) est focalisé sur une feuille de titane de $25\,\mu$m d'épaisseur placée à une distance $d = 10$ mm de la cible. La population d'électrons rapides ainsi créée sous l'effet de l'impulsion laser se propage dans la feuille en générant sur son passage du rayonnement X, en particulier du rayonnement K_α. Celui-ci vient alors sonder le cylindre transversalement au cours de la compression. L'émission K_α (Ti-$K_\alpha \approx 4511$ eV) transmise au travers de la cible est ensuite sélectionnée à l'aide d'un cristal de quartz sphérique (quartz $20\overline{2}3$ décrit dans la Table 3.3) orienté en incidence de Bragg ($\theta_{Bragg} \sim 89.5°$, $n = 1$) et situé à une distance $L_1 = 210$ mm de la cible comme schématisé sur la Figure 6.2. L'ombre du cylindre est ensuite imagée sur un détecteur (Imaging Plate BAS-TR) placé à $L_2 \sim 2$ m du cristal. Le grandissement total du système ainsi que la résolution sont mesurés expérimentalement en radiographiant une grille calibrée. Le grandissement est alors estimé à $\gamma_{RX} = 10.7$. La résolution spatiale du système, dépendant de la qualité du cristal, de la taille de la source X, de l'efficacité du détecteur et principalement du niveau de bruit est, quant à elle, estimée à $\Delta x \sim 20\,\mu$m au niveau de la cible.

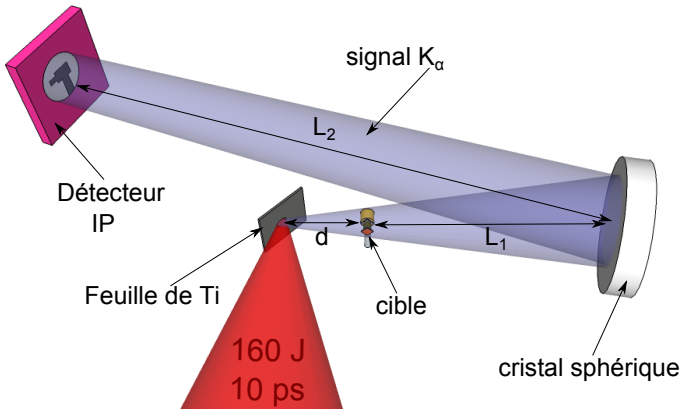

FIGURE 6.2 – Schéma du dispositif de radiographie X utilisé durant l'expérience. Les faisceaux laser de compression ne sont pas représentés pour plus de clarté.

Les mousses remplissant le cylindre de plastique sont dopées avec 30% de chlore (en masse) afin d'augmenter l'absorption des rayons X dans la cible et ainsi améliorer le contraste des radiographies. Un retard variable τ_{laser} est introduit entre les faisceaux de compression et le faisceau picoseconde afin de radiographier la cible à différents instants au cours de la compression. Ici le temps de vol τ_X des rayons X peut être considéré comme négligeable comparé à la gigue temporelle (*jitter* en anglais) du laser ($\Delta\tau_{laser} \sim 0.1$ ns). Ainsi le temps τ

auquel la cible est sondée par les rayons X est donné par : $\tau = \tau_{laser} + \tau_X \approx \tau_{laser}$. La valeur $\tau = 0$ est prise comme étant l'instant où débute l'interaction des faisceaux de compression avec la cible.

La Figure 6.3 (b) présente un exemple de radiographie du cylindre à l'instant $\tau = 2.2\,\text{ns}$ au cours de la compression et à coté Figure 6.3 (a) une photographie de la même cible avant le tir laser. On peut clairement observer la compression de la cible. Les profils de transmission des rayons X sont extraits des radiographies au niveau de la zone comprimée, indiquée par les flèches blanches. En procédant à un ajustement supergaussien à l'ordre 4 des profils, il est alors possible d'estimer le rayon (HWHM) du cylindre comprimé pour chaque tir, c'est-à-dire pour différentes valeurs de τ, et ainsi remonter à l'évolution temporelle de la compression.

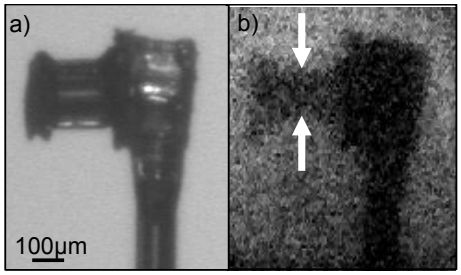

FIGURE 6.3 – (a) Photographie d'une cible (mousse de CH polymérisée à $1\,\text{g/cm}^3 + 30\%$ Cl en masse) avant tir laser. (b) Radiographie X de la même cible à l'instant $\tau = 2.2\,\text{ns}$ au cours de la compression. Les flèches blanches mettent en évidence la zone comprimée de la cible. Les deux images ont la même échelle spatiale.

Sur la Figure 6.4 est exposée l'évolution du rayon du cylindre à différents instants au cours de la compression, pour des cibles de densité initiale $\rho_0 = 1\,\text{g/cm}^3$. Les valeurs expérimentales (triangles rouges) ont été corrigées de l'élargissement dû à la résolution du système imageur : $\text{HWHM}_{\text{corrigé}} = \sqrt{\text{HWHM}^2 - \Delta x^2}$. Ces résultats sont comparés à ceux obtenus via des simulations de transmission de rayons X (voir section 3.6) au travers de cylindres, et ce, pour différentes énergies de compression : 4×30, 4×48 et $4 \times 70\,\text{J}$. Le calcul suppose un flux laminaire de rayons X sondant transversalement le cylindre comprimé à différents instants durant la compression. La région où l'on s'attend à un saut de transmission dû au dopage au chlore correspond à la limite mousse-coquille. Dans cette zone, la température est relativement basse : par conséquent, l'utilisation d'opacités à froid pour le calcul des transmissions semble justifié. Les cylindres comprimés sont modélisés par des cartes de densité 2D issues des simulations hydrodynamiques CHIC (voir à titre d'exemple les Figures 6.12 (a), (b) et (c) dans la section suivante). Comme évoqué dans la section 6.2.1, le calcul est réalisé pour différentes énergies laser afin de trouver le meilleur accord avec les points expérimentaux, ici obtenu pour une énergie de $4 \times 48\,\text{J}$ sur cible. La compression maximale est atteinte à $\tau = 2.5 \pm 0.2\,\text{ns}$ (temps de stagnation).

On présente également l'évolution du rayon de la partie dense de la cible comprimée, estimée directement via les profils de densité. Le rayon calculé à partir des profils de transmission surestime le rayon réel de la zone comprimée. En effet, à la stagnation, le rayon de la partie dense est de $\sim 15\,\mu\text{m}$ alors que le profil de transmission nous indique un rayon de $\sim 50\,\mu\text{m}$. Cette différence est principalement due au dopage au chlore. Afin d'illustrer ceci, regardons la Figure 6.5 (gauche). Comparons le profil de transmission X simulé au travers d'une cible

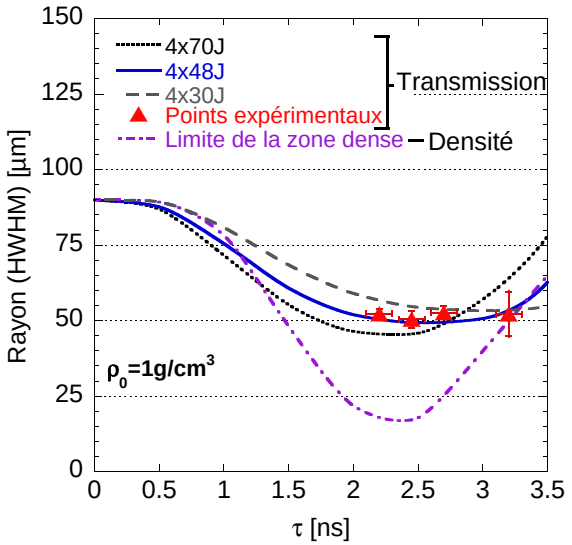

FIGURE 6.4 – Évolution temporelle du rayon du cylindre ($\rho_0 = 1\,\mathrm{g/cm^3}$ + 30% Cl (en masse)) mesurée par radiographie X au cours de la compression (triangles rouges). Elle est comparée à des mesures faites à partir de profils de transmission de rayons X simulés pour trois différentes énergies de compression : 4×30 (tirets gris), 4×48 (ligne bleue continue) et 4×70 J (pointillés noirs). Le rayon de la partie dense donné par les simulations hydrodynamiques est également présenté (points-tirets violets).

de densité $\rho_0 = 1\,\mathrm{g/cm^3}$ dopée au chlore (bleu clair continu) avec le profil de densité correspondant (tirets verts) à la compression maximale, c'est à dire à $\tau = 2.5\,\mathrm{ns}$. On voit que les rayons X ne sont pas exclusivement absorbés dans la partie dense du plasma comprimé (zone verte). En effet, il existe autour un plasma moins dense en expansion (intersection de la zone grisée avec la zone hachurée), contenant également des atomes de chlore, susceptible d'absorber en partie le rayonnement X. Il en résulte que la taille "apparente" du cylindre (mesurée expérimentalement) est bien plus grande que sa taille "réelle" (donnée par la limite de la zone dense). On peut donc penser que le dopage au chlore fausse la mesure. Regardons néanmoins le profil de transmission des rayons X pour une cible non dopée au chlore (pointillés bleus foncés). Certes, on observe bien dans ce cas une chute de la transmission au niveau de la zone la plus dense, mais celle-ci est insuffisante pour être observée expérimentalement. Le dopage au chlore s'avère donc indispensable pour réaliser une mesure de la compression de la cible, même si ce n'est pas directement le cœur comprimé qui est radiographié mais l'ensemble de la partie dopée. Après la stagnation, à $\tau = 3\,\mathrm{ns}$, la zone la plus dense s'étend à toute la mousse dopée. On remarque alors sur la Figure 6.4 que la mesure du rayon du profil de transmission coïncide avec le rayon de la zone plus dense, comme cela est mis en avant sur la Figure 6.5 (droite). Ceci explique pourquoi les mesures expérimentales du rayon du cylindre donnent, pour ce retard, le rayon réel du cœur comprimé. Le bon accord entre les mesures expérimentales des transmissions des rayons X et celles obtenues numériquement nous permet de valider les simulations hydrodynamiques, et d'accéder ainsi à une description détaillée des cibles au cours de la compression.

Nous venons de voir que le diagnostic de radiographie X permet de remonter à la densité et à la température des cibles comprimées, par le biais des simulations hydrodynamiques. En

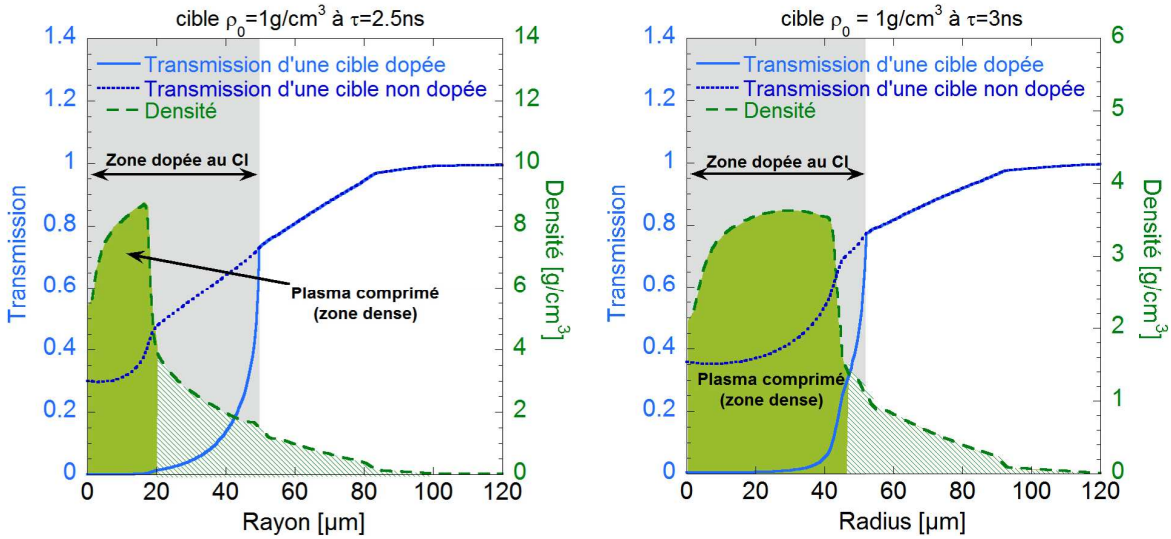

FIGURE 6.5 – Exemples de profils de transmission simulés pour une cible de densité initiale $\rho_0 = 1\,\mathrm{g/cm^3}$ dopée (bleu clair continu) ou non (pointillés bleus foncés) avec 30% de Cl (en masse) aux temps $\tau = 2.5\,\mathrm{ns}$ (gauche) et $\tau = 3\,\mathrm{ns}$ (droite). Le profil de densité est également affiché (tirets verts).

effet, un bon accord entre les mesures expérimentales et les simulations est trouvé pour une énergie laser de $4 \times 48\,\mathrm{J}$ sur cible. Il faut cependant noter qu'en présence de dopage il n'est pas possible de remonter à la taille réelle du cylindre. C'est un moindre mal puisqu'il est possible de prendre en compte cet effet dans les simulations. Dans le cas contraire, et en l'absence de dopage, il n'aurait pas été possible de mesurer la taille du cylindre par radiographie X.

6.2.3 Radiographie par protons des cibles de $0.1\,\mathrm{g/cm^3}$

Un diagnostic de radiographie par protons est implémenté pour suivre la compression des cibles de $0.1\,\mathrm{g/cm^3}$. La source de protons est obtenue en focalisant un faisceau laser picoseconde (faisceau n°7) en incidence normale sur une feuille d'or de $20\,\mu\mathrm{m}$ d'épaisseur, située à une distance $d = 10\,\mathrm{mm}$ à côté de la cible. Le laser produit en premier lieu un faisceau d'électrons rapides qui, en s'échappant de la face arrière de la cible, provoque l'apparition d'un champ de charge d'espace suffisamment intense pour venir à son tour accélérer un faisceau de protons. Par le biais de ce mécanisme, appelé TNSA (*Target Normal Sheath Acceleration*), il nous a été possible de générer des faisceaux de protons dont l'énergie est située dans la gamme 1-10 MeV. Ces derniers sondent alors le cylindre au cours de la compression et sont ensuite collectés par un empilement de films radio-chromiques (RCF) composé de 5 films HD-810 et de 10 films MD55 localisés à $L \sim 35\,\mathrm{mm}$ de l'autre côté du cylindre. Le grandissement théorique du système est $\gamma_{protons} = 1 + L/d = 4.5$. Un schéma du dispositif expérimental est présenté sur la Figure 6.6.

Une feuille d'Aluminium de $12\,\mu\mathrm{m}$ d'épaisseur est placée devant l'empilement de films radio-chromiques afin de les protéger de la lumière directe du laser ainsi que des débris. Des simulations Monte-Carlo à l'aide du code SRIM (*Stopping and Range of Ions in Matter*) [Ziegler 10] montrent ainsi que l'énergie minimale détectable par les RCFs est d'environ 1 MeV. Le dépôt d'énergie des protons étant sous forme de *pic de Bragg* on peut, en première ap-

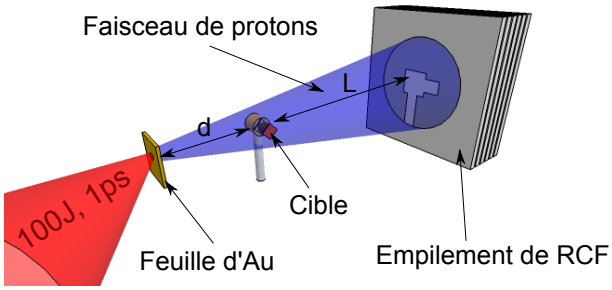

FIGURE 6.6 – Schéma du dispositif de radiographie par protons utilisé durant l'expérience. Les faisceaux de compression ne sont pas représentés pour plus de clarté.

proximation, négliger les pertes dans le cylindre et supposer ainsi que chaque film sélectionne une énergie donnée E_p des protons accélérés depuis la feuille d'or. Les énergies des protons arrêtés dans chacun des RCFs peuvent alors être calculés, ici à l'aide du code SRIM. A titre indicatif ces calculs sont résumés dans la Table 6.1. Dans cette approximation le premier film détecte les protons les moins énergétiques ($E_p = 1.2\,\mathrm{MeV}$), le second détecte les suivants ($E_p = 3.2\,\mathrm{MeV}$), et ainsi de suite jusqu'aux plus énergétiques ($E_p = 9.7\,\mathrm{MeV}$). Le temps de vol des protons $\tau_{proton} = d/v_{proton}$ entre leur génération et l'instant où ils viennent sonder la cible étant lié à leur énergie, les protons les plus énergétiques et donc les plus rapides devraient sonder la cible plus tôt que les protons les moins énergétiques. On peut ainsi supposer que chaque film RCF est représentatif de la cible à un instant τ donné au cours de la compression.

En un seul tir laser, il semble alors possible de suivre l'évolution de la compression sur plusieurs centaines de picosecondes. Pour balayer toute la durée de la compression (quelques nanosecondes) plusieurs tirs sont néanmoins nécessaires. Un retard τ_{laser} est en outre introduit entre les faisceaux de compression et le faisceau picoseconde générant les protons. Ainsi les protons viennent sonder la cible à l'instant τ donné par : $\tau = \tau_{laser} + \tau_{proton}$.

RCF	HD1	HD2	HD3	HD4	HD5	MD1	MD2
E_p [MeV]	1.2	3.2	4.8	5.8	6.8	8.1	9.7
τ_{proton} [ps]	660	404	330	300	277	254	232

TABLE 6.1 – Energie moyenne E_p des protons stoppés dans chacun des RCFs et temps de vol τ_{proton} associés.

Sur la Figure 6.7 (Gauche) sont représentées deux radiographies par protons obtenues durant l'expérience. On peut apprécier la compression en comparant une radiographie de la cible non-comprimée ($\tau = 0\,\mathrm{ns}$) et comprimée (à $\tau = \tau_{laser} + \tau_{proton} = 1.7 + 0.66 = 2.36\,\mathrm{ns}$). La radiographie (b) est relativement floue du fait de la faible énergie des protons générés ($< 10\,\mathrm{MeV}$). En réalité, ces derniers sont exposés aux diffusions multiples dans le plasma entourant la cible au cours de la compression. Elles provoquent ainsi un élargissement assez important de l'image de la cible sur les films, réduisant de ce fait la résolution spatiale du diagnostic. De plus, avant de déposer toute leur énergie dans les RCFs, les protons sont plus ou moins ralentis non seulement dans la cible mais également dans les autres RCFs situés

en amont [1]. Ainsi les protons initialement rapides mais ralentis peuvent être mélangés aux protons initialement lents mais non ralentis (car traversant des zones peu denses de la cible) et donc être détectés par le même film RCF. Il en résulte une diminution de la résolution temporelle du diagnostic.

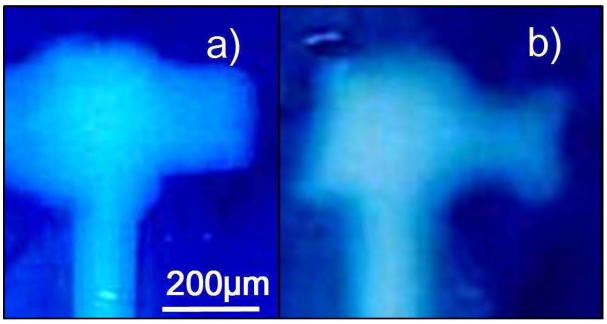

FIGURE 6.7 – Radiographies par protons des cibles de $0.1\,\mathrm{g/cm^3}$ à $\tau = 0\,\mathrm{ns}$ (a) et $\tau = 2.36\,\mathrm{ns}$ (b).

Afin de prendre en compte ces effets, les mesures de doses déposées obtenues expérimentalement sur chaque RCF sont comparées à des simulations de transport de protons à travers un cylindre comprimée et de densité initiale $\rho_0 = 0.1\,\mathrm{g/cm^3}$. Le cylindre sondé par les protons est modélisé à l'aide de profils de densité, correspondant à différents instants de la compression, issus des simulations hydrodynamiques CHIC. Celles-ci supposent une énergie sur cible de $4 \times 48\,\mathrm{J}$, en accord avec les résultats de la radiographie X. Le transport des protons a été, quant à lui, simulé par L. Volpe (Université Milano-Bicocca, Italie) à l'aide du code Monte-Carlo MCNPX [Chadwick 99] développé au LANL. Celui-ci peut être notamment utilisé pour modéliser le transport dans la matière de particules telles que les neutrons, les protons ou encore les photons. Son principal avantage réside dans le fait qu'il est possible de spécifier la géométrie de la cible, en l'occurrence un cylindre. Ce code prend également en compte les diffusions multiples, ainsi que le dépôt d'énergie dans les différents films radio-chromiques. La géométrie de la simulation suppose une source de protons ponctuelle. Le pouvoir d'arrêt des protons dans la matière ionisée est obtenu à partir d'une version modifiée du pouvoir d'arrêt donné par Bethe [Peter 91, Mehlhorn 81]. La diffusion multiple est, quant à elle, traitée à l'aide de la théorie de Rossi [Rossi 41].

Deux exemples sont détaillés dans la Figure 6.8, correspondant aux cas d'une cible non comprimée (Gauche) et comprimée à $\tau = 1.23\,\mathrm{ns}$ (Droite) : les courbes en rouge continu représentent les profils transverses expérimentaux de dose déposée par les protons sur les premiers RCFs, les courbes en points-tirets bleus sont ceux déduits des simulations Monte-Carlo. On remarque ainsi que les simulations sont en bon accord avec les résultats expérimentaux. Cependant, il faut également noter qu'en présence d'un plasma environnant, comme c'est le cas pour une cible comprimée (Figure 6.8 droite), le diamètre "apparent" du cylindre mesuré expérimentalement ($\sim 185\,\mu\mathrm{m}$) est bien plus grand que la taille de la partie comprimée donnée par le profil de densité ($\sim 120\,\mu\mathrm{m}$) tracé en tirets verts. Cette différence est principalement due aux diffusions multiples des protons dans le plasma sous-dense environnant la cible. Ceci

1. Les protons ne déposent pas toute leur énergie au niveau du pic de Bragg. Une faible partie est en effet déposée durant leur trajet dans la matière située en amont.

a tendance à élargir de façon significative le diamètre "apparent" du cylindre sur les images de radiographie [Volpe 11].

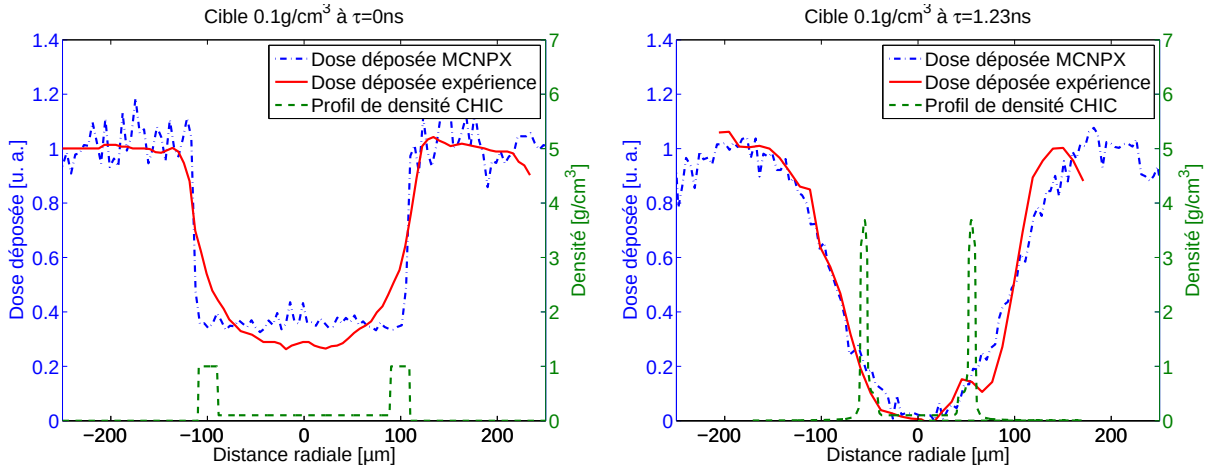

FIGURE 6.8 – Profils transverses de doses déposées par les protons sur les premiers RCFs. Les courbes en rouge continu représentent les résultats expérimentaux et les courbes en points-tirets bleus les résultats des simulations Monte-Carlo. Les courbes en tirets verts correspondent aux profils de densité utilisés dans les simulations. Les simulations ont été réalisées pour un cylindre rempli avec une mousse de densité initiale $\rho_0 = 0.1\,\mathrm{g/cm^3}$ et une énergie laser sur cible de $4 \times 48\,\mathrm{J}$. La figure de gauche correspond à une cible non comprimée et celle de droite à une cible irradiée à l'instant $\tau = 1.23\,\mathrm{ns}$.

L'ensemble des résultats de la radiographie par protons est résumé dans la Figure 6.9, représentant l'évolution du diamètre apparent du cylindre au cours de la compression. Les mesures expérimentales (triangles rouges) sont comparées aux résultats des simulations (ronds bleus). Le bon accord entre les deux démontre la fiabilité des simulations. Le diamètre de la partie dense de la cible y est également tracé (courbe en tirets violets) : partant d'un diamètre de $220\,\mu\mathrm{m}$ (taille initiale du cylindre), la compression maximale est atteinte à $\tau = 1.9 \pm 0.1\,\mathrm{ns}$.

On observe à nouveau une différence entre le diamètre apparent du cylindre mesuré sur le détecteur et le diamètre de la zone la plus dense. Notamment à la compression maximale (stagnation) le diamètre mesuré est d'environ $150\,\mu\mathrm{m}$ alors que les simulations hydrodynamiques prédisent un diamètre d'environ $40\,\mu\mathrm{m}$. Par conséquent, l'énergie limitée des protons ne leur permet pas de sonder la partie la plus dense de la cible ($\rho L \approx 0.02\,\mathrm{g.cm^{-2}}$). Pour cela, et en ayant une résolution spatiale de $\sim 20\,\mu\mathrm{m}$, des protons d'énergie $> 100\,\mathrm{MeV}$ auraient été nécessaires, selon le critère établi par L. Volpe [Volpe 11], permettant de s'affranchir en partie de l'effet des diffusions multiples.

6.2.4 Évolution hydrodynamique des cibles

Le bon accord entre les résultats des simulations hydrodynamiques à $4 \times 48\,\mathrm{J}$ et les résultats expérimentaux (sections (6.2.2) et (6.2.3)) montre la bonne capacité du code hydrodynamique CHIC à estimer la densité et la température de la cible à chaque instant au cours de la compression. Dans cette section, nous détaillons les résultats de nos simulations.

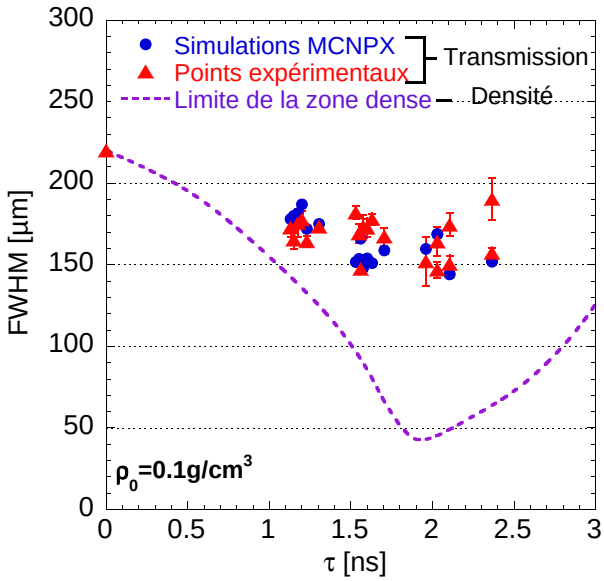

FIGURE 6.9 – Evolution du diamètre des cibles de 0.1 g/cm^3 mesurée par radiographie par protons au cours de la compression. Les triangles rouges correspondent aux points expérimentaux, les ronds bleus aux résultats des simulations faites avec le code MCNPX. La courbe en tirets violets correspond à la limite de la zone dense estimée à l'aide des simulations hydrodynamiques réalisées avec le code CHIC.

Évolution temporelle de la compression

Sur la Figure 6.10 sont présentés les résultats des simulations hydrodynamiques réalisées pour une énergie laser sur cible de 4×48 J. Les figures (a), (b) et (c) correspondent respectivement aux diagrammes de marche (r-τ) des cibles de 0.1 g/cm^3, 0.3 g/cm^3 et 1 g/cm^3. La courbe en rouge met en avant la frontière mousse-coquille. On observe également, sur les graphiques en-dessous, l'évolution temporelle de la densité et de la température pour chacune des cibles, moyennée sur toute la mousse ((d), (e) et (f)) ou prise à $r = 5\,\mu$m ((g), (h) et (i)). On note ainsi différentes tendances en fonction de la densité initiale ρ_0 de la cible :

- Pour les cibles de 0.1 g/cm^3, la convergence du choc au centre du cylindre se fait à $\tau = 1.6$ ns (Figures 6.10 (a) et (g)). A cet instant la densité et la température atteignent leurs maxima, 4 g/cm^3 et ~ 140 eV respectivement. La coquille, du fait de sa densité plus élevée, atteint le centre du cylindre quelques instants plus tard et donne ainsi lieu à une seconde montée de la température et de la densité. La stagnation (compression maximale) est, quant à elle, atteinte à $\tau = 1.9$ ns (Figure 6.10 (d)). Le rayon du cylindre est alors d'environ 15 μm. La densité et la température moyennées sur toute la mousse sont de 4 g/cm^3 et 100 eV respectivement. Le facteur de compression, défini par $\phi_{comp} = \rho_{max}/\rho_0$, est estimé à 40.
- Pour les cibles de 0.3 g/cm^3, la vitesse du choc est moins élevée que pour les cibles de 0.1 g/cm^3. L'arrivée du choc au centre du cylindre se fait donc plus tard, à $\tau = 1.7$ ns (Figures 6.10 (b) et (h)) et provoque alors une augmentation rapide de la température et de la densité, lesquels atteignent 85 eV et 5 g/cm^3 respectivement. De manière identique à la cible précédente, l'arrivée de la coquille au centre du cylindre provoque une remontée très brève de la densité et de la température environ 0.7 ns après le choc. Sur

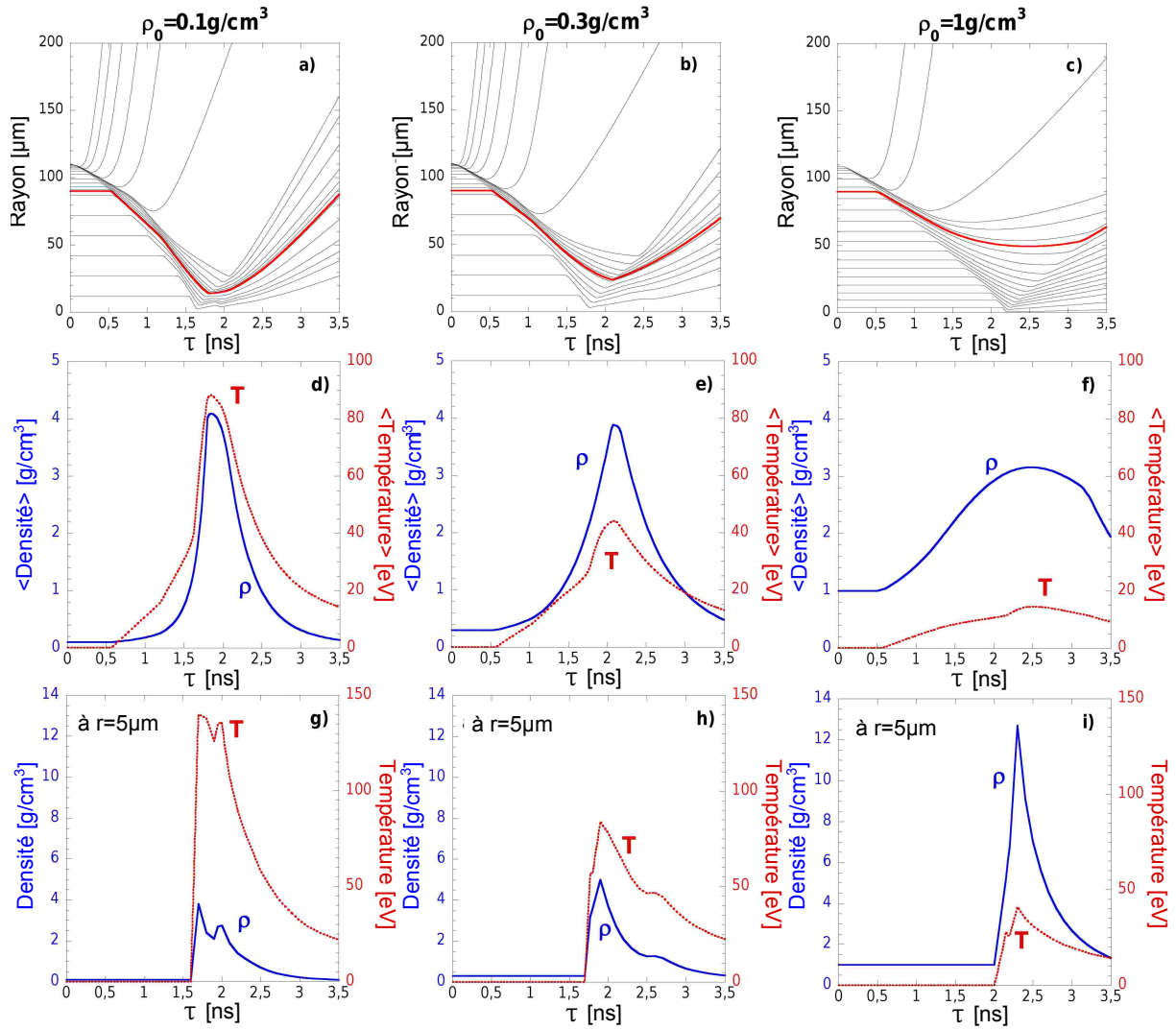

FIGURE 6.10 – Diagrammes de marche issus des simulations hydrodynamiques pour les cibles de $0.1\,\mathrm{g/cm^3}$ (a), $0.3\,\mathrm{g/cm^3}$ (b) et $1\,\mathrm{g/cm^3}$ (c) supposant une énergie sur cible de $4 \times 48\,\mathrm{J}$. Les courbes en rouge représentent la limite entre la coquille et la mousse. Les graphiques en-dessous correspondent à l'évolution temporelle de la densité (ligne bleue) et de la température (pointillés rouges), moyennées sur toute la mousse ((d), (e) et (f)) ou à $r = 5\,\mu\mathrm{m}$ ((g), (h) et (i)) c'est-à-dire au centre du cylindre.

la Figure 6.10 (e), on remarque que la stagnation à lieu à $\tau = 2.15\,\mathrm{ns}$. Le cylindre fait alors $25\,\mu\mathrm{m}$ de rayon. La densité et la température moyennes sont de $4\,\mathrm{g/cm^3}$ et $85\,\mathrm{eV}$. Le facteur de compression ϕ_{comp} est de l'ordre de 17.

– Pour les cibles de $1\,\mathrm{g/cm^3}$, la vitesse du choc est encore plus faible. Celui-ci arrive au centre du cylindre à l'instant $\tau = 2\,\mathrm{ns}$ (Figures 6.10 (c) et (i)). La densité au centre ($13\,\mathrm{g/cm^3}$) est beaucoup plus élevée que celles atteintes avec les autres mousses, au contraire de la température qui ne dépasse pas les $42\,\mathrm{eV}$. A la différence des autres cibles, les densités de la mousse et de la coquille étant quasi égales, le cylindre n'est comprimé que par la convergence du choc. La lente compression du cylindre fait que le

temps de stagnation est atteint à $\tau = 2.5\,\text{ns}$ (6.10 (f)). Le rayon du cylindre fait, à cet instant, approximativement $50\,\mu\text{m}$. Les densité et température moyennes augmentent lentement avec τ pour atteindre $3\,\text{g/cm}^3$ et $15\,\text{eV}$. Le facteur de compression pour ces cibles est seulement de 13.

Les différents plasmas obtenus à la stagnation par compression des cibles cylindriques sont présentés sur un diagramme densité-température (n_e-T_e) sur la Figure 6.11 (gauche). Ils correspondent à différents états de plasma que l'on peut identifier par les zones du diagramme séparées par la courbe $\Gamma = 1/N_{De} = 1$, Γ étant le paramètre de couplage et N_{De} le nombre d'électrons dans la sphère de Debye, et par la courbe $\Lambda = E_F/T_e = 1$ où Λ est le paramètre de dégénérescence quantique correspondant au rapport de l'énergie de Fermi E_F et de la température électronique T_e.

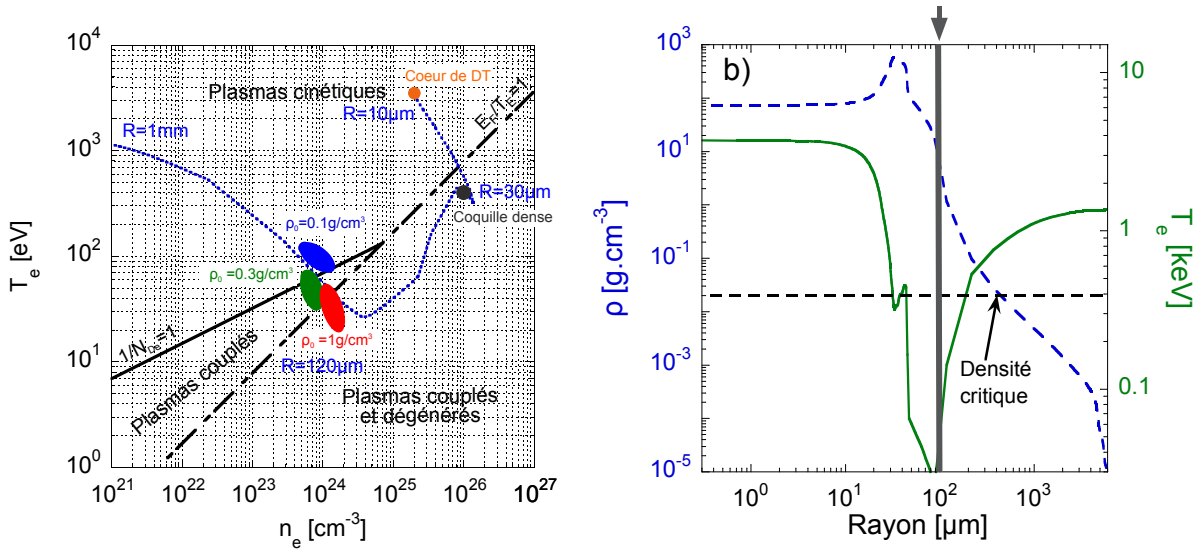

FIGURE 6.11 – (gauche) Diagramme (n_e-T_e) montrant les trois différentes zones auxquelles appartiennent, à la stagnation, les plasmas obtenus par compression des cibles cylindriques. Pour comparaison, les points représentant les conditions de plasmas requises dans le cadre de HiPER sont également tracés. La courbe noire continue correspond au paramètre de couplage $\Gamma = 1$, et la courbe en points-tirets au paramètre de dégénérescence quantique $\Lambda = 1$. La courbe en pointillés bleus représente la variation du couple (n_e, T_e) vu par un faisceau d'électrons au sein d'une cible HiPER au moment de la stagnation. (droite) Profils de densité (tirets bleus) et de température (continu vert) d'une cible HiPER au moment de la stagnation ($\tau = 11.12\,\text{ns}$) [Ribeyre 08]. Le zone grise surmontée d'une flèche correspond à la gamme (ρ,T) atteinte au cours de l'expérience.

Les plasmas obtenus à la stagnation, résultant de la compression des cylindres, sont cinétiques, couplés, ou encore couplés et dégénérés pour les cibles de $0.1\,\text{g/cm}^3$, $0.3\,\text{g/cm}^3$ et $1\,\text{g/cm}^3$ respectivement. Pour comparaison, nous avons également tracé sur ce même diagramme deux points correspondant aux plasmas de D-T à la stagnation, obtenus à partir de simulations d'implosion d'une cible HiPER [Ribeyre 08]. Le cercle orange correspond au cœur de $20\,\mu\text{m}$ de rayon généré par le gaz de D-T contenu dans la capsule, et le cercle gris à la coquille de D-T cryogénique implosée. Les gammes de température et de densité atteintes durant notre expérience ne sont pas représentatives de celles présentes dans le cœur de D-T.

Cependant, les plasmas produits possèdent des paramètres de couplage et de dégénérescence équivalents. En outre, comme on peut le constater sur la courbe en pointillés bleus ainsi que sur la Figure 6.11 (droite), la gamme de (ρ-T) atteinte durant l'expérience (mise en évidence par la ligne grise surmontée d'une flèche) est représentative d'une région localisée dans le plasma de couronne à $\sim 120\,\mu$m du centre du cœur de D-T et à $\sim 80\,\mu$m de la coquille comprimée où les électrons sont supposés déposer leur énergie, afin d'allumer les réactions de fusion dans le combustible.

Description spatiale de la cible à la stagnation

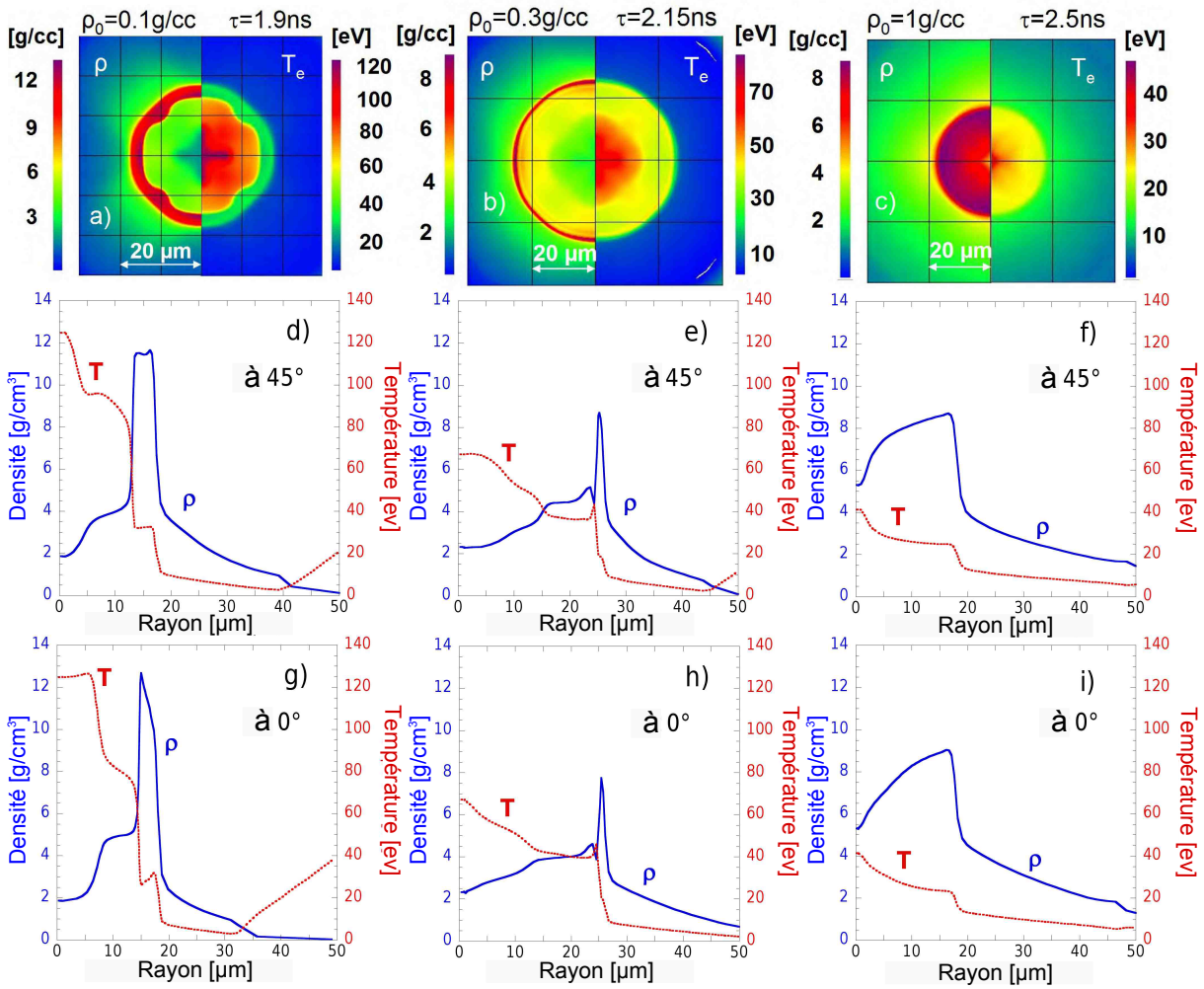

FIGURE 6.12 – Cartes de densité et température des cibles de $0.1\,\mathrm{g/cm^3}$ (a), $0.3\,\mathrm{g/cm^3}$ (b) et $1\,\mathrm{g/cm^3}$ (c) au moment de la stagnation, obtenues pour une énergie sur cible de $4 \times 48\,$J. Les graphiques en dessous représentent les coupes radiales des cartes de densité (bleu continu) et de température (pointillés rouges).

On peut observer sur la Figure 6.12 (a), (b) et (c) les cartes de densité et température de chacune des cibles à leurs temps de stagnation respectifs : 1.9, 2.15 et 2.5 ns. En-dessous sont présentées les coupes radiales de ces mêmes cartes suivant un angle de 0° ((d)-(f)) c'est-

à-dire suivant l'axe d'un des lasers de compression, ou suivant un angle de 45° ((g)-(i)), c'est-à-dire suivant l'axe des diagnostics de radiographie. Ces graphiques mettent en avant des différences notables dans le comportement hydrodynamique des cibles en fonction de leur densité initiale :

- Pour des cibles de $\rho_0 = 0.1\,\mathrm{g/cm^3}$, la carte de densité et de température en forme de "trèfle" est le résultat d'une compression laser non-isotrope. Cet effet est accentué par l'importante différence de densité entre la mousse et la coquille. A la stagnation, le cylindre comprimé contient une région centrale de température élevée ($\sim 120\,\mathrm{eV}$) et de faible densité. Elle est entourée par une gaine d'environ $5\,\mu\mathrm{m}$ de très haute densité ($\rho \sim 11\,\mathrm{g/cm^3}$) et relativement froide par rapport à la région centrale ($\sim 30\,\mathrm{eV}$). Cette gaine est le résultat de la compression de la coquille. A l'extérieur, s'étend un plasma sous-dense dont la température croît rapidement avec le rayon.
- Pour des cibles de $\rho_0 = 0.3\,\mathrm{g/cm^3}$, la mousse étant plus dense, la cible devient moins sujette à la non-uniformité de la compression : la forme de "trèfle" s'estompe. Cependant la compression s'avère moins efficace. Il en résulte une région centrale plus grande à la stagnation. En moyenne, la température ($50\,\mathrm{eV}$) et la densité ($4\,\mathrm{g/cm^3}$) y sont moins importantes que dans le cas d'une cible de $0.1\,\mathrm{g/cm^3}$. Cette région est également entourée par une gaine d'épaisseur réduite ($\sim 2\,\mu\mathrm{m}$), de densité élevée $8\,\mathrm{g/cm^3}$ et de température $\sim 20\,\mathrm{eV}$. Le plasma de détente apparaît pour un rayon $> 30\,\mu\mathrm{m}$.
- Pour des cibles de $\rho_0 = 1\,\mathrm{g/cm^3}$, la densité de la mousse égale celle de la coquille. La compression est alors bien uniforme mais semble toutefois bien moins efficace. A la différence des deux premières cibles, on ne distingue pas de région centrale entourée par une gaine de densité élevée. A la place on observe une région comprimée de $20\,\mu\mathrm{m}$ d'épaisseur, de densité moyenne $7 - 8\,\mathrm{g/cm^3}$ et de température décroissante avec le rayon. A l'extérieur s'étend le plasma de détente à basse température (quelques eV).

Nous venons de voir que la structure des cibles change au cours du temps. Notamment, sur les Figures 6.10 (g)-(i), on peut remarquer que le centre de chacun des cylindres est toujours dans son état initial avant l'arrivée du choc. Cela implique que la zone centrale, traversée par les électrons (voir section suivante) sera plus résistive avant qu'après la convergence du choc. De plus, on peut s'attendre à un comportement différent selon la densité initiale de la cible. En effet, les cibles de faible densité initiale (0.1 et $0.3\,\mathrm{g/cm^3}$) présentent de forts gradients radiaux de densité (au niveau du front de choc) et de température (dans le plasma de détente). Les forts gradients de résistivité ainsi générés sont susceptibles d'influencer les trajectoires électroniques, car qu'ils apparaissent à des distances comparables au rayon du faisceau d'électrons rapides.

6.2.5 Conclusion sur la première partie de l'expérience

La caractérisation de cibles comprimées cylindriquement est réalisée en mesurant la taille de la cible à différents stades de la compression, à l'aide de deux diagnostics différents : la radiographie X et la radiographie par protons. Les résultats expérimentaux sont bien reproduits par les simulations hydrodynamiques couplées à des calculs de transmission de protons ou de rayons X au travers d'une cible implosée. Les deux diagnostics ont des limitations en termes de résolution spatiale. Dans le cas de la radiographie par protons, ceci est notamment dû à la diffusion et au ralentissement des protons dans la cible comprimée. En ce qui concerne la radiographie X, la résolution spatiale est meilleure car les rayons X ne sont

pas sujets à la diffusion. De plus, l'utilisation d'un dopage au chlore dans la cible augmente le contraste entre la mousse et la coquille. En prenant en compte la résolution spatiale de chacun des diagnostics et en utilisant des simulations hydrodynamiques 2D, il a été possible d'estimer l'évolution temporelle et spatiale de la température et de la densité au sein de la cible. Plusieurs types de plasma ont ainsi pu être générés pour tester le transport d'électrons. Les valeurs de la température et de la densité atteintes à la stagnation sont représentatives du type de plasmas rencontrés dans les cibles utilisées dans le cadre de l'allumage rapide et plus précisément à $\sim 200\,\mu$m au-delà de la densité critique (voir Figure 6.11). Les simulations mettent également en avant des changements importants concernant la conductivité de la cible, autant d'un point de vue temporel (avant et après la convergence du choc) que spatial, avec la présence de forts gradients radiaux de densité et de température le long de l'axe du cylindre. Comme nous allons le voir dans la section suivante, ceux-ci sont susceptibles de grandement modifier le comportement du faisceau d'électrons rapides au cours de sa propagation dans la cible.

6.3 Phase 2 : Étude du transport électronique

Dans cette phase de l'expérience, nous sommes amenés à étudier le transport de faisceaux d'électrons rapides dans le cylindre comprimé. Pour cela nous focalisons un faisceau laser (faisceau n°8) sur une feuille de nickel située en face avant du cylindre. La durée de propagation du faisceau d'électrons rapides dans ce dernier (quelques dizaines de picosecondes) est courte par rapport à la durée de la compression (quelques nanosecondes). En introduisant un retard τ entre le faisceau picoseconde et les faisceaux nanosecondes, il est alors possible d'injecter les électrons à différents instants au cours de la compression et modifier ainsi les caractéristiques du milieu qu'ils traversent. On peut s'attendre dès lors à observer des changements notables au sein du faisceau d'électrons, les différents comportements hydrodynamiques observés dans la partie précédente (présence de gradients de densité ou de température, temps de stagnation, taille de la zone comprimée...) pouvant influer sur son transport.

6.3.1 Dispositif expérimental de la phase 2 : transport électronique

Pour la phase 2 les cibles cylindriques sont légèrement différentes. Un faisceau laser *picoseconde* est focalisé sur la feuille de nickel générant ainsi une faisceau d'électrons rapides. Le dopage en chlore dans la mousse de CH est remplacé par un dopage au cuivre de $10-20\%$ en masse [2]. Ce dernier permet, en plus des feuilles de nickel et de cuivre respectivement en face avant et arrière de la cible, de pouvoir suivre les électrons également dans la mousse par le biais du rayonnement K_α émis après leur passage. Sur la Figure 6.13 est présenté un schéma de la cible employée durant la seconde phase de l'expérience.

Pour suivre les électrons durant leur propagation nous étudions le rayonnement X émis par les différentes parties du cylindre :

2. 10% pour les cibles de densité initiale $\rho_0 = 0.1$ ou $0.3\,\mathrm{g/cm^3}$ et 20% pour les cibles de densité initiale $\rho_0 = 1\,\mathrm{g/cm^3}$

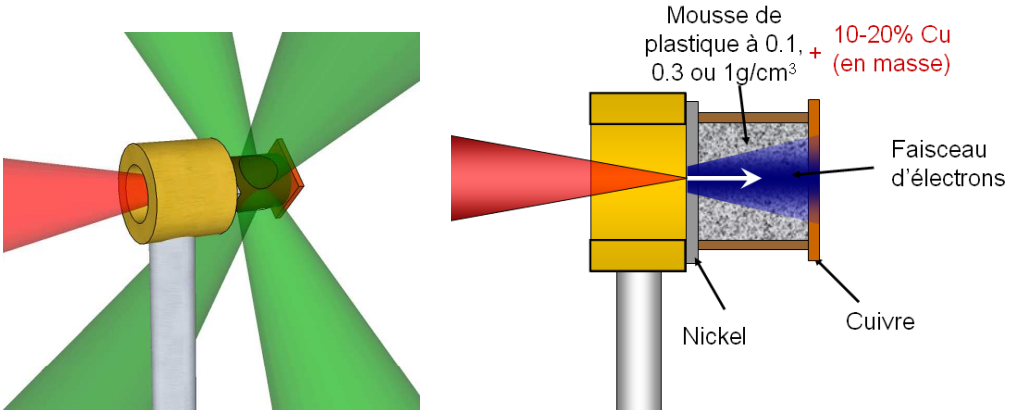

FIGURE 6.13 – Schémas de la cible cylindrique utilisée durant la phase 2 de l'expérience. Les 4 faisceaux de compression sont représentés en vert et le faisceau générant les électrons rapides en rouge. Sur la figure de gauche les faisceaux de compression ne sont pas représentés.

- L'émission Ni-$K_{\alpha(\beta)}$ issue de la feuille de nickel en face avant, caractéristique de la source d'électrons rapides.
- L'émission Cu-$K_{\alpha(\beta)}$ générée par le passage des électrons rapides dans la mousse dopée au cuivre ($10 - 20\%$ en masse).
- L'émission Cu-$K_{\alpha(\beta)}$ issue de la feuille de cuivre, signature des électrons atteignant la face arrière.
- L'émission bremmstrahlung provenant de l'ensemble de la cible et permettant notamment de remonter au spectre en énergie des électrons.

Plusieurs diagnostics sont mis en place autour de la cible pour venir recueillir ce rayonnement.

- Deux diagnostics permettent d'imager l'émission Cu-K_α issue de la mousse et de la feuille de cuivre. Chacun est constitué d'un cristal sphérique produisant une image X avec un grandissement proche de 10. Le premier est placé transversalement à l'axe du cylindre, l'autre est situé en face arrière de la cible. Ils permettent notamment d'obtenir des informations sur la géométrie du faisceau d'électrons.
- Deux spectromètres X (HOPG (voir section 3.2.1) et cylindrique (voir section 3.2.1)) mesurent l'intensité des raies d'émission Ni-$K_{\alpha(\beta)}$ et Cu-$K_{\alpha(\beta)}$ en face arrière de la cible. L'intensité de la raie Ni-$K_{\alpha(\beta)}$ émise en face avant de la cible correspond à la quantité relative d'électrons générés. L'intensité de la raie Cu-$K_{\alpha(\beta)}$ correspond essentiellement à l'émission de la feuille de cuivre en face arrière, et est donc représentative de la quantité d'électrons rapides ayant traversé la cible. Le rapport des deux correspondant ainsi à la fraction d'électrons rapides ayant réussi à traverser toute la cible [3].
- Un spectromètre de bremsstrahlung est également employé pour déterminer le spectre en énergie du faisceau d'électrons rapides.
- Une *grille* de stenopés produit plusieurs images de la cible dans le domaine des X. Cependant, du fait d'un bruit de fond relativement élevé, les images obtenues sont difficilement interprétables. Les résultats concernant ce diagnostic ne seront donc pas

3. Une partie des photons collectés provient de la mousse dopée au cuivre. Cependant, celle-ci est négligeable étant donné le faible nombre d'atomes de cuivre contenu dans la mousse comparé à celui présent dans la feuille de cuivre en face arrière.

détaillés ici.

6.3.2 Résultats expérimentaux

Spectrométrie K_α

Les spectres obtenus expérimentalement contiennent les raies d'émission Ni-$K_{\alpha(\beta)}$ et Cu-$K_{\alpha(\beta)}$. Celles-ci nous indiquent le passage du faisceau d'électrons dans le matériau considéré. Les raies Ni-$K_{\alpha(\beta)}$ sont exclusivement émises dans la feuille de nickel située en face avant de la cible. L'intensité de ces raies est donc liée à la quantité d'électrons générés dans cette feuille. Les raies Cu-$K_{\alpha(\beta)}$ sont issues, quant à elles, de la feuille de cuivre présente en face arrière du cylindre et, en moindre mesure, des particules de cuivre ajoutées à la mousse de plastique. Leurs intensités correspondent fondamentalement à la signature du passage des électrons rapides dans le cylindre et de leur arrivée en face arrière. Un exemple de spectre recueilli à l'aide du spectromètre HOPG est exposé sur la Figure 6.14 (gauche). Les quatre raies d'émission étudiées y sont indiquées. Les raies situées entre les raies Ni-K_α et Cu-K_α sont des raies d'émission helliumoïdes sans intérêt dans le cadre de notre expérience.

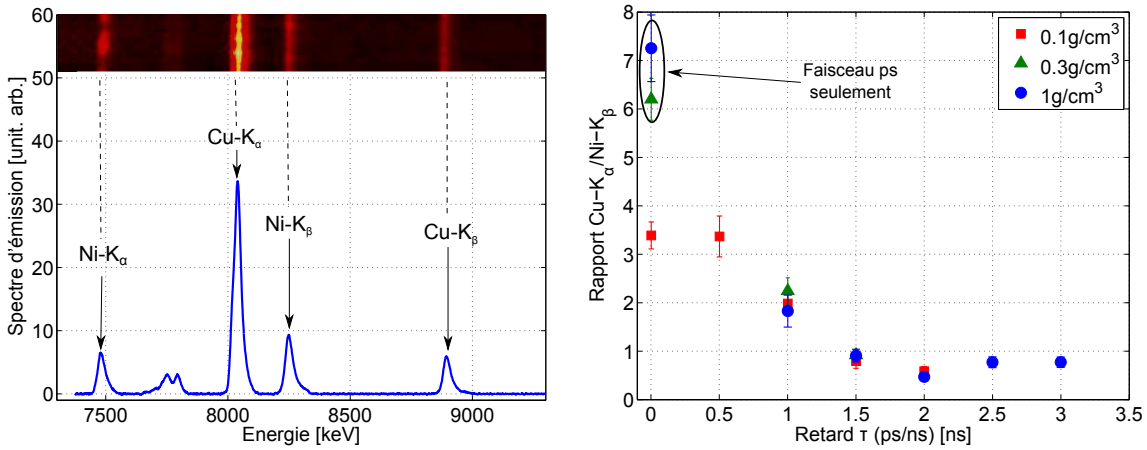

FIGURE 6.14 – (gauche) Exemple de spectre HOPG obtenu. Les raies Ni-$K_{\alpha(\beta)}$ et Cu-$K_{\alpha(\beta)}$ sont indiquées. (droite) Rapport d'intensité Cu-K_α/Ni$-K_\beta$ en fonction du retard entre le faisceau picoseconde et les faisceaux nanosecondes, pour les cibles 0.1 g/cm^3 (carrés rouges), 0.3 g/cm^3 (triangles verts) et 1 g/cm^3 (ronds bleus).

Les résultats des mesures expérimentales de l'intensité de ces raies spectrales sont présentés sur la Figure 6.14 (droite) en fonction du retard τ entre le faisceau picoseconde et les faisceaux de compression [4]. Afin de s'affranchir des variations tir à tir de la source d'électrons rapides (causées principalement par le laser), l'intensité de la raie Cu-K_α est normalisée à celle de la raie Ni-K_β. Nous avons préféré ici la raie Ni-K_β à la raie Ni-K_α, car cette dernière est en effet située à la limite inférieure de la gamme spectrale accessible par le spectromètre : elle est donc susceptible d'être en partie biaisée et de conduire à des erreurs de mesure. Le rapport d'intensité Cu-K_α/Ni$-K_\beta$ correspond, par conséquent, à la fraction d'électrons ($>$ 8 keV) ayant atteint la face arrière de la cible. Un rapport élevé indique donc qu'une fraction importante des électrons générés en face avant sont arrivés en face arrière. On remarque

4. Pour $\tau = 0$ cela revient à générer le faisceau d'électrons rapides dans un cylindre non comprimé.

ainsi que le rapport d'intensité décroît à mesure que les électrons sont injectés tard durant la compression du cylindre, et ceci quelle que soit la densité initiale de la mousse. Cela signifie que la fraction d'électrons atteignant la face arrière est d'autant moins importante que la cible est comprimée. A première vue, on peut penser que cet effet est induit par l'augmentation de la densité dans le cylindre comprimé, accentuant le ralentissement des électrons. Cela semble cependant en contradiction avec les résultats des simulations hydrodynamiques de la section précédente. En effet, les différentes cibles affichent des profils de densité, température etc... bien distincts. On devrait donc observer une différence de comportement suivant la densité initiale des cibles, ce qui n'est pas le cas ici. Nous nous aiderons de simulations numériques par la suite afin de tenter d'expliquer ce comportement.

Par ailleurs, notons que le spectromètre à cristal cylindrique donne des résultats similaires à ceux du spectromètre HOPG. Néanmoins, du fait d'un bruit de fond relativement important, ces mesures sont sujettes à de grandes barres d'erreurs.

Imagerie K_α

Les diagnostics d'imagerie K_α permettent de produire des images de l'émission K_α générée lors du passage des électrons rapides. Il est ainsi possible d'avoir des informations sur la configuration spatiale du faisceau, notamment sa divergence. Comme nous l'avons décrit précédemment, deux diagnostics sont en place dans l'enceinte afin d'imager l'émission K_α sous deux angles différents. Ainsi, un premier cristal est aligné dans l'axe longitudinal du cylindre afin d'imager la face arrière de la cible. Un second cristal est placé perpendiculairement, fournissant des images de profil (voir schéma de la Figure 6.15). La progression des électrons dans la cible est ainsi observable grâce aux fines particules de cuivre contenues dans la mousse.

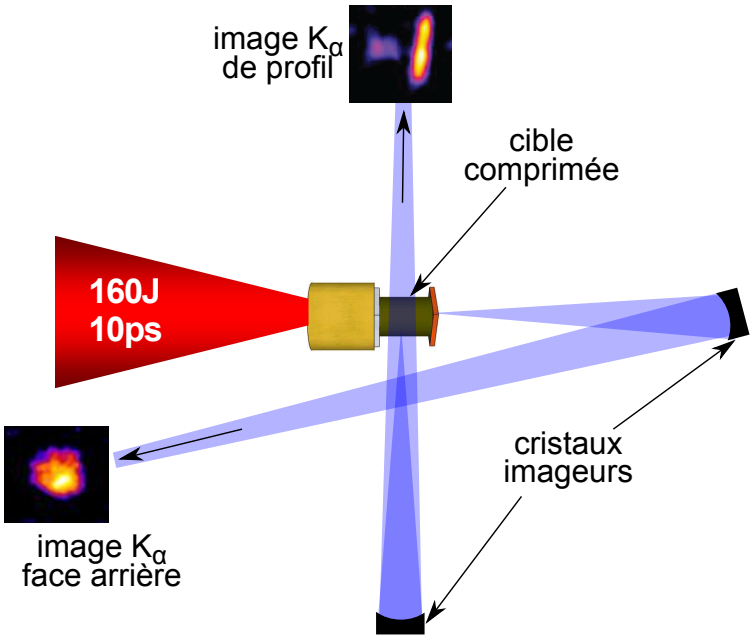

FIGURE 6.15 – Schéma du dispositif expérimental d'imagerie K_α de la face arrière et de profil.

Seules les cibles denses ($1\,\mathrm{g/cm^3}$) comportent suffisamment d'atomes de cuivre dans la

mousse pour que l'émission K_α y soit visible. Nous pouvons ainsi observer non seulement le faisceau d'électrons en face arrière, mais également son passage au travers du cylindre comprimé. Ceci est illustré sur la Figure 6.16 représentant une séquence d'images K_α de profil, obtenues à différents temps τ d'injection des électrons dans la cible comprimée. En-dessous, la cible est schématisée afin d'indiquer la provenance de l'émission. On distingue ainsi deux régions. La première correspond à l'émission K_α issue de la mousse. Celle-ci, relativement faible, est la trace du passage du faisceau d'électrons dans le cylindre comprimé. La seconde région est constituée de la feuille de cuivre située en face arrière de la cible. Étant donnée l'importante concentration en atomes de cuivre (~ 30 fois plus que dans la mousse) le signal K_α y est nettement plus intense. Cette émission est, quant à elle, la signature de l'arrivée des électrons en face arrière du cylindre. A partir de ces images, on remarque que les caractéristiques du faisceau sont sensiblement différentes suivant l'instant de la compression :

- Pour $\tau = 1.5\,\text{ns}$, c'est-à-dire avant la compression maximale suivant les simulations hydrodynamiques précédentes, l'émission K_α est présente tout le long du cylindre. Cela indique que le faisceau se propage efficacement dans la mousse jusqu'à la face arrière. L'émission au niveau de la feuille de cuivre est concentrée sur une zone de taille relativement modeste (50-100 μm), indiquant une bonne collimation du faisceau à son arrivée en face arrière .
- Pour $\tau \gtrsim 2\,\text{ns}$, c'est-à-dire après la compression maximale, l'émission K_α ne s'étend plus sur toute la longueur du cylindre. Il semble que les électrons aient plus de difficultés à atteindre la face arrière de la cible, confirmant ainsi les résultats de la spectroscopie K_α. De plus, la feuille de cuivre affiche une tache d'émission K_α clairement plus large que celle mesurée pour $\tau = 1.5\,\text{ns}$, indiquant une plus forte divergence du faisceau à son arrivée en face arrière du cylindre.

Dans le cadre de cibles initialement denses ($1\,\text{g/cm}^3$) le faisceau d'électrons semble donc bien collimaté au début de la compression. Cependant, le faisceau tend à diverger après la compression maximale, diluant ainsi les électrons.

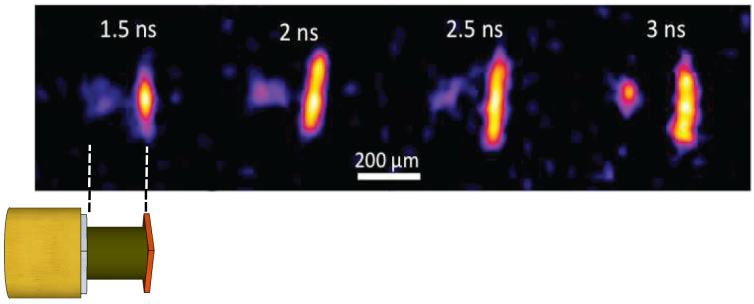

FIGURE 6.16 – Séquence d'images obtenues avec l'imagerie K_α de profil pour une cible de densité initiale $1\,\text{g/cm}^3$. Chaque image correspond à un temps τ d'injection des électrons différent.

En ce qui concerne les cibles de 0.1 et $0.3\,\text{g/cm}^3$, la densité d'atomes de cuivre dans la mousse ne permettait pas d'obtenir assez de signal sur les détecteurs. Par conséquent nous avons uniquement étudié l'émission dans la feuille de cuivre. Celle-ci permet, comme nous l'avons vu précédemment, d'estimer la collimation/divergence du faisceau d'électrons en face arrière de la cible. Nous avons ainsi mesuré la taille (FWHM) de l'émission K_α pour chacune

des cibles et pour différents instants τ d'injection du faisceau d'électrons. Les résultats sont résumés dans la Figure 6.17.

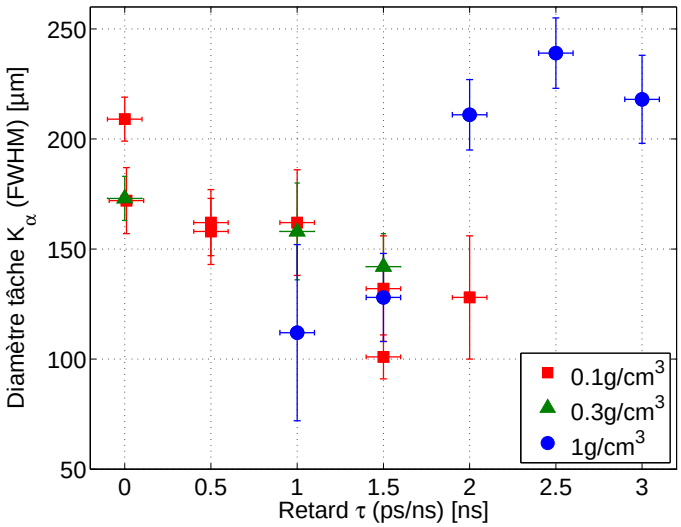

FIGURE 6.17 – Taille (FWHM) de l'émission K_α en face arrière du cylindre, pour les différentes cibles, en fonction de l'instant τ d'injection des électrons.

On remarque alors deux comportements distincts suivant la densité initiale de la cible. Pour les cibles de faible densité initiale (0.1 et 0.3 g/cm^3), le diamètre de la tache décroît à mesure que τ augmente, indiquant une meilleure collimation lorsque la cible est comprimée. Pour les cibles de 1 g/cm^3 on observe exactement l'inverse, la tache de taille relativement réduite pour $\tau \lesssim 1.5$ ns, devient très large pour des τ supérieurs, signature d'une détérioration de la collimation du faisceau lorsque la cible est comprimée. Nous aurons recours, par la suite, à des simulations numériques pour tenter d'expliquer ces différences. Néanmoins, la brusque augmentation du diamètre du faisceau pour les cibles de 1 g/cm^3 concorde avec la convergence du choc au centre de la cible à $\tau = 2$ ns. Il est donc fort probable que les caractéristiques hydrodynamiques des cibles influent de manière notable sur le comportement du faisceau.

Spectrométrie bremsstrahlung

Un spectromètre à bremsstrahlung est également employé durant cette phase de l'expérience afin de déterminer la distribution en énergie du faisceau d'électrons rapides. La description de ce diagnostic est faite en section 3.1.2. En supposant que la fonction de distribution des électrons est une maxwellienne du type $f(E) \propto \exp(-E/T_e)$, on peut estimer numériquement un spectre d'émission bremsstrahlung. Celui-ci est alors ajusté au spectre expérimental en faisant varier la température ou énergie moyenne T_e des électrons. Dans notre cas, le meilleur accord entre les spectres simulé et expérimental est obtenu pour $T_e = 300 - 400$ keV quel que soit τ.

Cette valeur concorde avec une estimation faite à l'aide de la loi de Beg pour une intensité sur cible de 5×10^{18} W.cm^{-2}, soit $T_e \approx 370$ eV. Cette température moyenne sera utilisée par la suite dans le cadre des simulations numériques.

6.3.3 Simulations numériques du transport des électrons

Afin de mieux comprendre les phénomènes physiques en jeu et d'interpréter les résultats expérimentaux, des simulations numériques ont été entreprises par Frédéric Pérez (Laboratoire LULI, France) Arnaud Debayle, Javier Honrubia et Rafael Ramis (Université Polytechnique de Madrid, Espagne). Celles-ci se sont déroulées en plusieurs étapes que nous allons décrire ici de façon relativement sommaire. Pour plus de détails le lecteur pourra se référer aux travaux de F. Pérez [Perez 10a, Perez 11].

La première étape de ces simulations consiste à caractériser la source d'électrons rapides. Cela revient à connaître la distribution en énergie et la distribution angulaire du faisceau d'électrons rapides au niveau de leur région d'émission. Pour cela il faut modéliser l'interaction entre le laser picoseconde et la feuille de nickel. Des simulations à l'aide du code hydrodynamique DUED [Atzeni 05] ont permis, tout d'abord, d'estimer le pré-plasma généré par le piédestal laser (500 ps, 10^{13} W.cm^{-2}) en face avant de la feuille. Le profil de densité obtenu est ensuite inséré dans le code PIC CALDER [Lefebvre 03]. Celui-ci permet en effet de simuler le début de l'interaction. La lourdeur de ce type de simulations en termes de temps de calcul est telle qu'il n'est pas envisageable de modéliser l'interaction sur toute la durée de l'impulsion laser (10 ps). De plus, comme c'est ici la source d'électrons qui nous intéresse, une simulation sur un temps de 1.5 ps suffit amplement pour obtenir les informations recherchées. La distribution angulaire et la distribution en énergie des électrons rapides sont extraites à $\sim 15\,\mu$m derrière la région d'interaction. La fonction de distribution angulaire est alors donnée par une fonction de la forme :

$$f(\theta) = \exp\left[-\left(\frac{\theta - \theta_r(y)}{\Delta\theta_0}\right)^2\right], \tag{6.1}$$

identique à celle utilisée dans les chapitres précédents, où $\theta_r(y)$ correspond à l'angle moyen de propagation des électrons et $\Delta\theta_0$ à l'angle de dispersion moyen autour de cet angle. On notera au passage que θ_r varie selon y, la coordonnée transverse à l'axe de propagation du faisceau. Un ajustement de $f(\theta)$ aux simulations CALDER donne $\theta_r(y) = \arctan(y[\,\mu\text{m}]/13)$ et $\Delta\theta_0 = 30°$. La distribution en énergie des électrons est ajustée par deux maxwelliennes d'énergies moyennes $T_e = 330$ keV pour la partie basse énergie (en accord avec les résultats de la spectrométrie bremsstrahlung) et $T_e = 1.6$ MeV pour la partie haute énergie (> 3 MeV) du spectre.

Le modèle de conductivité utilisé dans les simulations hybrides est différent de celui présenté dans la section 2.3.3. En effet, la mousse de plastique située dans le cylindre étant un diélectrique, sa conductivité ne se comporte pas comme celle d'un métal, notamment en-dessous de la température de Fermi ($T_e < T_F$). On se propose d'introduire un modèle simple basé sur le modèle de Eidmann-Chimier, à la différence qu'ici les contributions électron-électron et électron-phonon sont considérées comme étant nulles. Par ailleurs, on impose une valeur limite à la fréquence de collision à basse température, en supposant qu'elle est égale à celle obtenue à $T_e = 2$ eV. La fréquence de collision s'écrit alors :

$$\nu_e^{-2} = \begin{cases} \nu_c^{-2} + \nu_{sp}^{-2} & \text{si } T_e \geq 2\,\text{eV} \\ \nu_e(T_e = 2\,\text{eV}) & \text{si } T_e < 2\,\text{eV}, \end{cases} \tag{6.2}$$

où ν_c et ν_{sp} sont les fréquences de coupure et de collision dans le régime de Spitzer, définies par les équations (2.76) et (2.73) respectivement. La conductivité du CH, donnée par le modèle de Drude (2.70), est tracée sur la Figure 6.18. Ce modèle de conductivité est en bon accord avec celui proposé par Davies et *al.* [Davies 99].

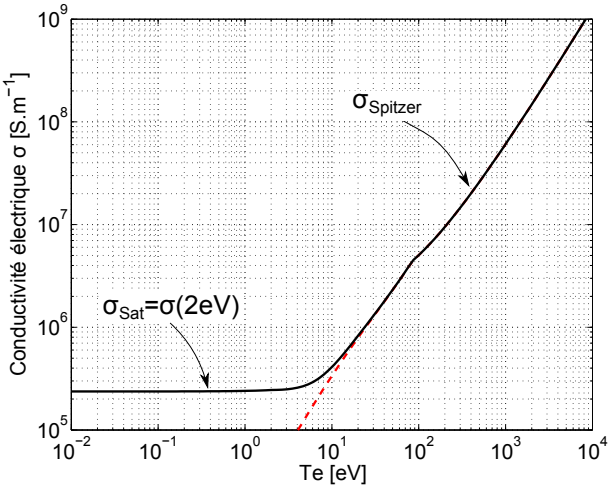

FIGURE 6.18 – Conductivité du plastique (CH) calculée à partir de l'équation (6.2). La courbe en tirets rouges correspond à la conductivité de Spitzer valable à haute température ($T_e > T_F$).

Les conductivités du nickel et du cuivre sont, quant à elles, calculées avec le modèle de conductivité dans les métaux développé dans la section 2.3.3. Les valeurs des facteurs A_ν et k_s, utilisés pour ajuster le modèle aux valeurs des conductivités à froid $\sigma(T_e = 300\,\mathrm{K})$, sont récapitulées dans la Table 6.2.

Matériau	$\sigma(T_e = 300\,\mathrm{K})$	A_ν	k_s
Cu	$5.96 \times 10^7\,\mathrm{S.m^{-1}}$	10	2.57
Ni	$1.4 \times 10^7\,\mathrm{S.m^{-1}}$	10	12

TABLE 6.2 – Coefficients A_ν et k_s utilisés dans les modèles de conductivité du cuivre et du nickel. Les valeurs de la conductivité à froid $\sigma(T_e = 300\,\mathrm{K})$ y sont également indiquées.

A partir de ces paramètres, il est alors possible de simuler le transport des électrons dans les cylindres comprimés. Pour cela deux types de simulations sont nécessaires. Il faut, en effet, produire des cartes de densité et de température 2D dans la direction longitudinal du cylindre. Le code CHIC précédemment utilisé ne pouvant pas fournir ce type de cartes (seules des coupes transverses étaient disponibles, à l'instar de celles présentées sur la Figure 6.12), le code MULTI3D [Ramis 88] de Rafael Ramis a été utilisé. Les résultats des simulations hydrodynamiques 3D, présentés dans les figures suivantes, sont en bon accord avec les simulations CHIC préliminaires. Les cartes de densité et température ainsi obtenues sont alors intégrées aux simulations de transport d'électrons réalisées avec le code hybride 2D de Javier Honrubia [Honrubia 05]. Les paramètres du faisceau d'électrons, décris ci-dessus, sont

alors injectés en tant que paramètres initiaux. L'efficacité de conversion laser-électron est considérée comme paramètre libre et testée à 10 et 50%. Le transport des électrons rapides est simulé successivement au travers de la feuille de nickel, du cylindre comprimé et enfin de la feuille de cuivre sur une durée totale de 30 ps. Afin de comparer les simulations aux résultats expérimentaux, la modélisation de l'émission K_α, décrite dans la section 3.1.1, est également introduite dans le code. Cette émission, résolue spatialement, est ensuite comparée aux images expérimentales. Nous nous proposons de détailler maintenant les résultats de ces simulations.

Simulations du transport dans les cibles denses : $\rho_0 = 1\,\mathrm{g/cm^3}$

Regardons tout d'abord le cas des cibles denses, soit de $1\,\mathrm{g/cm^3}$. Les résultats des simulations sont présentés dans la Figure 6.19. Il s'agit de coupes longitudinales (r-z) de la moitié du cylindre à l'instant $\tau = 1.5\,\mathrm{ns}$ après le début de la compression. A cet instant le choc n'a pas encore convergé. On y remarque notamment la présence d'un gradient raide de résistivité proche du centre du cylindre. Celui-ci est essentiellement provoqué par le gradient de densité généré lui-même par le choc convergeant au centre de la cible. Ce fort gradient de résistivité joue un rôle prépondérant sur la trajectoire des électrons. Pour comprendre cela, reprenons d'abord ce qui a été dit dans la section 2.3.2 du chapitre 2. La combinaison de la loi de Faraday avec la loi d'Ohm (2.67) montre que la variation du champ magnétique au cours du temps est liée à deux termes :

- Le premier terme ($\eta\nabla\times\mathbf{j}_b$) génère un champ magnétique azimutal tendant à collimater le faisceau d'électrons.
- Le second terme ($(\nabla\eta)\times\mathbf{j}_b$) produit un champ magnétique en présence de gradients de résistivité. Celui-ci tend à pousser les électrons vers les zones de forte résistivité. Plus précisément, lorsque la température du milieu est relativement élevée (régime de Spitzer) et que la densité est faible, la résistivité chute. Les électrons rejoignent alors les zones de faible température, où la résistivité est plus élevée. A l'inverse, lorsque la température est faible, la résistivité du milieu dépend essentiellement de la densité [5]. Dans ce cas, les électrons se dirigent préférentiellement vers les zones de basse densité.

Ainsi, lorsque le faisceau d'électrons rapides est injecté à cet instant ($\tau = 1.5\,\mathrm{ns}$), c'est-à-dire avant la convergence du choc, il induit un champ magnétique azimutal. Celui-ci, pouvant atteindre jusqu'à 1000 T, est suffisamment intense pour venir collimater les électrons vers le centre de la cible où la résistivité est plus forte. Ceci est particulièrement visible sur la carte de densité d'électrons rapides. En sortie du cylindre le faisceau d'électrons possède ainsi un diamètre d'environ $100\,\mu\mathrm{m}$ proche de ce qui a été mesuré expérimentalement (voir Figure 6.17).

Lorsqu'on se place à $\tau = 2\,\mathrm{ns}$, c'est à dire après la convergence du choc, la température et la densité au centre ont atteint leur valeur maximale (Figure 6.20) et les gradients sont inversés. On enregistre alors une faible résistivité au centre de la cible. Les électrons, injectés à cet instant, sont ainsi déviés de leur trajectoire et renvoyés vers les zones où la résistivité est plus élevée : le faisceau d'électrons explose radialement. Situé sur le bord externe de la

5. A faible température, la résistivité du milieu est principalement décrite par les collisions électron-phonon et électron-électron. Les fréquences de collision associées dépendent ainsi de l'énergie de Fermi, dépendant elle-même de la densité du milieu (voir section 2.3.3).

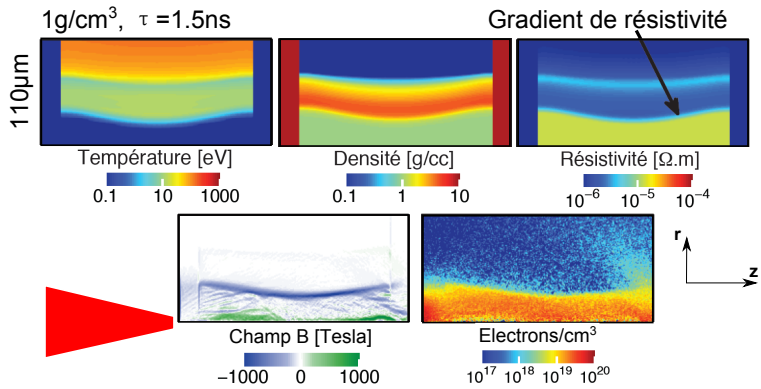

FIGURE 6.19 – Résultats des simulations hybrides obtenues pour une cible de $1\,\mathrm{g/cm^3}$ à l'instant $\tau = 1.5\,\mathrm{ns}$ après le début de la compression et $15\,\mathrm{ps}$ après l'injection des électrons.

cible ($\sim 70\,\mu\mathrm{m} \gg r_b \approx 50\,\mu\mathrm{m}$, r_b étant le rayon du faisceau d'électrons), le gradient de température ne permet pas de collimater de manière efficace le faisceau d'électrons. Celui-ci atteint alors la feuille de cuivre avec un diamètre relativement élevé ($\sim 200\,\mu\mathrm{m}$).

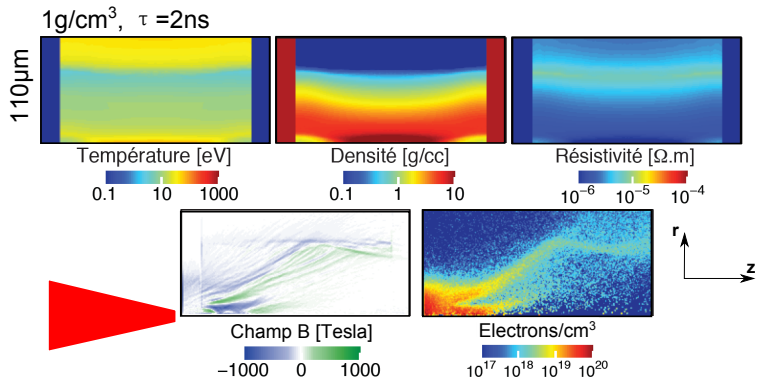

FIGURE 6.20 – Résultats des simulations hybrides obtenues pour une cible de $1\,\mathrm{g/cm^3}$ à l'instant $\tau = 2\,\mathrm{ns} + 15\,\mathrm{ps}$ c'est-à-dire après la convergence du choc.

La brusque augmentation du rayon du faisceau d'électrons mesuré expérimentalement sur la feuille de cuivre pour des temps supérieurs à $\tau = 1.5\,\mathrm{ns}$ est donc reliée à la convergence du choc au centre de la cible. Celui-ci provoque en effet une chute et une homogénéisation de la résistivité et donc une absence de champ magnétique collimateur. Le faisceau d'électrons diverge alors "librement" au cours de sa propagation dans le cylindre.

Simulations du transport dans les cibles de $\rho_0 = 0.1\,\mathrm{g/cm^3}$

Regardons à présent le cas des cibles de faible densité initiale. Les résultats expérimentaux montrent un comportement différent des électrons en fonction de la compression de la cible. En effet, la taille du faisceau ne semble pas être modifiée après la convergence du choc ($\tau > 1.5\,\mathrm{ns}$) comme c'est le cas pour les cibles de $1\,\mathrm{g/cm^3}$. Afin d'expliquer cette tendance, regardons les résultats des simulations hybrides visibles sur les Figures 6.21 et 6.22.

A cet instant ($\tau = 1\,\mathrm{ns}$) le choc n'a pas encore convergé au centre de la cible. A l'instar des cibles de $1\,\mathrm{g/cm^3}$, de forts gradients de densité et de température apparaissent sur le

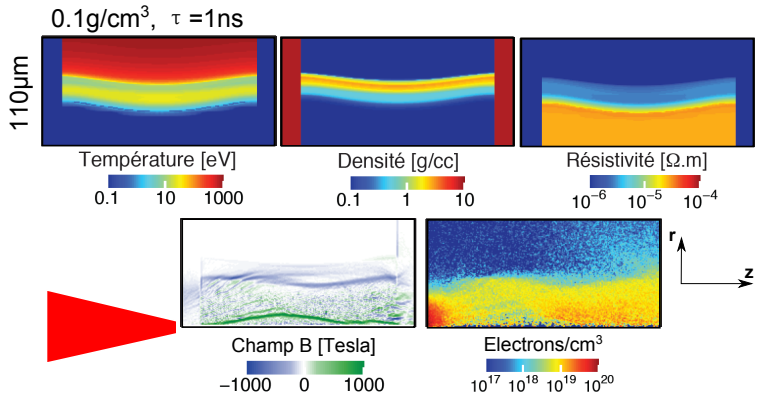

FIGURE 6.21 – Résultats des simulations hybrides obtenues pour une cible de $0.1\,\mathrm{g/cm^3}$ à l'instant $\tau = 1\,\mathrm{ns} + 15\,\mathrm{ps}$ après le début de la compression.

front de choc, générant alors un gradient de résistivité important près du centre de la cible. La combinaison d'un fort courant d'électrons rapides et d'un gradient raide de résistivité induit un champ magnétique azimutal. Celui-ci est suffisamment intense pour générer une "gaine" magnétique dans laquelle les électrons sont confinés. Le faisceau d'électrons rapides est ainsi transporté sur toute la longueur du cylindre et reste collimaté jusqu'à son arrivée en face arrière. Le rayon du faisceau est alors de $70\,\mu\mathrm{m}$, valeur en accord avec les mesures expérimentales (voir Figure 6.17).

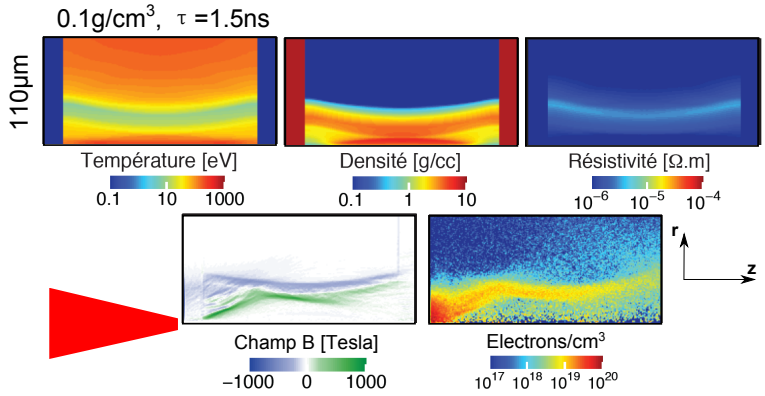

FIGURE 6.22 – Résultats des simulations hybrides obtenues pour une cible de $0.1\,\mathrm{g/cm^3}$ à l'instant $\tau = 1.5\,\mathrm{ns} + 15\,\mathrm{ps}$ après le début de la compression.

Lorsque l'injection des électrons est réalisée à un temps ultérieur à la convergence du choc (1.5 ns), le gradient raide de résistivité, provoqué par le gradient de densité, s'inverse. La faible résistivité au centre de la cible déclenche l'éclatement du faisceau dès les premiers microns. Cela se traduit par une structure tubulaire du faisceau. Cependant, un gradient élevé de température ($T > 200\,\mathrm{eV}$) apparaît sur le bord de la cible. A la différence de ce que l'on observe dans le cas des cibles de $1\,\mathrm{g/cm^3}$, celui-ci est suffisamment proche du centre pour générer un autre gradient de résistivité autour des électrons. Il induit alors un champ magnétique azimutal venant compenser la divergence du faisceau. Celui-ci arrive en face arrière de la cible en ayant perdu progressivement son aspect tubulaire, sous l'effet

des collisions essentiellement. Le rayon du faisceau est alors de $\sim 80\,\mu$m, soit légèrement plus grand que nos valeurs expérimentales. Par conséquent, c'est ici le gradient radial de température, situé en bordure des cibles, qui joue un rôle prépondérant sur la trajectoire et la forme du faisceau.

Résumé des simulations

On présente dans cette section une comparaison des résultats des simulations hybrides avec les résultats expérimentaux. On peut voir sur la Figure 6.23 l'évolution du rayon de l'émission Cu-K_α mesuré en face arrière des cibles. Un bon accord simulation/expérience est obtenu et témoigne de la fiabilité des simulations à reproduire les phénomènes physiques en jeu. La brusque divergence du faisceau d'électrons pour les cibles de $1\,\mathrm{g/cm^3}$, après la convergence du choc, est notamment très bien reproduite par les simulations hybrides.

Pour résumer, les gradients de résistivité présents au niveau du front de choc au début de la compression induisent, lors du passage des électrons, un champ magnétique favorisant la collimation du faisceau. Après la convergence du choc, les gradients s'inversent et les électrons ont tendance à être chassés du centre du cylindre. Seul le cas des cibles de $0.1\,\mathrm{g/cm^3}$ voit apparaître un gradient de température suffisamment proche du centre pour pouvoir générer un gradient de résistivité susceptible de ramener les électrons vers ce dernier.

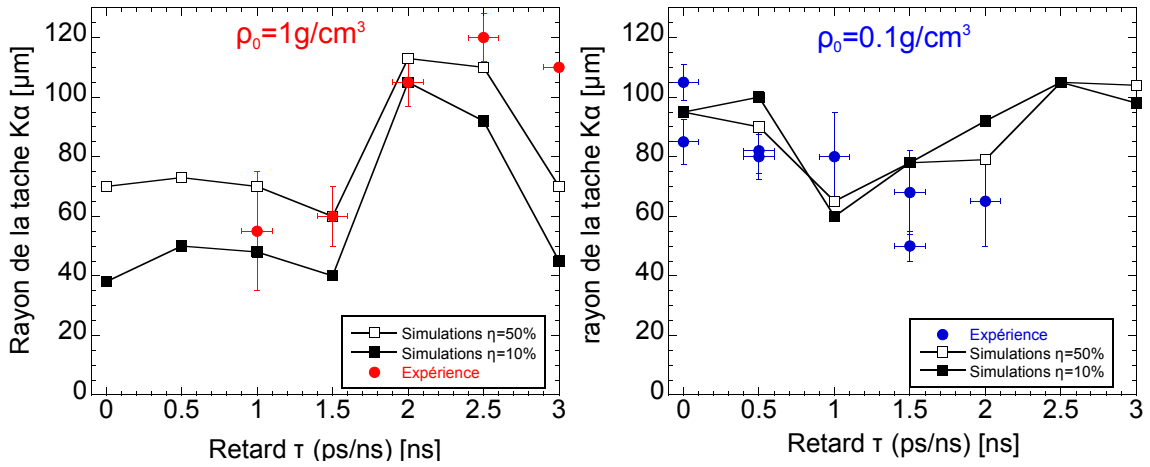

FIGURE 6.23 – Rayon du signal Cu-K_α en face arrière de la cible obtenu à l'aide des simulations hybrides pour les cibles de densités initiales 1 (gauche) et $0.1\,\mathrm{g/cm^3}$ (droite) et pour différentes valeurs du facteur de conversion $\eta_{\mathrm{laser}\to\mathrm{e}}$: 10% (carrés pleins) et 50% (carrés vides). Les résultats sont comparés aux valeurs expérimentales.

A partir de ces simulations, il a été également possible de mesurer l'intensité du signal Cu-K_α en face arrière des cibles. Les résultats sont comparés aux valeurs expérimentales dans la Figure 6.24.

Dans ce cas, les simulations peinent néanmoins à reproduire de façon précise les résultats expérimentaux. En effet, si on observe bien une décroissance du signal avec les simulations, elle s'avère cependant moins importante que celle observée expérimentalement. Même une modification des paramètres d'entrée, tels que la divergence du faisceau d'électrons ou encore

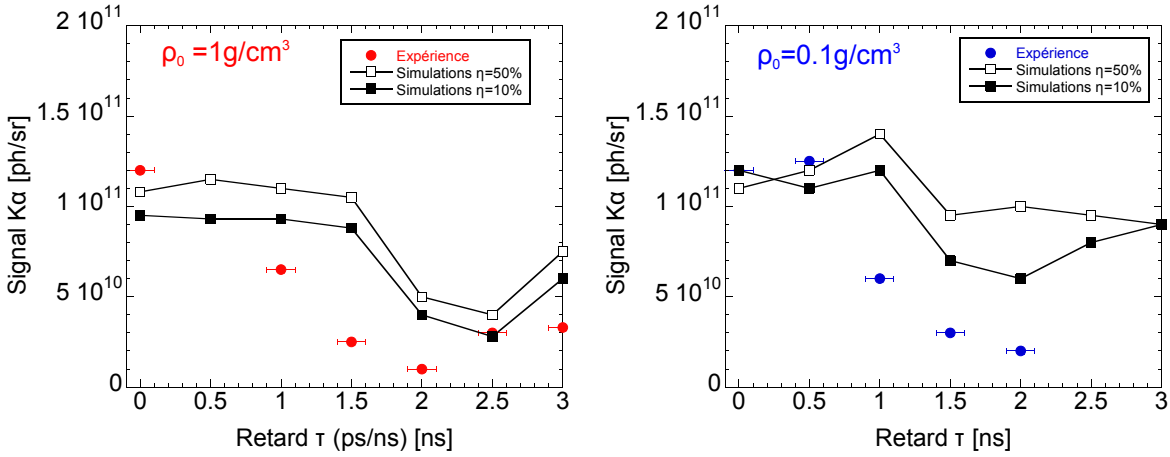

FIGURE 6.24 – Signal Cu-K_α simulé, comparé aux valeurs expérimentales pour les cibles de densités initiales 1 (gauche) et 0.1 g/cm^3 (droite). Les valeurs ont été simulées pour un facteur de conversion $\eta_{\text{laser}\to\text{e}}$ de 10% (carrés pleins) et 50% (carrés vides). Dans le cas d'une conversion à 50% les résultats sont divisés par 5 pour être comparables au cas d'une conversion à 10%.

sa température moyenne, semble ne jouer aucun rôle sur les résultats. Divers processus non pris en compte dans les simulations peuvent être à l'origine d'une telle différence. La recirculation des électrons peut en faire éventuellement partie. En effet, au cours de la compression, le plasma d'ablation finit par englober la cible. Il est alors susceptible d'amoindrir le champ ambipolaire généré à la sortie des électrons en face arrière de la cible, diminuant ainsi le taux d'électrons recirculant dans la feuille de cuivre. Cela aurait pour cause de faire chuter l'émission Cu-K_α au stade avancé de la compression. D'autres effets peuvent également expliquer ces résultats, notamment la détérioration des feuilles de cuivre ou de nickel après la convergence du choc. Ces effets, difficilement modélisables, n'ont pas fait l'objet de notre étude. Il convient toutefois de préciser qu'il s'agit ici d'une mesure absolue et qu'un tel accord entre simulations et résultats expérimentaux est très encourageant, notamment pour la validation de nos modèles de transport d'électrons rapides et des codes numériques.

6.3.4 Étude du dépôt d'énergie dans le cylindre de plastique

Afin de mieux comprendre les résultats expérimentaux obtenus sur l'intensité de l'émission Cu-K_α, on se propose d'étudier le dépôt d'énergie au sein du cylindre de plastique. Sur la Figure 6.25 sont présentées les cartes bidimensionnelles (r-z) des dépôts d'énergie collisionnel et résistif, dans le cas d'une cible de densité initiale $\rho_0 = 0.1\,\text{g/cm}^3$, et pour différentes valeurs du retard τ : (gauche) à $\tau = 0 + 15\,\text{ps}$ lorsque la cible n'est pas comprimée, (milieu) à $\tau = 1\,\text{ns} + 15\,\text{ps}$ c'est-à-dire avant la convergence du choc et (droite) à $\tau = 1.5\,\text{ns} + 15\,\text{ps}$ [6] soit après la convergence du choc. Les cartes de résistivité associées sont également présentées.

Regardons tout d'abord le dépôt d'énergie collisionnel (les trois cartes du haut). On remarque clairement que celui-ci augmente à mesure que la compression s'opère. Les pertes

6. Les retards τ sont indiqués avec deux échelles de temps différentes, en ns vis-à-vis de l'échelle hydrodynamique de la compression, en ps vis-à-vis de l'échelle de temps nécessaire au transport du faisceau d'électrons.

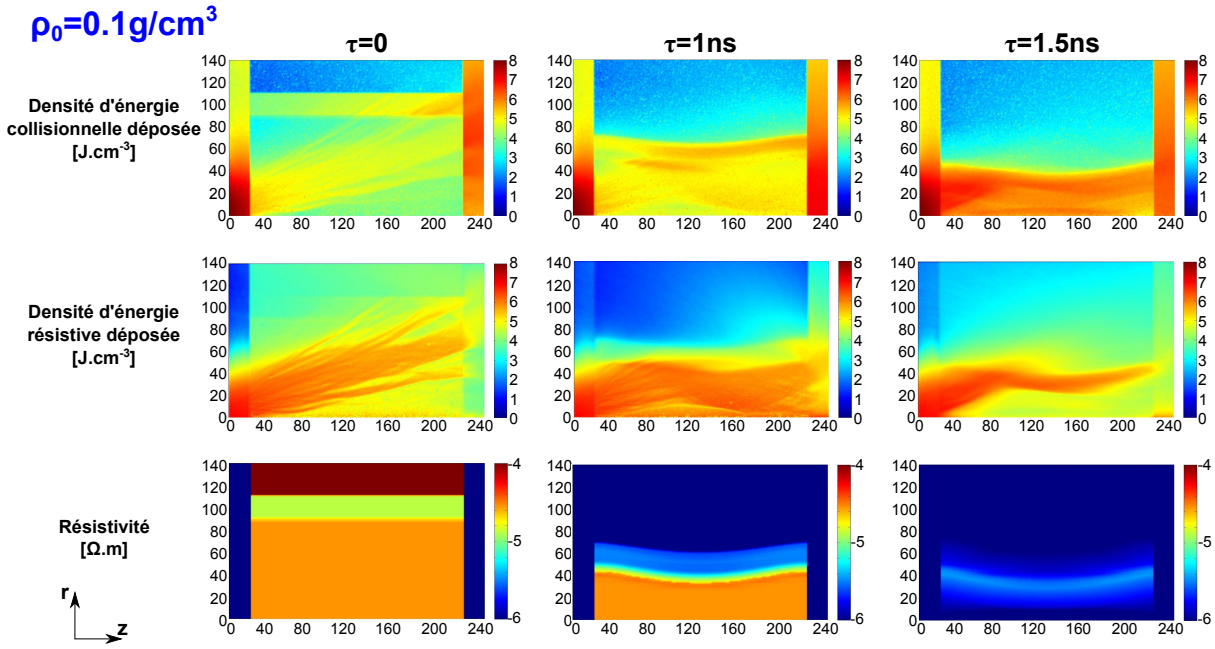

FIGURE 6.25 – Cartes bidimensionnelles en coordonnées cylindriques représentant la densité d'énergie collisionnelle ou résistive déposée dans une cible de densité initiale $\rho_0 = 0.1\,\mathrm{g/cm^3}$ et pour différentes valeurs du retard τ : (gauche) $\tau = 0 + 15\,\mathrm{ps}$, (milieu) $\tau = 1\,\mathrm{ns} + 15\,\mathrm{ps}$ et (droite) $\tau = 1.5\,\mathrm{ns} + 15\,\mathrm{ps}$. Les cartes de résistivité prises à $\tau = 0$, 1 et 1.5 ns, c'est-à-dire avant le passage du faisceau d'électrons, sont également présentées. Les échelles de couleurs sont logarithmiques pour l'ensemble des cartes.

d'énergie dues aux collisions sont, comme attendu, plus importantes lorsque la densité de la mousse est la plus élevée. En effet, comme nous l'avons vu dans le chapitre précédent (section 5.10), le dépôt d'énergie collisionnel est proportionnel au produit ρL, ρ étant la densité du matériau traversé et L son épaisseur. Comme L ne change pas ici, le dépôt d'énergie augmente, au même titre que la densité, avec la compression du cylindre.

Les pertes résistives sont, quant à elles, proportionnelles à la résistivité du milieu (essentiellement dépendante de la température T_e) et à la densité de courant j_b du faisceau d'électrons. Tant que le choc n'a pas convergé au centre du cylindre, c'est-à-dire pour $\tau < 1.5\,\mathrm{ns}$, la mousse de CH reste froide et la résistivité est suffisamment élevée pour favoriser le dépôt d'énergie des électrons du faisceau si on les injecte à cet instant. Juste après la stagnation, c'est-à-dire pour $\tau = 1.5\,\mathrm{ns}$, la température au centre du cylindre est plus élevée et la résistivité a donc chuté. En injectant les électrons à cet instant, ils déposent leur énergie de façon moins significative par effet résistif.

En résumé, la compression de la cible induit une augmentation de la densité et des pertes collisionnelles. En contrepartie, elle provoque l'augmentation de la température et de la conductivité du milieu, faisant ainsi chuter les pertes résistives. Un comportement semblable est également observé dans le cas d'une cible de densité initiale $\rho_0 = 1\,\mathrm{g/cm^3}$ (Figure 6.26).

On peut également remarquer que les dépôts d'énergie collisionnel et résistif sont bien

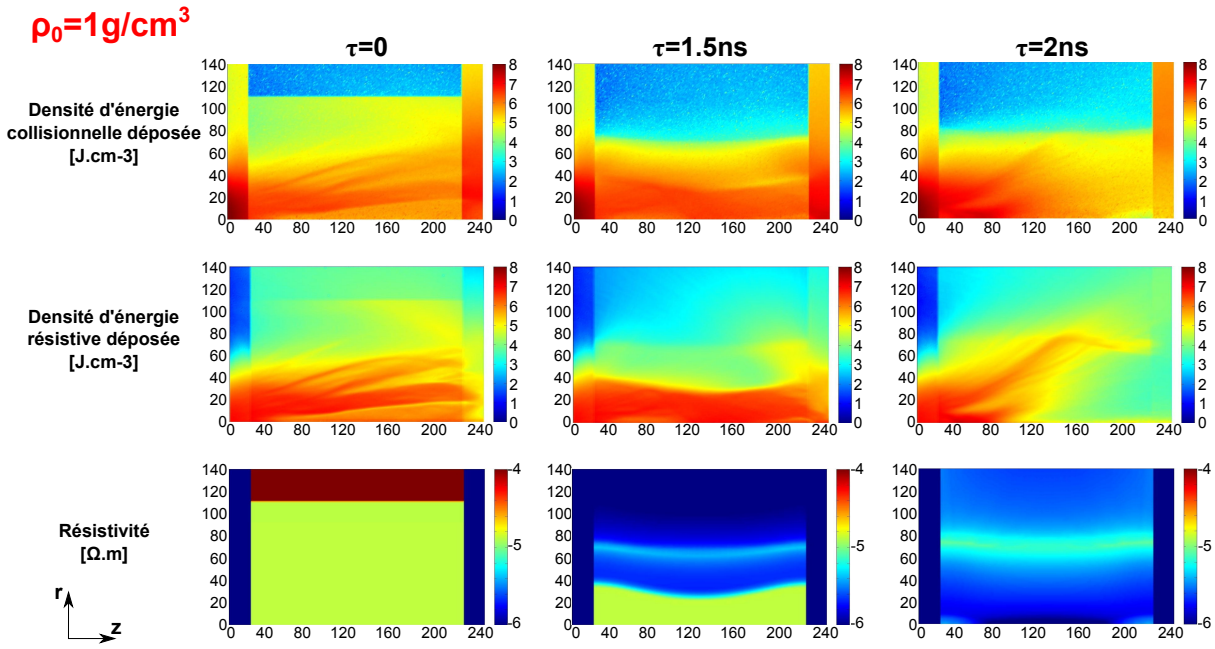

FIGURE 6.26 – Cartes bidimensionnelles en coordonnées cylindriques représentant la densité d'énergie collisionnelle ou résistive déposée dans une cible de densité initiale $\rho_0 = 1\,\mathrm{g/cm^3}$ et pour différentes valeurs du retard τ : (gauche) $\tau = 0 + 15\,\mathrm{ps}$, (milieu) $\tau = 1.5\,\mathrm{ns} + 15\,\mathrm{ps}$ et (droite) $\tau = 2\,\mathrm{ns} + 15\,\mathrm{ps}$. Les cartes de résistivité prises à $\tau = 0$, 1.5 et 2 ns, c'est-à-dire avant le passage du faisceau d'électrons, sont également présentées. Les échelles de couleurs sont logarithmiques pour l'ensemble des cartes.

localisés autour de l'axe de propagation grâce à la collimation du faisceau. Ceci diffère de ce qui a été observé dans le chapitre 5 dans le cadre d'une compression plane, où seules les pertes résistives étaient localisées autour de l'axe de propagation.

La Figure 6.27 présente l'évolution des pertes d'énergies, collisionnelles (courbes vertes) et résistives (courbes oranges), intégrées sur toute la mousse de CH en fonction du retard τ. On remarque ainsi que les deux tendent à se compenser : lorsque les pertes d'énergie collisionnelles augmentent avec la densité, les pertes d'énergie résistives diminuent avec la résistivité suite à l'augmentation de la température. Au final, les pertes d'énergie totales, c'est-à-dire la somme des pertes d'énergie collisionnelles et résistives (courbes noires) augmentent que très légèrement.

Néanmoins, cela ne suffit pas pour expliquer la décroissance du signal Cu-K_α observée expérimentalement en fonction du retard τ (voir Figure 6.14 et 6.24). Pour expliquer cette baisse de l'émission K_α, il faut raisonner en termes de pouvoir d'arrêt et de section efficace d'émission K_α. En effet, l'essentiel des pertes d'énergie collisionnelles est corrélé au ralentissement des électrons de faible énergie, ceux-là mêmes qui participent de manière importante à l'émission K_α. En étant arrêtés dans le cylindre de plastique ils ne peuvent pas contribuer à l'émission K_α dans la feuille de cuivre située en face arrière. Ceci est mis en évidence par la Figure 6.28 où sont tracés les spectres en énergie du faisceau d'électrons rapides dans la mousse de plastique, et ce, pour les deux densités initiales de la mousse de CH : 0.1 et

1 g/cm^3. Les courbes en rouge représentent les spectres électroniques initiaux en entrée du cylindre, c'est-à-dire à l'interface Ni/CH. On observe ainsi que la population de basse énergie (< 100 keV) est ralentie de manière importante dans la feuille de Ni, conférant au spectre une allure plus ou moins gaussienne. Par ailleurs, à mesure que l'on augmente le retard τ, la densité du CH dans le cylindre augmente avec la compression jusqu'à la stagnation, après quoi elle diminue. Sur les spectres électroniques mesurés en sortie du cylindre, c'est-à-dire à l'interface CH/Cu (courbes vertes), ces électrons de basse énergie sont alors d'autant plus ralentis que la densité du CH au sein du cylindre croît. Sur la Figure 3.3, où est notamment tracée la section efficace d'ionisation en couche K dans le cas du cuivre, nous pouvons remarquer qu'il s'agit précisément de cette population d'électrons qui contribue de manière prépondérante à l'émission Cu-K_α, bien que celle-ci ne soit pas représentative des pertes d'énergie totale du faisceau d'électrons rapides. En conclusion, la décroissance de l'émission K_α est principalement due à l'augmentation des pertes d'énergie collisionnelles et à l'arrêt substantiel des électrons de plus faible énergie avant d'atteindre la couche de cuivre. Ceci est notamment illustré sur les Figures 6.21 et 6.22 pour les cibles de $\rho_0 = 0.1$ g/cm^3 et sur les Figures 6.19 et 6.20 pour les cibles de $\rho_0 = 1$ g/cm^3, où l'on peut voir que la densité d'électrons en face arrière est nettement plus élevée avant qu'après la stagnation.

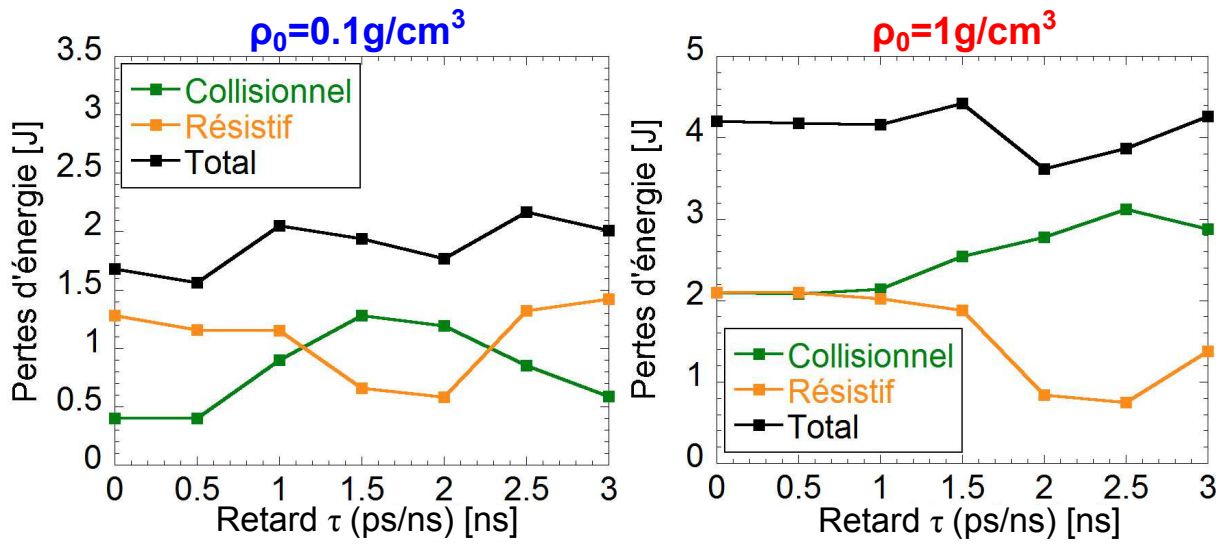

FIGURE 6.27 – Énergies collisionnelle (vert) et résistive (orange) et totale (noir), c'est-à-dire collisionnelle + résistive, déposées dans la mousse de CH pour les cibles de densité initiale $\rho_0 = 0.1$ g/cm^3 (gauche) et $\rho_0 = 1$ g/cm^3 (droite) en fonction du retard τ.

6.3.5 Conclusion sur la deuxième partie de l'expérience

Au cours de cette seconde partie d'expérience, nous avons pu étudier le transport des électrons dans des cylindres comprimés. Suivant l'avancement de la compression et de la densité initiale de la mousse contenue dans le cylindre, nous avons pu observer différents comportements du faisceau d'électrons vis-à-vis de sa divergence/collimation. Au début de la compression, les forts gradients de résistivité autour de la région centrale de la cible induisent, au passage du faisceau d'électrons, une gaine magnétique favorisant le confinement

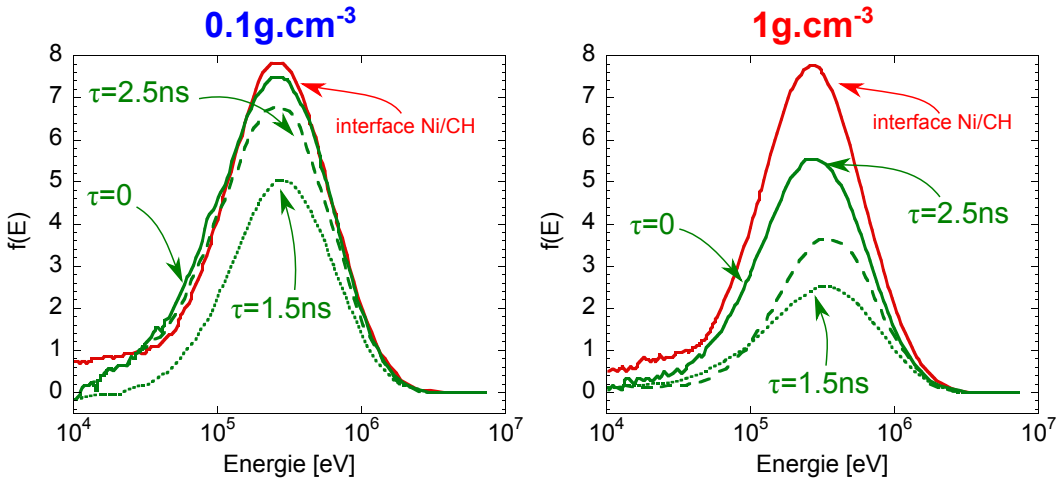

FIGURE 6.28 – Spectres électroniques mesurés en entrée du cylindre, c'est-à-dire à l'interface Ni/CH (courbes rouges) et en sortie, soit à l'interface CH/Cu (courbes vertes) pour deux densités initiales ρ_0 de la mousse de CH : 0.1 et 1 g/cm^3. Les spectres mesurés en sortie sont calculés pour différentes valeurs de τ : 0 (continu vert), à la stagnation : 1.5 ou 2.5 ns suivant ρ_0 (pointillés verts) et $3ns$ (tirets verts).

de ces derniers. Après la convergence du choc, les gradients s'inversent et tendent à éjecter les électrons vers les bords. Seules les cibles de faible densité initiale présentent un fort gradient de température, au bord externe de la coquille, suffisamment proche du centre de la cible pour compenser leur divergence et garantir ainsi la collimation du faisceau. Une modification de l'efficacité de conversion laser/électrons, de la divergence initiale du faisceau d'électrons, ou encore de sa température moyenne, montre que le mécanisme de collimation n'est pas vraiment sensible à ces paramètres. Ceci confirme la fiabilité des simulations et des explications qui en découlent.

Concernant l'intensité de l'émission Cu-K_α, nous remarquons que la quantité de signal absolu (en photons/stéradians) émise montre un accord très satisfaisant entre les résultats expérimentaux et numériques. Bien que les simulations ne reproduisent pas parfaitement les tendances observées expérimentalement, elles reproduisent qualitativement la chute de l'émission au cours de la compression, notamment pour les cibles de densité initiale 1 g/cm^3. Les différences peuvent en partie s'expliquer par différents effets non pris en compte dans les simulations, tels que la recirculation des électrons, ou encore l'endommagement des feuilles de cuivre ou de nickel vers la fin de la compression.

6.4 Conclusion sur l'expérience

Une première expérience, dans une géométrie similaire, avait été réalisée quelque temps auparavant [Nakamura 08] par une équipe japonaise. Néanmoins, celle-ci ne consistait pas à étudier le transport du faisceau d'électrons à proprement parler, mais plutôt leur capacité à chauffer la cible. L'expérience présentée dans ce chapitre est ainsi la première à étudier le transport du faisceau d'électrons dans une cible comprimée cylindriquement. La particularité

de cette géométrie de compression a notamment permis de mettre en avant des structures résistives tubulaires, absentes dans le cadre d'une simple géométrie de compression plane, jouant un rôle prépondérant sur la collimation du faisceau d'électrons. En outre, durant cette expérience nous avons pu générer des plasmas de densité et température relativement élevées, permettant de tester le transport d'électrons rapides dans des conditions proches de celles rencontrées au niveau de la densité critique, dans le cadre de l'allumage rapide. Bien que dans le cadre de l'allumage rapide la géométrie de compression soit sphérique, une symétrie cylindrique peut néanmoins apparaître durant la phase de *hole-boring*, ou dans l'éventuel cône inséré dans la capsule de D-T. Une telle expérience s'avère donc pertinente dans le cadre de la fusion inertielle.

Les résultats obtenus sur le dépôt d'énergie des électrons montrent que la hausse de la densité au sein du cylindre comprimé provoque l'augmentation des pertes d'énergie collisionnelles. Néanmoins la compression est également accompagnée par une hausse importante de la température, tendant à diminuer la résistivité du milieu et les pertes d'énergie résistives qui en découlent. En conséquence, l'augmentation des pertes d'énergie collisionnelles est en partie compensée par la chute des pertes d'énergie résistives.

7

Conclusions et perspectives

Ce travail de thèse, inscrit dans le cadre de la fusion par confinement inertiel et plus particulièrement de l'allumage rapide, avait pour objectif d'étudier le transport de faisceaux d'électrons rapides, d'abord sur cibles solides conductrices, puis dans des milieux ionisés denses et chauds. Générés par des impulsions laser intenses ($> 10^{19}\,\mathrm{W.cm^{-2}}$), ces faisceaux d'électrons sont capables de transporter, dans nos conditions expérimentales, des courants et des densités de courant de l'ordre de 10^7 A et $10^{12}\,\mathrm{A.cm^{-2}}$ respectivement. Dans ce régime le faisceau n'est plus seulement soumis aux *effets collisionnels* mais également à des effets dits *collectifs* gouvernés par l'apparition d'importants champs électromagnétiques auto-générés, d'une part, et par les propriétés diélectriques du milieu, d'autre part. La détermination des conditions pour lesquelles les effets collectifs deviennent importants, voir prépondérants pour le transport du faisceau d'électrons, fait en grande partie l'objet de cette thèse. Ainsi, plusieurs expériences ont été menées afin de comprendre les différents processus mis en jeu. Nous nous sommes intéressés notamment aux mécanismes associés au ralentissement, au dépôt d'énergie dans la matière et au guidage du faisceau d'électrons.

La thèse est ordonnée en deux parties distinctes. La première partie constitue un rappel théorique des mécanismes physiques impliqués dans la génération et le transport d'électrons relativistes dans la matière dense. Nous avons ainsi détaillé, dans le chapitre 2, les principaux processus responsables de la génération de faisceaux d'électrons rapides par interaction laser-matière (absorption collisionnelle, absorption résonnante, chauffage d'écrantage, chauffage $\mathbf{J} \times \mathbf{B}$...). Nous avons ensuite décrit les mécanismes collisionnels et collectifs ayant lieu lors de la propagation du faisceau d'électrons dans la matière. Une attention particulière fut accordée au calcul des pouvoirs d'arrêt et à des estimations de seuil de prépondérance des effets collectifs sur les effets collisionnels. Par ailleurs, la réponse du milieu au passage du faisceau d'électrons fut également étudiée par l'intermédiaire d'une description du modèle de conductivité électrique développé par Eidmann et *al.* [Eidmann 00] et Chimier et *al.* [Chimier 07].

Les différents diagnostics utilisés au cours des expériences ainsi que les processus d'émission X (K_α, bremsstrahlung) et visible sont décrits dans le chapitre 3.

La seconde partie est consacrée à la présentation et à l'interprétation de l'ensemble des

expériences qui furent menées au cours de cette thèse.

Une première expérience (chapitre 4) sur le transport d'électrons dans des cibles solides fut réalisée sur l'installation laser UHI100 au CEA de Saclay, délivrant des impulsions laser à très haut contraste temporel en intensité. Elle avait pour but de caractériser le dépôt d'énergie des électrons où les effets collectifs sont supposés être prépondérants sur les effets collisionnels. Pour des puissances laser auxquelles nous avons eu accès, $\lesssim 20\,\mathrm{TW}$, et du fait de la divergence du faisceau d'électrons, cela ne pouvait être vérifié qu'à faible profondeur ($\lesssim 10\,\mu\mathrm{m}$) par rapport à la zone d'interaction, où la densité de courant incidente restait suffisamment importante ($j_b \gtrsim 10^{11}\,\mathrm{A.cm^{-2}}$). Lorsqu'un piédestal laser dégrade la cible avant l'arrivée du pic d'intensité, le plasma traversé à d'aussi faibles profondeurs n'est, en général, pas suffisamment dense pour qu'une description du transport, basée sur une parfaite neutralisation en courant du faisceau incident, soit valable. Notre objectif, en s'affranchissant du piédestal laser avec un dispositif de double miroir plasma, était donc d'injecter une densité de courant électronique suffisamment importante dans un milieu suffisamment dense (densité du solide ou supérieure) afin d'estimer expérimentalement le pouvoir d'arrêt collectif dans le cadre d'un transport neutralisé en courant et de valider ainsi les modèles de transport décrits dans le chapitre 2. Bien que l'interprétation des résultats obtenus soit conditionnée par une importante recirculation des électrons pour les cibles de faible épaisseur, nous avons pu mesurer la température en face arrière des cibles. Les résultats montrent un important contraste de température entre les faces avant ($\sim 200\,\mathrm{eV}$) et arrière ($\sim 20\,\mathrm{eV}$) d'une cible de $20\,\mu\mathrm{m}$ d'épaisseur, à l'instar de ce qui était prévu lors de travaux précédents [Santos 07]. Dans ces travaux, le gradient de température était essentiellement vu comme l'effet de la divergence du faisceau d'électrons, avec une décroissance rapide du pouvoir d'arrêt résistif en fonction de la profondeur. Dans nos conditions, l'absence de pré-plasma semble favoriser également la production d'électrons de faible énergie. Ces derniers, arrêtés dès les premiers microns, sont susceptibles d'accentuer les gradients d'énergie déposée et donc de température le long de l'axe de propagation du faisceau. Des simulations hydrodynamiques montrent que ce gradient de température entre les faces avant et arrière est responsable de la formation de l'onde de choc observée expérimentalement via le dispositif d'imagerie visible résolue en temps. Par ailleurs, un modèle quasi-analytique de dépôt d'énergie dans la matière par les électrons rapides permet de mettre en évidence la prépondérance du chauffage résistif sur le chauffage collisionnel, et ce, sur toute la longueur de la cible de $19\,\mu\mathrm{m}$. Les effets résistifs semblent, en effet, très importants dès lors que la densité de courant j_b reste supérieure à $\sim 10^{11}\,\mathrm{A.cm^{-2}}$, ce qui est le cas dans les cibles minces utilisées où j_b ne descend pas en dessous de $10^{12}\,\mathrm{A.cm^{-2}}$.

Lors d'une seconde expérience (chapitre 5), réalisée sur l'installation laser LULI2000, nous nous sommes intéressés au dépôt d'énergie du faisceau d'électrons rapides au sein de cibles planes comprimées par choc laser. L'objectif principal était d'étudier le transport et le dépôt d'énergie d'un faisceau d'électrons au sein de plasmas denses et chauds, plus représentatifs de ceux rencontrés dans le cadre de l'allumage rapide, en comparant dans les mêmes conditions avec le cas de cibles solides. Hormis le fait que la géométrie de compression plane permette de générer des zones comprimées particulièrement homogènes transversalement à l'axe de propagation du faisceau d'électrons, elle possède également l'avantage de conserver la densité surfacique ρL vue par les électrons. Les pertes d'énergie collisionnelles, proportionnelles à ρL, sont donc identiques que la cible soit comprimée ou non, permettant alors d'identifier claire-

ment les variations, dues à la compression, des pertes d'énergies liées aux effets collectifs. Les résultats expérimentaux, couplés à des simulations PIC et hybrides montrent ainsi que les pouvoirs d'arrêt collisionnel et résistif sont plus importants lorsque la cible est comprimée. Ceux-ci sont, en effet, liés à une augmentation de la densité, d'une part, et de la résistivité du milieu par chauffage modéré de la cible ($\sim 5\,\mathrm{eV}$) suite à la compression, d'autre part. Bien que dans notre régime d'interaction laser ($I = 10^{19}\,\mathrm{W.cm^{-2}}$) les pertes d'énergie collisionnelles soient prépondérantes aux profondeurs étudiées ($> 10\,\mu\mathrm{m}$), les pertes d'énergie résistives contribuent de manière non négligeable au ralentissement du faisceau d'électrons. Par ailleurs, nous avons également montré que pour des densités de courant supérieures à $10^{11}\,\mathrm{A.cm^{-2}}$ les pertes d'énergie résistives devenaient suffisamment élevées pour être observables expérimentalement, à l'instar des prévisions faites sur cibles solides ([Santos 07] et chapitre 4) et des derniers résultats obtenus au cours de l'expérience sur l'installation laser TITAN, également avec des cibles comprimées en géométrie plane. Dans ce dernier cas, les cibles étaient les mêmes qu'au LULI, mais la densité de courant était plus élevée du fait d'une intensité laser sur cible plus importante ($I = 10^{20}\,\mathrm{W.cm^{-2}}$). Néanmoins, à l'aide d'un modèle simple (détaillé en Annexe D), nous avons estimé que pour des densités de courant supérieures à $10^{12}\,\mathrm{A.cm^{-2}}$, le rapide chauffage de la matière par les électrons devrait effacer toute différence initiale entre les résistivités de la matière à l'état solide et comprimé, de telle sorte qu'il ne serait plus possible d'observer expérimentalement des pertes resistives plus importantes dans un milieu que dans l'autre. En d'autres termes, on perdrait la possibilité de tester expérimentalement nos modèles de transport.

Pour finir, la dernière expérience, réalisée sur l'installation laser VULCAN (RAL, Angleterre), consistait à générer des faisceaux d'électrons dans des cibles de plastique comprimées cylindriquement. Cette expérience permettait d'étudier la propagation des électrons au sein de plasmas encore plus denses et chauds que ceux produits dans une géométrie de compression monodimensionnelle. En couplant des mesures expérimentales de radiographie X et protonique du cylindre avec des simulations hydrodynamiques, il a été possible de caractériser la compression et de connaître précisément les profils de température et de densité au sein du cylindre à différents instants. Nous en avons conclu que la densité de la cible comprimée pouvait ainsi atteindre près de 10 à 50 fois la densité initiale et la température varier de 40 à 140 eV dans le cœur, en fonction de la densité initiale de la cible. Par ailleurs, d'importants gradients radiaux de température et de densité apparaissent suite à la compression de la cible. En couplant les simulations hydrodynamiques avec des simulations PIC et hybrides, nous avons pu mettre en évidence leurs rôles sur la propagation guidée du faisceau d'électrons. Ces gradients sont, en effet, susceptibles d'induire des champs magnétiques azimutaux extrêmement intenses (jusqu'à 1000 T) lorsqu'une densité de courant suffisamment importante y est injectée. Ces champs magnétiques sont alors capables de compenser la divergence et provoquer la collimation du faisceau d'électrons. Cette dernière n'a lieu que parce que la durée du faisceau picoseconde (10 ps) est suffisamment longue pour que les champs magnétiques aient le temps de s'établir pour ensuite influer sur les trajectoires électroniques. En étudiant le dépôt d'énergie, nous nous sommes également aperçu que l'augmentation des pertes d'énergie collisionnelles suite à la compression de la cible, et donc de l'augmentation de sa densité, était en partie compensée par la chute des pertes résistives du fait de l'augmentation en parallèle de la température et plus précisément de la conductivité au sein de la matière.

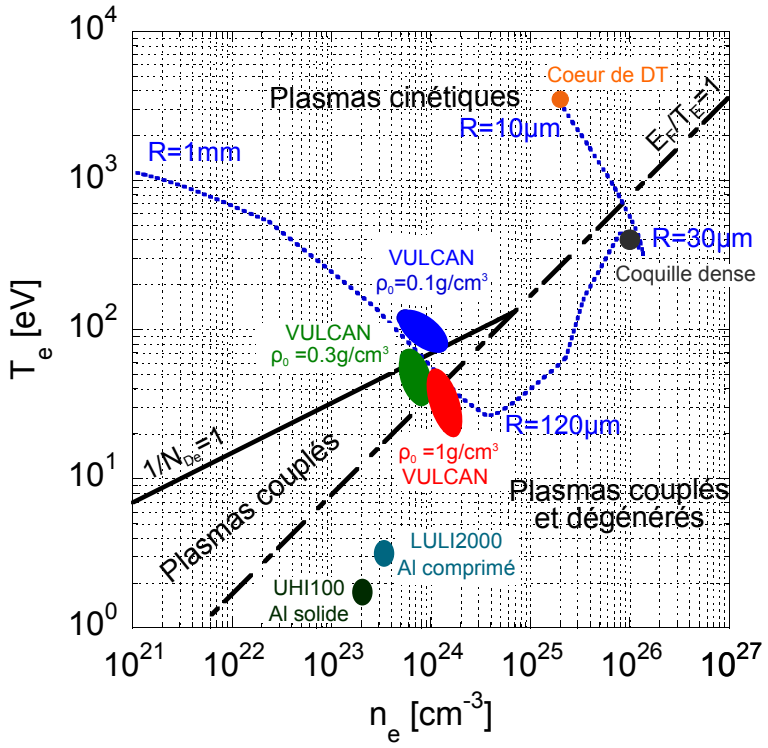

FIGURE 7.1 – Diagramme (n_e, T_e) récapitulant l'ensemble des types de plasma rencontrés au cours de nos expériences. A titre d'exemples, les plasmas rencontrés par le faisceau d'électrons dans le cadre de la fusion par allumage rapide (HiPER) sont également mis en évidence par la courbe en tirets bleus, ainsi que les points gris et orange représentant la coquille et le cœur de D-T respectivement.

D'un point de vue global, cette thèse a permis d'améliorer notre compréhension des phénomènes associés à la propagation d'un intense faisceau d'électrons dans la matière dense. Grâce à des installations laser aux caractéristiques (intensité, énergie, contraste temporel, durée d'impulsion ...) variées et en modifiant la géométrie d'irradiation des cibles, nous avons pu générer et étudier différents types de plasmas plus ou moins représentatifs de ceux rencontrés dans le cadre de la fusion par confinement inertiel et plus particulièrement de l'allumage rapide. L'ensemble des solides/plasmas étudiés au cours des trois expériences présentées dans cette thèse sont récapitulés sur la Figure 7.1. Bien qu'éloignées des conditions de plasma rencontrées dans le cœur de cibles de fusion, les deux premières expériences (sur UHI100 et LULI2000) ont permis de vérifier la fiabilité des modèles existants, notamment en ce qui concerne l'effet de la conductivité, du pouvoir d'arrêt collisionnel et résistif ou encore du dépôt d'énergie dans la matière. Nous avons ainsi montré que les effets collectifs devenaient non-négligeables pour des densités de courant comprises entre 10^{11} et 10^{13} A.cm^{-2}, des températures dans la gamme 0.03-10 eV et des densités $> 10^{24}$ cm^{-3}. Ces expériences ont également permis de comprendre l'influence du pré-plasma sur la génération et le dépôt d'énergie des électrons. La troisième expérience a, quant à elle, permis d'étudier le transport de faisceaux d'électrons dans des conditions voisines de celles observées dans la couronne d'une cible de fusion, à une centaine de microns de la région où les électrons sont censés déposer leur énergie. Nous avons montré, en particulier, l'importance des intenses champs magnétiques

auto-générés, capables de compenser la divergence intrinsèque du faisceau d'électrons. Bien que les champs magnétiques mis en évidence ici sont inhérents à la géométrie de compression cylindrique, il est possible de transposer ce résultat dans le cadre de l'allumage rapide où la symétrie sphérique peut laisser place à la symétrie cylindrique via l'insertion d'un cône ou le creusement d'un canal (*holeboring*) dans la cible. Nous avons également montré que l'augmentation des pertes d'énergie collisionnelles pouvait être compensée en partie par une réduction des pertes d'énergie résistives lorsque la température du milieu est suffisamment élevée ($\gtrsim 10\,\mathrm{eV}$) pour faire passer la conductivité dans le régime de Spitzer. Ce résultat est important dans le cadre de la FCI, dans la mesure où la température de la couronne, dans laquelle les électrons débute leur propagation jusqu'au cœur de D-T, dépasse aisément la trentaine d'eV.

Les résultats présentés dans cette thèse ne suffisent pas pour conclure sur la faisabilité de la FCI par allumage rapide. Ils permettent cependant d'entrevoir de nouvelles perspectives, tant sur le plan expérimental que numérique, à plus ou moins long terme.

A court terme :

- Une nouvelle expérience sur le transport d'électrons rapides dans une cible comprimée cylindriquement est prévue avant la fin de l'année sur l'installation Gekko XII (ILE, Japon). Le but principal est d'atteindre des densités et températures encore plus élevées afin d'élargir le domaine d'exploration des plasmas représentatifs des conditions d'allumage rapide. L'utilisation de cibles deutérées permettra notamment de mesurer le taux de production de neutrons afin de mesurer la température ionique et l'efficacité du dépôt d'énergie par les électrons.

- D'autres expériences devront être réalisées afin de clairement identifier les effets de la pré-impulsion laser (1ω Vs. 2ω) sur la génération du faisceau d'électrons (distribution en énergie, distribution angulaire du faisceau etc...).

- Les codes numériques employés actuellement ne permettent pas de simuler l'intégralité de l'expérience d'interaction laser. A l'instar de ce que nous avons vu dans cette thèse, il est difficile de simuler, avec un seul code, l'évolution hydrodynamique de la cible, la génération du faisceau d'électrons et son transport. De nouveaux codes (2D/3D), couplant des modèles PIC et hydrodynamique, sont en cours de développement. Ils permettront de reproduire plus fidèlement la génération et le transport de faisceaux d'électrons en s'affranchissant des approximations faites jusqu'à présent. Pour cela, un important effort devra être réalisé quant à l'amélioration des modèles de calcul d'équations d'état, d'ionisation ou de conductivité des matériaux.

A plus long terme :

- De nouvelles expériences intégrant à la fois les lasers de compression et le laser d'allumage pour la génération du faisceau d'électrons rapides devront être également réalisées afin de démontrer la faisabilité de l'allumage rapide. Les nouvelles installations telles qu'Omega-EP, Gekko XII + Firex ou encore LMJ + PetAL permettront ainsi de tester la validité des lois d'échelle dans des conditions très proches de celles de la fusion nu-

cléaire, en étudiant notamment l'importance des effets collectifs à de telles densités de courant ($\sim 10^{14}\,\mathrm{A.cm^{-2}}$). D'autre points essentiels pourront être également testés. On peut citer, par exemple, des expériences de survie du cône en or dans la cible comprimée ou encore des mesures de taux de neutrons générés via l'utilisation de cibles deutérées, donnant ainsi accès à l'efficacité de conversion entre l'énergie laser injectée et l'énergie déposée dans le cœur comprimé.

– Des expériences en compression sphérique devront être entreprises sur de grandes installations laser telles que le Laser MégaJoule (LMJ) et le National Ignition Facility (NIF). Elles devraient normalement permettre d'atteindre les conditions propices à la fusion nucléaire et contribuer à l'émergence du design final du prochain réacteur nucléaire basé sur la fusion par confinement inertiel.

Troisième partie

Annexes

A

Calibration absolue du système d'imagerie visible

Le système d'imagerie visible résolue en temps utilisé dans le chapitre 4 permet de connaître l'évolution temporelle du signal émis en face arrière de cibles irradiées par laser. Le signal, récolté par la CCD située derrière la caméra à balayage de fente, est codé sur 12 bits. Ainsi l'échelle d'intensité, exprimée en nombre de *count*, varie de 0 à 4095. Néanmoins, ces counts ne correspondent pas à une unité physique (c'est-à-dire une unité SI) et ne permettent donc pas de comparer nos résultats expérimentaux aux simulations numériques. Il apparaît donc indispensable de procéder à une calibration absolue du système d'imagerie. On se propose ici de détailler la démarche employée. Une partie de ce travail a été réalisée au CELIA par Julien Pouysegur et Luca Fedeli dans la cadre de leurs stages de Master.

A.1 Dispositif expérimental

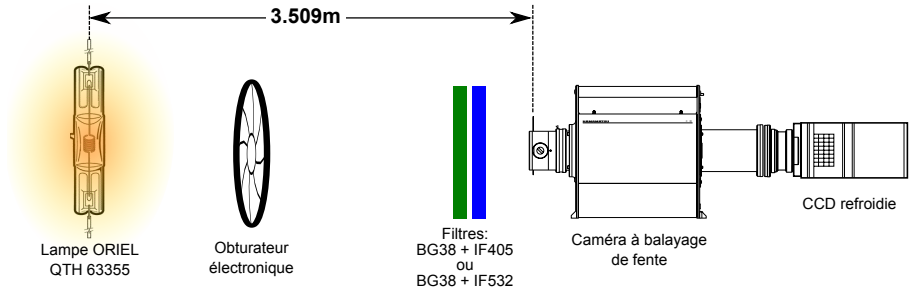

FIGURE A.1 – Schéma du dispositif expérimental employé pour calibrer le système d'imagerie visible.

La calibration absolue du système d'imagerie est réalisée à l'aide d'une lampe calibrée, émettant un rayonnement de corps noir, située à $d \sim 3.5\,\mathrm{m}$ de l'entrée (fente) de la caméra à balayage de fente. Un obturateur électronique, synchronisé avec la caméra, est placé sur le trajet optique afin de limiter le bruit de fond sur la CCD. La calibration est réalisée pour deux combinaisons de filtres : BG−38 + FI−405 et BG−38 + FI−532, correspondant à celles utilisées durant la campagne expérimentale sur l'installation UHI100 (chapitre 3). Les profils de transmission associés sont présentés en fin d'annexe sur la Figure A.4.

Le signal, balayé temporellement, est ensuite projeté avec un facteur de grandissement de $\gamma_{streak} = 1/2$ (intrinsèque à la caméra streak) sur un écran phosphore placé à sa sortie. Ce dernier est ensuite relayé par un système d'optiques (permettant la mise au point) puis imagé sur une caméra CCD située à l'arrière. Celle-ci, refroidie à $-60°$ par effet Pelletier, possède une matrice de 1024×1344 pixels, chacun d'une taille de $6.45 \times 6.45\,\mu\mathrm{m}^2$. Pour la calibration, la CCD est utilisée en mode "gated" afin de restreindre la durée d'acquisition et de limiter ainsi, en plus de l'obturateur, le bruit de fond. Un schéma du dispositif expérimental utilisé est présenté sur la Figure A.1.

A.2 La source de calibration

La source de calibration utilisée est une lampe halogène quartz/tungstène (ORIEL QTH 63355) émettant un rayonnement de type corps noir ($\sim 3200\,\mathrm{K}$) dans la gamme 250-2500 nm. Les caractéristiques de ce dernier sont données par le constructeur. Son spectre d'émission, estimé à 50 cm de la lampe, est reproduit par la fonction d'irradiance :

$$B_\lambda[\,\mathrm{mW.\,m^{-2}.\,nm^{-1}}] = \frac{\exp(A + B/\lambda)}{\lambda^5} \times \left(C + \frac{D}{\lambda} + \frac{E}{\lambda^2} + \frac{F}{\lambda^3} + \frac{G}{\lambda^4}\right). \tag{A.1}$$

Les valeurs des coefficients A, B, C, D, E, F et G sont données sur la Figure A.2 où sont tracés les points de calibration (ronds noirs) ainsi que la fonction B_λ (courbe continue noire).

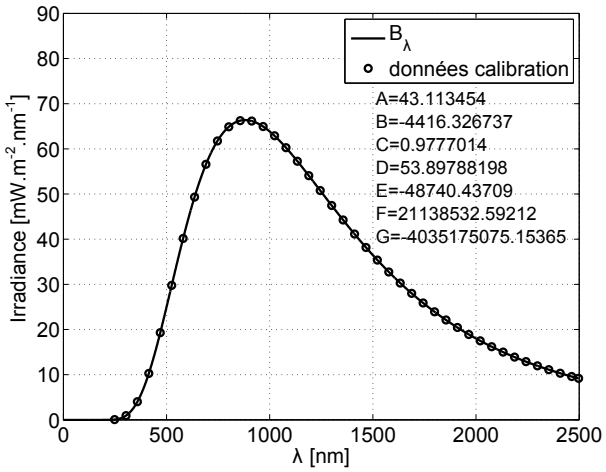

FIGURE A.2 – Courbe d'irradiance de la lampe ORIEL donnée par le constructeur. Les ronds noirs correspondent aux données de calibration et la courbe continue noire à la fonction d'ajustement B_λ.

A.3 Calibration absolue de la caméra à balayage de fente dans les conditions semblables à celles utilisées sur UHI100

La calibration absolue du système d'imagerie visible revient simplement à connaître sa fonction de transfert. Celle-ci est mesurable à partir du moment où l'on connaît la quantité de rayonnement collectée en entrée de la caméra à balayage de fente et la quantité de rayonnement mesurée sur la CCD. La lampe utilisée étant calibrée, l'intensité totale reçue sur la fente d'entrée de la caméra est connue et est donnée par :

$$I[\,\mathrm{mW.\,m^{-2}}] = \int_{\lambda_{min}}^{\lambda_{max}} B_\lambda T_{BG38}(\lambda) T_{IF}(\lambda) \left(\frac{0.5}{d}\right)^2 d\lambda. \tag{A.2}$$

Avec $T_{IF}(\lambda)$ et $T_{BG38}(\lambda)$ les transmissions associées aux filtres interférentiels et BG38 utilisés. (λ_{min}) et (λ_{max}) correspondent aux longueurs d'onde d'intégration minimale et maximale respectivement. Les valeurs de I obtenues après calcul sont alors :

$$BG38 + FI405 \;\rightarrow\; I = 0.7405\,\mathrm{mW.\,m^{-2}} \tag{A.3}$$

$$BG38 + FI532 \;\rightarrow\; I = 3.69\,\mathrm{mW.\,m^{-2}} \tag{A.4}$$

L'énergie totale reçue sur la fente d'entrée est alors :

$$E[\,\mathrm{J}] = I.t_{sweep}.A_{fente}, \tag{A.5}$$

où t_{sweep} correspond au temps de balayage de la caméra streak utilisé au cours de l'acquisition et A_{fente} à la surface balayée par la fente, donnée par le produit de la hauteur h de la fente par sa largeur l. Durant les acquisitions h est fixée soit à 100 soit à 200 μm. l est, quant à elle, donnée par la largeur de la région d'intérêt (ROI) utilisée pour la mesure de la quantité de signal collectée sur la CCD. Cette ROI est mise en évidence sur la Figure A.3 par un carré blanc.
Dans notre cas, l mesure 934 pixels sur la CCD, ce qui correspond à 12.0486 mm au niveau de la fente, en prenant en compte le grandissement du système optique interne de la caméra. Connaissant la quantité de signal reçu au travers de la fente en entrée de la caméra streak et mesurant la quantité de signal collecté sur la CCD, il est alors possible d'estimer le facteur de calibration η_λ de la caméra pour la configuration utilisée durant l'expérience sur UHI100 (binning 2×2, gain=50). Les résultats obtenus sont présentés dans la Table A.1.
Au regard de ceux-ci, il apparaît donc clairement deux facteurs de calibration moyens pour les deux combinaisons de filtres :

$$BG38 + FI405 \;\rightarrow\; \langle\eta_\lambda\rangle = 3.52 \pm 0.08 \times 10^{19}\,\mathrm{counts/\,J} \tag{A.6}$$

$$BG38 + FI532 \;\rightarrow\; \langle\eta_\lambda\rangle = 3.12 \pm 0.18 \times 10^{19}\,\mathrm{counts/\,J} \tag{A.7}$$

Ces deux facteurs de calibration sont ensuite utilisés pour obtenir l'intensité absolue du signal collecté durant l'expérience réalisée sur UHI100. Ils dépendent de la configuration dans laquelle la streak est employée : binning, gain etc...et ne peuvent donc pas être appliqués pour d'autres configurations.

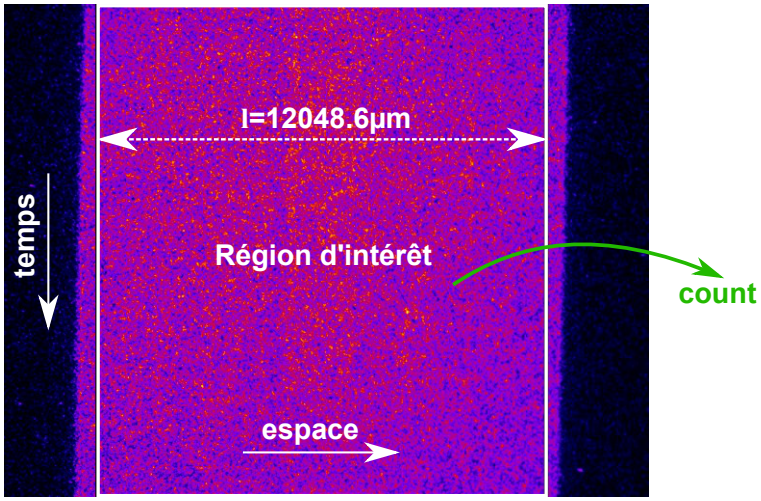

FIGURE A.3 – Exemple d'image obtenue lors de la calibration de la caméra à balayage de fente. La région d'intérêt est mise en évidence par le carré blanc.

	BG-38 + FI405			BG-38 + FI532		
t_{sweep} [μs]	E [J]	count	η_λ [counts/J]	E [J]	counts	η_λ [counts/J]
2	1.78×10^{-15}	62745	3.52×10^{19}	8.89×10^{-15}	316878	3.56×10^{19}
5	4.46×10^{-15}	156005	3.50×10^{19}	2.22×10^{-14}	729333	3.28×10^{19}
10	8.92×10^{-15}	331004	3.71×10^{19}	4.45×10^{-14}	1350486	3.04×10^{19}
20	1.78×10^{-14}	617104	3.46×10^{19}	8.89×10^{-14}	2730982	3.07×10^{19}
50	4.46×10^{-14}	1572812	3.53×10^{19}	2.22×10^{-13}	6765549	3.04×10^{19}
100	8.92×10^{-14}	3116442	3.49×10^{19}	4.45×10^{-13}	13581427	3.05×10^{19}
200	1.78×10^{-14}	6215562	3.48×10^{19}	8.89×10^{-13}	27184057	3.06×10^{19}
500	4.46×10^{-13}	15489223	3.47×10^{19}	2.22×10^{-12}	67283756	3.03×10^{19}
1000	8.92×10^{-13}	31035772	3.48×10^{19}	4.45×10^{-12}	132882859	2.99×10^{19}

TABLE A.1 – Valeurs de η_λ obtenues pour différentes valeurs de t_{sweep} et pour les deux combinaisons de filtres : BG38 + FI405 et BG38 + FI532. Pour ces calculs $h = 100\,\mu$m comme dans le cadre de l'expérience réalisée sur UHI100. "counts" correspond à la quantité de signal mesurée sur la CCD pour un gain égal à 50 et un binning 2×2.

A.4 Application à une image expérimentale

La calibration du dispositif d'imagerie permet de remonter à la luminance totale (en W.m^{-2}.sr^{-1}) de l'émission thermique associée au passage d'un faisceau d'électrons rapides en face arrière d'une cible solide.

A.4.1 Conversion *count* → J

La première étape consiste à soustraire le bruit de fond et s'affranchir ensuite de la transmission des différentes optiques (miroirs, lentilles, hublots etc...) présentes entre la cible et la caméra à balayage de fente. Ici les transmissions des filtres "BG-38 + FI405" et "BG-38 + FI532" ne sont pas prises en compte étant donné qu'elles le sont déjà dans le facteur de

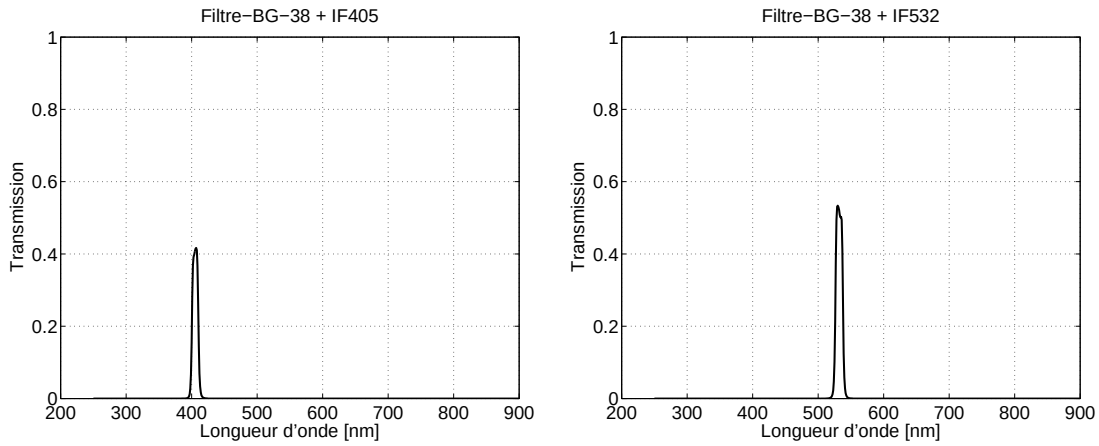

FIGURE A.4 – Transmission des deux combinaisons de filtres utilisées lors de la calibration : BG38+FI405 (gauche) et BG38+FI532 (droite).

calibration η_λ. Sur chaque pixel composant l'image expérimentale, la quantité de rayonnement reçue est exprimée en *count*. En divisant le nombre de counts par η_λ, la quantité de signal est alors exprimée en J.

A.4.2 Conversion J $\rightarrow$ J.m^{-2}

Du fait du balayage temporel et de l'ouverture de la fente en entrée de la caméra streak, la surface éclairée ne correspond pas exactement à la surface d'un pixel. Celle-ci est, en effet, donnée par le produit $\Delta x \times \Delta y$, où Δx et Δy représentent les dimensions, ramenées à la source, de la surface suivant les axes spatial et temporel respectivement. Δx est donné par la taille du pixel sur la CCD corrigé du grandissement total : $\gamma_{opt} \times \gamma_{streak}$, γ_{opt} étant le grandissement du système d'imagerie en amont de la caméra :

$$\Delta x = \frac{d_{pix} \times b}{\gamma_{opt}\gamma_{streak}}, \tag{A.8}$$

où b correspond au binning utilisé, $b = 2$ pour un binning 2×2 par exemple. Δy est donné, quant à lui, par la taille de la fente corrigée du grandissement du système d'imagerie γ_{opt} :

$$\Delta y = \frac{h}{\gamma_{opt}}. \tag{A.9}$$

Pour obtenir des J.m^{-2} il suffit donc de diviser chaque pixel composant l'image par $S = \Delta x \Delta y$.

A.4.3 Conversion J.m^{-2} $\rightarrow$ W.m^{-2}

La durée d'exposition d'un pixel est donné par le pas de temps associé à un pixel, c'est-à-dire au rapport de la durée d'acquisition (taille temporelle de la fenêtre) par le nombre de pixels $N_{pix}^{\perp}$ composant l'image selon l'axe temporel :

$$\Delta t = \frac{t_{sweep} b}{N_{pix}^{\perp}}. \tag{A.10}$$

Dans notre cas $N_{pix}^{\perp} = 1024$. En divisant par Δt la quantité de signal mesurée sur chaque pixel est alors convertie en $\mathrm{W.m^{-2}}$.

A.4.4 Conversion $\mathrm{W.m^{-2}} \rightarrow \mathrm{W.m^{-2}.sr^{-1}}$

La dernière étape consiste à diviser la quantité de signal par l'angle solide de détection Ω. Sur la Figure A.5 (gauche) est représentée une image typique obtenue durant l'expérience du chapitre 4 dans le cas d'une cible de 10 μm d'épaisseur totale, un filtre "BG-38 + FI532", une fenêtre d'acquisition de 2 ns, une largeur de fente de 100 μm et un gain de 50. La Figure A.5 correspond au profil temporel obtenu en intégrant spatialement l'image de gauche.

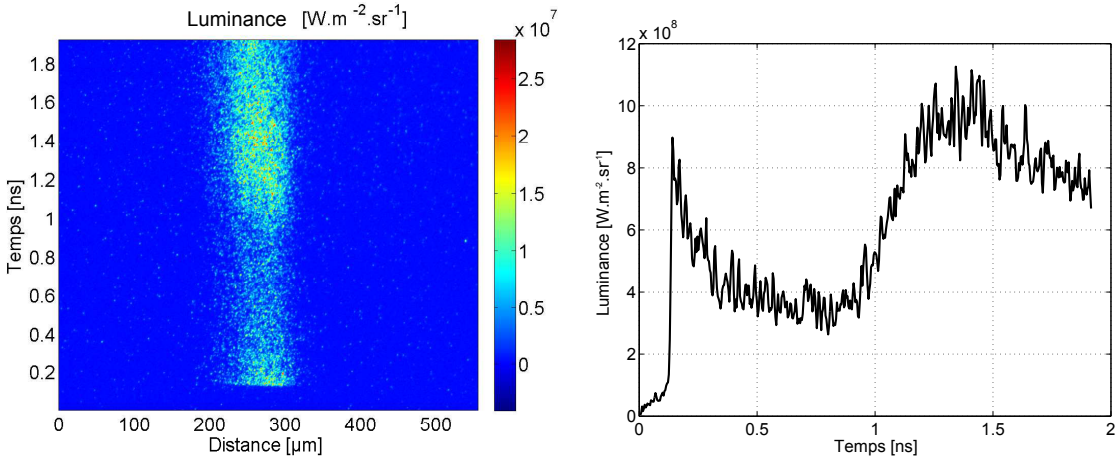

FIGURE A.5 – (gauche) Image typique obtenue durant l'expérience présentée dans le chapitre 4 dans le cas d'une cible de 10 μm d'épaisseur totale, un filtre "BG-38 + FI532", une fenêtre d'acquisition de 2 ns, une largeur de fente de 100 μm et un gain de 50. Le binning utilisé ici est 2×2. (droite) Profil temporel obtenu en intégrant spatialement l'image présentée à gauche. La luminance associée à l'émission en face arrière de la cible est ici exprimée en $\mathrm{W.m^{-2}.sr^{-1}}$.

B

Calibration absolue des spectromètres X

Dans la section 3.2.1, nous avons décrit les principaux spectromètres X utilisés lors de nos campagnes expérimentales. Ceux-ci sont composés d'un cristal permettant de séparer spectralement les différentes composantes du rayonnement X, généré lors du passage d'un faisceau d'électrons dans une ou plusieurs couches de traceurs fluorescents. Le rayonnement X ainsi diffracté est ensuite collecté sur un plaque photosensible, encore appelée *Image Plate* (IP), laquelle est alors scannée pour être analysée [1]. Dans cette annexe, on se propose de décrire la méthode employée pour convertir le signal brut collecté sur l'IP en un nombre absolu de photons $K_{\alpha(\beta)}$.

B.1 Détails sur les *Image Plates*

Une *Image Plate* ou IP est un support photostimulable phosphorescent en fluoro-bromure de baryum dopé à l'europium (sous forme de grains fins d'environ 5 μm) déposé sur un film en polymère (Mylar) ainsi qu'une plaque métallique (Ferrite)(voir Table B.1). Lors de l'exposition au rayonnement X, les ions europium Eu^{2+} relâchent un électron pour devenir Eu^{3+}. Ces électrons sont ensuite capturés dans la bande de conduction des ions bromure (Br) qui deviennent alors métastables. Lors de la lecture de l'IP dans un scanner spécifique, une stimulation lumineuse par un faisceau laser permet de désexciter les ions bromure. Ceux-ci, retournant alors dans leur état fondamental, émettent un photon visible à 387 nm. Ce phénomène, encore appelé émission photostimulée ou photoluminescence, permet de quantifier très précisément le nombre de photons X émis à la source.

couche	épaisseur [μm]	densité [g/cm^3]	Composition
Phosphore	115	3.3	$BaFBr_{0.85}I_{0.15} : Eu^{2+}$
Mylar	~ 250	1.4	$C_{10}H_80_4$
Ferrite	80	3.0	$Fe_{10}Mn_3ZnO_{19}$

Table B.1 – Composition d'une Image Plate de type FUJI-BAS MS

1. Dans certains cas nous avons utilisé une caméra CCD comme détecteur.

L'IP possède l'avantage d'être réutilisable. Il suffit, en effet, de présenter sa partie sensible à la lumière blanche pour qu'elle soit effacée.

B.1.1 Conversion QL→PSL

L'acquisition du signal via le scanner permet de reconstituer l'image imprimée sur l'IP. Néanmoins, cette action a pour effet de convertir l'échelle d'intensité linéaire de *Photo Stimulated Luminescence* (PSL) en une échelle logarithmique de *Quantum Level* (QL). Afin de revenir aux valeurs PSL, la formule de conversion suivante est utilisée :

$$PSL = \left(\frac{Res}{100}\right)^2 \times \frac{4000}{S} \times 10^{L\left(\frac{QL}{G}-\frac{1}{2}\right)} \quad , \text{si } QL > 0 \tag{B.1}$$

$$PSL = 0 \quad , \text{si } QL = 0 \tag{B.2}$$

où Res est la résolution du scanner correspondant à la taille des pixels en μm, S la sensibilité du scanner, L sa latitude, et G la dynamique de codage (si l'image est codée en 8 bits alors $G = 255$, si elle est codée en 16 bits alors $G = 65535$). Les paramètres du scanner utilisés durant nos expériences sont récapitulés dans la Table B.2.

Res [μm]	S	L	G
50	4000	5	65535

TABLE B.2 – Paramètres du scanner utilisés lors de l'acquisition des signaux stockés sur l'IP.

B.1.2 Réponse spectrale

Suivant l'énergie du photon incident, l'Image Plate ne va pas réagir de la même façon. Il en résulte que le nombre de PSL générés au sein de l'IP varie en fonction de l'énergie du photon incident. La réponse spectrale d'une IP de type Fuji-BAS MS a été calculée à l'aide de simulations Monte-Carlo par T. Bonnet [Bonnet 11] avec le code Geant4 [Agostinelli 03]. Elle est représentée sur la Figure B.1 (gauche).

La courbe présente des discontinuités dues aux flancs d'absorption des atomes composant la couche phosphorescente, notamment ici le flanc K du baryum situé à 37.4 keV.

B.1.3 Décroissance temporelle du signal : *Fading*

Suite à l'exposition au rayonnement X, les ions bromure contenus dans la couche phosphorescente entrent dans un état métastable. Cet état peut se désexciter suite à une légère stimulation thermique si bien que le signal stocké par l'IP diminue au cours du temps. Cet effet est très dépendant de la température à laquelle se trouve l'IP, ce qui explique en grande partie pourquoi il est important de caractériser le fading à chaque expérience. Cette atténuation au cours du temps a été mesurée expérimentalement par T. Bonnet (CENBG) à l'aide de sources radioactives (^{22}Na, ^{90}Sr, ^{60}Co, ^{57}Co et ^{55}Fe) [Bonnet 11]. La fonction de décroissance dans le cas d'une IP de type Fuji-BAS MS est donnée par :

$$f^{\mathrm{MS}}(t_f) = 0.24 \times \exp\left(-\frac{t_f}{87}\right) + 0.76 \times \exp\left(-\frac{t_f}{7518}\right), \tag{B.3}$$

et dans le cas d'une IP de type Fuji-BAS SR, par :

$$f^{\mathrm{SR}}(t_f) = 0.25 \times \exp\left(-\frac{t_f}{3.7}\right) + 0.32 \times \exp\left(-\frac{t_f}{21.04}\right) + 0.43 \times \exp\left(-\frac{t_f}{2636}\right), \tag{B.4}$$

où t_f (en minutes) correspond au temps écoulé entre l'impression du signal sur l'IP et la numérisation. Ces fonctions sont tracées sur le graphe de la Figure B.1 (droite) en fonction de t_f. On observe ainsi une relaxation plus lente du signal dans le cadre d'une IP de type MS, conférant une bonne stabilité temporelle du signal durant les premières 20 minutes suivant l'irradiation de l'IP.

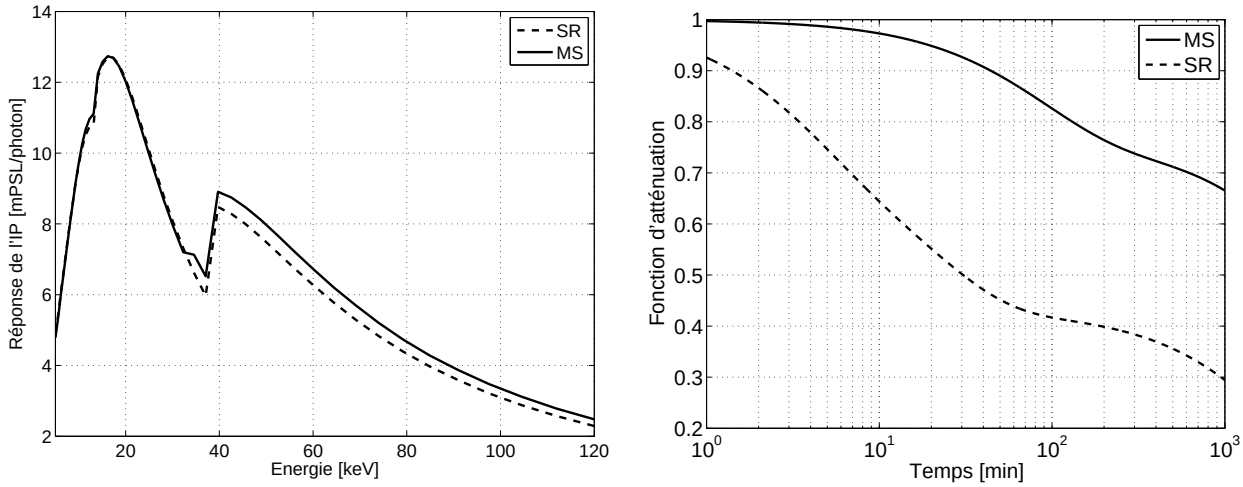

FIGURE B.1 – (gauche) Réponse spectrale des IP de type Fuji-BAS MS (continu) et SR (tirets) pour des énergies de photons incidents allant de 15 keV à 120 keV. (droite) Fonctions de décroissance du signal f^{MS} et f^{SR} en fonction du temps t_f écoulé entre l'impression du signal sur l'IP et la numérisation.

B.2 Calibration absolue des spectromètres LCS et TCS

La calibration absolue du spectromètre permet de remonter au nombre total de photons X générés à la source. Elle doit tenir compte d'un certain nombre de paramètres dépendants notamment de la géométrie du spectromètre, de la transmission des filtres, de la réflectivité intégrée du cristal ainsi que de la réponse spectrale des Image Plates utilisés. Pour un nombre S_{PSL} de PSL collectés sur une IP, le nombre de photons S_A émis par la source est donné par :

$$S_A = \frac{S_{\mathrm{PSL}}}{T_F N F \Psi_{IP} d\Omega}, \tag{B.5}$$

avec T_F la transmission des filtres (voir section 3.6), N le nombre de tirs laser effectués (pour l'ensemble de cette thèse on peut considérer N=1), Ψ_{IP} la réponse spectrale de l'IP donnée

par la Figure B.1 (gauche), $d\Omega$ l'angle solide de collection et F le facteur d'atténuation du signal de l'IP, défini par :

$$F = \frac{1}{N}\sum_{i=1}^{N} f^{\alpha}(t_i), \tag{B.6}$$

où $f^{\alpha}(t_i)$ est la fonction de décroissance de l'IP de type α donnée par les équations (B.3) ou (B.4).

B.2.1 Mesure de la réflectivité intégrée du cristal $\delta(E)$

La réflectivité intégrée $\delta(E)$ détermine à elle seule la fonction de réponse du cristal. Pour la calculer, le spectromètre est soumis à plusieurs sources de rayonnement X possédant des énergies différentes dans la gamme $20 - 85\,\text{keV}$.

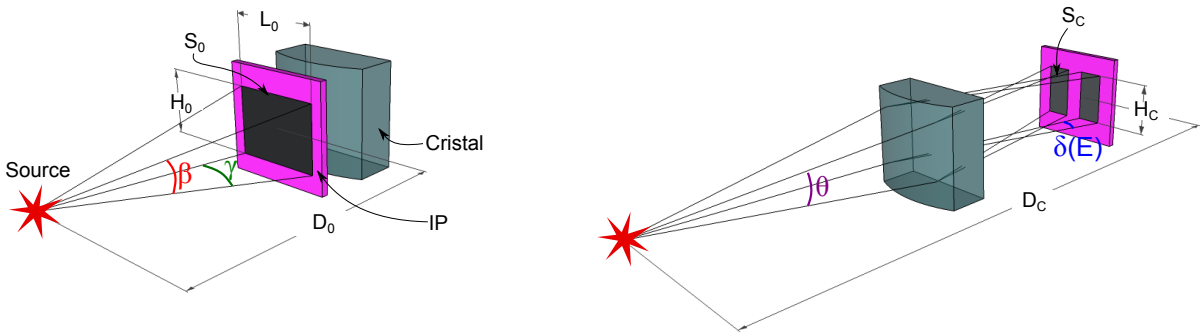

FIGURE B.2 – Schéma détaillant la géométrie utilisée pour mesurer (gauche) le signal brut S_0 et (droite) le signal diffracté S_C. L'échelle n'est pas respectée.

Deux quantités sont mesurées :

- La première est la quantité de signal S_0 collectées sur une IP placée devant le cristal, à une distance D_0 de la source (voir Figure B.2 (gauche)). La mesure de S_0 se fait sur une zone uniformément irradiée, de hauteur H_0 et de largeur L_0, de sorte que $D_0 \gg H_0$ et $D_0 \gg L_0$. Dans ce cas, l'angle solide de collection est donné par $d\Omega_0 = \beta \times \gamma = (L_0/D_0) \times (H_0/D_0)$.

- La seconde est la quantité de signal S_C collectée sur une IP placée derrière le cristal, dans le plan image du spectromètre, à une distance D_C de la source (voir Figure B.2 (droite)). S_C est intégrée sur la largeur couvrant la totalité du spectre (c'est-à-dire tous les photons diffractés) et dans la direction de la hauteur H_C. Un faisceau de photons monochromatique, diffracté par un cristal, possède généralement une largeur angulaire dans la direction de dispersion correspondant, par définition, à l'intégrale de la *rocking curve* (voir section 3.2.1) encore appelée la réflectivité intégrée $\delta(E)$. L'angle solide $d\Omega$ sous-tendu par la zone de collection sur l'IP est alors donné par $d\Omega = \delta(E) \times \theta = \delta(E) \times H_C/D_C$.

La réflectivité intégrée est alors obtenue en égalant le rapport des deux quantités de signal par unité d'angle solide :

$$\frac{S_0}{d\Omega_0} = \frac{S_C}{d\Omega} \quad \Longrightarrow \quad \delta(E) = \frac{L_0 H_0}{D_0^2} \times \frac{D_C}{H_C} \times \frac{S_C}{S_0}. \tag{B.7}$$

En prenant H_0, L_0 et H_C égaux à la taille d_{pix} d'un pixel, l'équation précédente se réécrit :

$$\delta(E) = \frac{d_{pix} D_C}{D_0^2} \times \frac{S_C}{S_0}. \tag{B.8}$$

La calibration a été réalisée par Artep Inc. [Szabo 11] , la taille du pixel est de 84.7 μm, la distance source cristal est $D_0 = 60\,\text{mm}$ et la distance source-plan image est de $D_C = 856\,\text{mm}$ (voir Table 3.5). Par conséquent la réflectivité intégrée est donnée par :

$$\delta(E) = 2.014 \times 10^{-4} \times \frac{S_C}{S_0} \tag{B.9}$$

L'évolution de $\delta(E)$ en fonction de l'énergie E des photons incidents est présentée sur la Figure B.3 (gauche). A côté (Figure B.3 (droite)) est présentée la fonction d'instrument Φ du spectromètre donnée par :

$$\Phi = \frac{1}{d\Omega \Psi_{IP}} = \frac{1}{\delta(E)\theta\Psi_{IP}}. \tag{B.10}$$

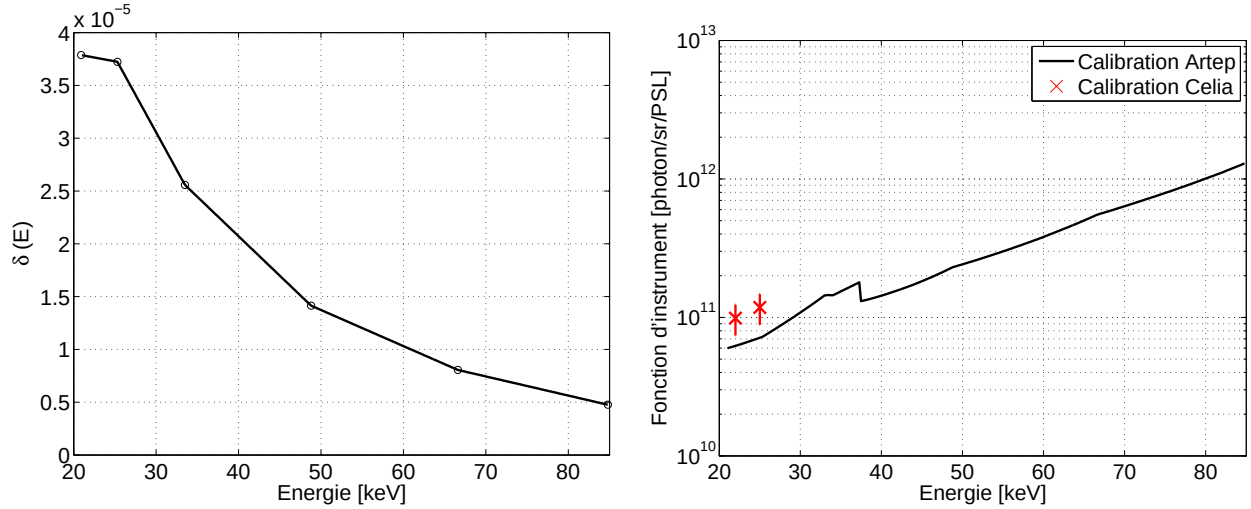

FIGURE B.3 – (gauche) Évolution de la réflectivité intégrée du spectromètre en fonction de l'énergie des photons incidents pour $D_0 = 60\,\text{mm}$, $D_C = 856\,\text{mm}$ et $d_{pix} = 84.7\,\mu\text{m}$. Les cercles noirs correspondent aux valeurs mesurées expérimentalement par Artep Inc [Szabo 11] et la courbe noire à une interpolation. (droite) Fonction d'instrument des spectromètres TCS et LCS. Les croix rouges correspondent à des mesures expérimentales réalisées sur l'installation laser *Eclipse* du CELIA.

Cette dernière permet de convertir le signal PSL en nombre de photons par stéradian via l'équation (B.5) qui se réécrit :

$$S_A = \frac{S_{\mathrm{PSL}}}{T_F N F}\Phi. \tag{B.11}$$

B.3 Calibration absolue du spectromètre HOPG

La calibration du spectromètre HOPG a été effectuée par D. P. Higginson au LLNL à l'aide d'une caméra CCD *Single Hit* calibrée de manière absolue. Elle est réalisée pour les deux canaux collectant les raies de l'argent, d'une part, et du cuivre, d'autre part. Cette calibration dépend du scanner, ainsi que du fading des IP employées. Elle est donnée par :

$$S_A = \frac{S_{PSL}\alpha\Gamma(Res, S, L, G)}{T_F N}\frac{103}{\beta}\frac{F_{30}}{F}, \tag{B.12}$$

où α représente le coefficient de calibration, $\Gamma(Res, S, L, G)$ un coefficient dépendant des paramètres du scanner, β le paramètre de calibration du scanner, T_F la transmission des filtres, N le nombre de tirs effectués, F le facteur d'atténuation du signal sur l'IP défini par l'équation (B.6) et F_{30} ce dernier calculé à $t = 30$min.
La calibration ayant été faite avec un scanner possédant les mêmes paramètres que ceux de la Table B.2, les valeurs de β et de $\Gamma(Res, S, L, G)$ sont prises égales à 1. Les valeurs mesurées du paramètre α sont confinées dans la Table B.3.

Canal	α	Erreur
Ag-K_α	2.25×10^8	$\pm 50\%$
Ag-K_α	6.03×10^8	$\pm 29\%$

TABLE B.3 – Valeurs des coefficients de calibration α mesurées pour les canaux d'Ag-K_α et de Cu-K_α.

C

Description des codes de calcul numérique utilisés

Au cours de cette thèse, plusieurs codes de calcul numériques ont été utilisés afin d'apporter une description physique des phénomènes observés expérimentalement, d'une part, et d'aider au dimensionnement d'expériences, d'autre part. Ces codes peuvent simuler l'interaction laser-matière sur différentes échelles de temps et d'espace, en considérant une description fluide, particulaire ou hybride de la matière. Dans cette annexe, nous nous proposons de décrire brièvement chacun de ces codes.

C.1 Le code hydrodynamique *CHIC*

Le code hydrodynamique CHIC (Code Hydrodynamique et d'Implosion du Celia) [Maire 07, Maire 08] est développé depuis 2003 au sein du laboratoire CELIA afin de dimensionner et restituer des expériences de physique des plasmas produits par laser, particulièrement dans le domaine de la FCI. Au cours de cette thèse, il a été employé afin de reproduire la compression des cibles en géométrie plane (*cf.* Chapitre 5) ou cylindrique (*cf.* Chapitre 6). D'un point de vue général, les codes hydrodynamiques décrivent l'évolution spatiale et temporelle des grandeurs hydrodynamiques du milieu : ρ, T, u, etc... Basiquement, ce dernier est représenté tel un fluide en résolvant les équations hydrodynamiques exprimant la conservation de la masse, de l'impulsion ainsi que de l'énergie. Dans le cas du code CHIC ces équations s'écrivent :

$$\rho\frac{d\tau}{dt} - \nabla.\mathbf{V} = 0, \tag{C.1}$$

$$\rho\frac{d\mathbf{V}}{dt} + \nabla(P_i + P_e) = \mathbf{0}, \tag{C.2}$$

$$\rho\left(\frac{d\varepsilon_e}{dt} + P_e\frac{d\tau}{dt}\right) - \nabla.(\lambda_e\nabla T_e) = \Omega_{ei}(T_e - T_i) + W_{las} + W_{rad} + W^e_{fus} + \nabla.\mathbf{Q}^{nl}_e, \tag{C.3}$$

$$\rho\left(\frac{d\varepsilon_i}{dt} + P_i\frac{d\tau}{dt}\right) - \nabla.(\lambda_i\nabla T_i) = \Omega_{ei}(T_e - T_i) + W^i_{fus}, \tag{C.4}$$

où $\mathbf{V}$ correspond à la vitesse du fluide et le terme τ est égal à $1/\rho$. Le milieu est traité comme un fluide à deux températures : T_e et T_i pour les températures électronique et ionique

respectivement. Le code utilise deux équations de conservation de l'énergie faisant notamment intervenir les pressions électronique P_e et ionique P_i ainsi que les énergies spécifiques électronique ε_e et ionique ε_i. La pression P est calculée à l'aide des équations d'état. λ_e est la conductivité tensorielle utilisée pour traiter le transport de l'énergie électronique. Ce dernier est assuré par le modèle de diffusion de Spitzer-Härm avec limiteur de flux $\mathbf{q}_e = -\lambda_e \nabla T_e$, où $\mathbf{q}_e$ est donné par la moyenne harmonique de $\mathbf{q}_{Spitzer}$ et $f\mathbf{q}_l$, correspondant aux flux de Spitzer et limite respectivement :

$$\frac{1}{q_e} = \frac{1}{q_{Spitzer}} + \frac{1}{f q_l}. \tag{C.5}$$

f est le limiteur de flux (de l'ordre de quelques pourcents), nécessaire dès lors que l'intensité dépasse 10^{14} W.cm^{-2}. Le flux de chaleur non-local $\mathbf{Q}_e^{nl}$ est également utilisé comme une alternative au flux de Spitzer-Härm permettant de s'affranchir du limiteur de flux. La relaxation de l'énergie entre les deux populations est résolue dynamiquement grâce à la constante de couplage Ω_{ei} associée à la fréquence de collisions électron-ion. Dans le bilan énergétique des électrons, le laser intervient sous forme du terme source W_{las}. W_{rad} et $W_{fus}^{e,i}$ représentent, quant à eux, les termes d'énergie radiative et de fusion (électronique et ionique) respectivement.

Les équations hydrodynamiques sont écrites sous forme Lagrangienne, plus adaptée aux écoulements rencontrés dans le cadre de la FCI. Concrètement, cela revient à faire bouger les mailles avec le fluide, permettant ainsi d'obtenir une meilleure résolution notamment au niveau du choc. Pour accroître la robustesse du code, une stratégie du type *Arbitrary Lagrangian Eulerian* (ALE) sur maillage non structuré avec reconstruction d'interface a été développée afin d'éviter des déformations du maillage trop importantes.

Les champs magnétiques transverses auto-générés $\mathbf{B}$ sont évalués à l'aide d'un modèle de magnéto-hydrodynamique (MHD) résistive découlant d'une loi d'Ohm généralisée où la pression magnétique est négligée :

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = \nabla \times \left[\mathbf{V} \times \mathbf{B} + \frac{c}{eN_e} \nabla (N_e T_e) + \frac{c}{e} \chi . \nabla T_e - \frac{c^2}{4\pi} \eta . \nabla \times \mathbf{B} \right]. \tag{C.6}$$

χ représente le tenseur thermoélectrique et η la résistivité tensorielle.

Le flux d'énergie radiative est obtenu dans le cadre d'une approximation du type diffusion multi-groupe de l'équation de transfert radiatif. Le calcul des équations d'état se fait à l'aide des tables SESAME [LANL 83] ou via le modèle QEOS [More 88]. Le code inclut également un module de tracé de rayons 3D pour la propagation du laser couplé à un modèle d'absorption laser collisionnelle par bremsstrahlung inverse ainsi que d'un traitement de la réfraction du faisceau incident. Enfin, un module permettant de modéliser la combustion thermonucléaire est également inclus. Tout ceci est récapitulé dans l'organigramme de la Figure C.1.

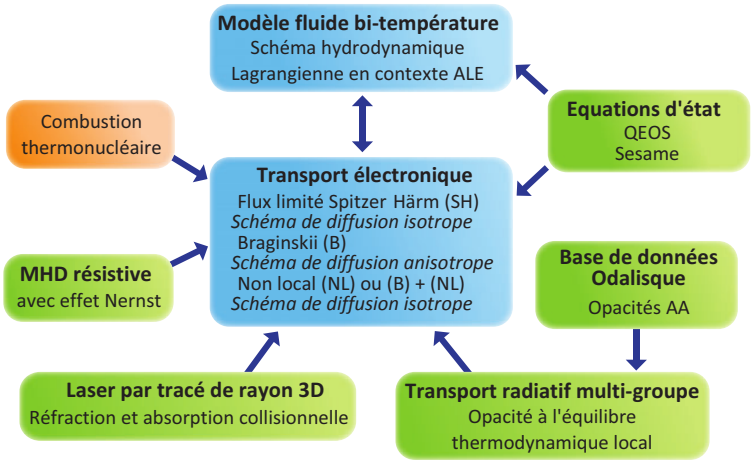

FIGURE C.1 – Organigramme du code CHIC présentant les principaux modules de physique associés.

C.2 Les codes PIC

C.2.1 Description cinétique

Pour simuler l'interaction de l'onde laser avec une cible ainsi que la génération du faisceau d'électrons rapides, nous avons recours à une méthode dite *particulaire*. Celle-ci vise à reproduire le mouvement des particules soumises au champ électromagnétique de l'onde laser et auto-générés par les particules elles-mêmes. La description exacte de la dynamique du plasma s'avère toutefois illusoire compte tenu du nombre important des particules et des trajectoires à simuler. Il semble ainsi plus réaliste d'adopter une approche probabiliste selon laquelle le mouvement de l'ensemble des particules est régi par une fonction de densité de probabilité f. Ainsi, une méthode consiste à décrire le mouvement des particules à l'aide de l'équation cinétique de Vlasov, supposant un plasma non-collisionnel :

$$\frac{\partial f_\alpha}{\partial t} + \mathbf{v}.\nabla f_\alpha + q_\alpha(\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B}).\frac{\partial f_\alpha}{\partial \mathbf{p}} = 0, \tag{C.7}$$

où f_α et q_α correspondent respectivement à la densité de probabilité (ou fonction de distribution) et à la charge de l'espèce α . $\mathbf{v}$ représente le vecteur vitesse de la particule et $\mathbf{p}$ son impulsion. Cette équation permet donc de calculer les trajectoires dans l'espace des phases $(\mathbf{r}, \mathbf{p})$ des particules soumises aux champs de l'onde laser et auto-générés. Ces champs, donnés par $\mathbf{E}$ et $\mathbf{B}$, sont décrits par les équations de Maxwell que l'on rappelle ici :

$$\nabla \cdot \mathbf{E} = \frac{\varrho}{\epsilon_0}, \tag{C.8}$$

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t}, \tag{C.9}$$

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0, \tag{C.10}$$

$$\nabla \times \mathbf{B} = \mu_0 \mathbf{j} + \frac{1}{c^2}\frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t}. \tag{C.11}$$

ϱ et $\mathbf{j}$ correspondent à la densité de charge et à la densité de courant respectivement. Ces deux grandeurs sont elles-mêmes obtenues en calculant les deux premiers moments de la densité de probabilité f_α :

$$\varrho(\mathbf{r},\mathbf{p},t) = \sum_\alpha \int f_\alpha(\mathbf{r},\mathbf{p},t)d\mathbf{p}, \tag{C.12}$$

$$\mathbf{j}(\mathbf{r},\mathbf{p},t) = \sum_\alpha q_\alpha \int \mathbf{v} f_\alpha(\mathbf{r},\mathbf{p},t)d\mathbf{p}. \tag{C.13}$$

C.2.2 La méthode PIC

La méthode PIC (*Particle-In-Cell*) consiste à résoudre l'équation de Vlasov (C.7) couplée aux équations de Maxwell (C.8)-(C.11) [1] pour chaque espèce. Les particules sont regroupées sous forme d'ensembles appelés *macro-particules* obéissant aux équations du mouvement :

$$m\frac{d\mathbf{r}}{dt} = \frac{\mathbf{p}}{\gamma}; \quad \frac{d\mathbf{p}}{dt} = q_\alpha(\mathbf{E} + \frac{\mathbf{p}}{\gamma} \times \mathbf{B}). \tag{C.14}$$

Chacune de ces macro-particules possède le même rapport charge sur masse que celui d'une particule seule. Par ailleurs, pour le calcul des termes source (ϱ, $\mathbf{j}$) sur la grille, les particules ne sont pas considérées comme ponctuelles, mais étalées en un nuage de dimensions caractéristiques de l'ordre du pas spatial Δx. L'algorithme de base d'un code PIC est reproduit sur le synoptique de la Figure C.2.

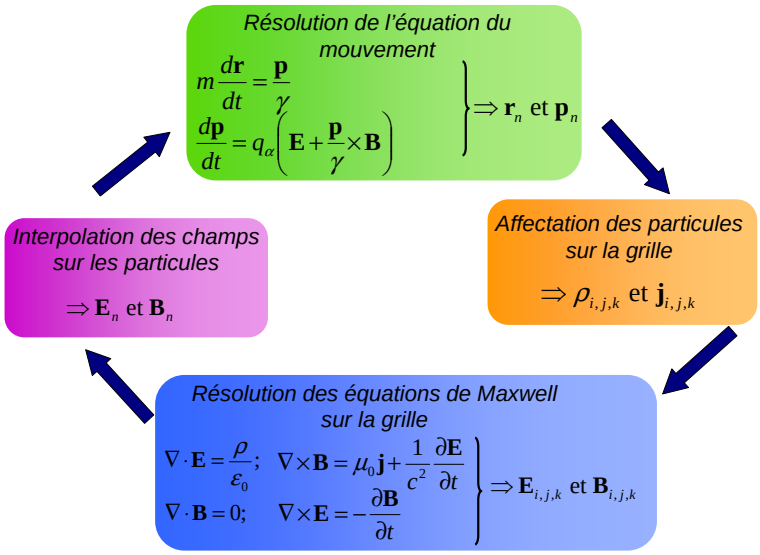

FIGURE C.2 – Algorithme de principe d'une méthode PIC. Les indices i, j, k correspondent à la position sur la grille et l'indice n correspond au numéro de la macro-particule.

Tout d'abord, les macro-particules sont initialisées sur le maillage (grille) selon un certain profil de densité et une vitesse tirée aléatoirement dans une fonction de distribution

1. On parle également de système d'équations Maxwell-Vlasov.

initiale. On entre alors dans la boucle temporelle. Les champs $\mathbf{E}$ et $\mathbf{B}$ sont calculés en résolvant les équations de Maxwell sur la grille. Ceux-ci sont ensuite interpolés sur les particules. Les équations du mouvement sont alors résolues pour chaque macro-particule par la méthode de Boris, consistant à découpler l'action du champ électrique de celle du champ magnétique [Birdsall 85] : il s'agit du *pousseur de particules*. Les courants ϱ et $\mathbf{j}$ sont ensuite assignés aux nœuds du maillage. Les équations de Maxwell sont enfin résolues sur ces mêmes nœuds : il s'agit du solveur de Maxwell. Au pas de temps suivant, les champs sont alors de nouveau interpolés sur les particules et ainsi de suite.

Les étapes d'assignation des charges et d'interpolation des champs sont des étapes clés de la méthode particulaire, reliant l'état des grandeurs discrétisées sur la grille aux grandeurs associées aux particules. Afin d'éviter toute variation brutale des champs, ceux-ci sont non seulement appliqués aux macro-particules de la maille mais également aux macro-particules des mailles voisines via l'application d'un *facteur de forme*. Ainsi, à d dimensions, un facteur de forme d'ordre n sera interpolé sur $(n+1)^d$ nœuds du maillage. En optant pour un facteur de forme d'ordre élevé il est ainsi possible de réduire de manière importante le *chauffage numérique* préjudiciable à la cohérence des simulations [Drouin 09, Perez 10a]. Ce choix se fait néanmoins au détriment du temps de calcul, qui devient alors d'autant plus important que l'ordre d'interpolation n augmente.

C.2.3 Le code PIC *CALDER*

CALDER est un code particulaire multi-dimensionnel (1, 2 et 3D) développé au CEA/DAM par Erik Lefebvre [Lefebvre 03]. Il est basé sur la résolution des équations de Maxwell pour les champs ainsi que des équations de Vlasov et du mouvement pour les macro-particules. Le couplage avec l'équation de Vlasov se fait par l'intermédiaire du calcul des densités de courant et de charge pour chaque espèce. Dans ce cas, les intégrales des équations (C.12) et (C.13) se transforment en sommes discrètes :

$$\varrho(\mathbf{r}_{i,j,k},t) = \sum_n q_n \Gamma_n W(\mathbf{r}_{i,j,k} - \mathbf{r}_n), \tag{C.15}$$

$$\mathbf{j}(\mathbf{r}_{i,j,k},t) = \sum_n q_n \mathbf{v}_n \Gamma_n W(\mathbf{r}_{i,j,k} - \mathbf{r}_n). \tag{C.16}$$

$$\tag{C.17}$$

Ces équations sont projetées sur un maillage spatial à 1, 2 ou 3 dimensions et résolues via un schéma aux différences finies. Γ_n représente le poids affecté à la macro-particule n. W correspond au facteur de forme. Celui-ci peut atteindre jusqu'à l'ordre 3. La stabilité du schéma numérique employé dans *CALDER* impose de résoudre la période plasma ($\Delta t \lesssim 2\pi/\omega_{pe}$) ainsi que la longueur de Debye ($\Delta x \lesssim \lambda_D$). Par ailleurs, le code *CALDER* est un code parallélisé, permettant ainsi d'augmenter la vitesse de calcul : le domaine de simulation est découpé en plusieurs tranches horizontales de mêmes dimensions, chacune affectée à un processeur différent. Enfin, depuis peu, le code inclut un module de collisions basé sur la théorie de la diffusion multiple (voir chapitre 2) et plus particulièrement sur le modèle de Nanbu [Perez 10a].

C.2.4 Le code PIC *PICLS*

PICLS est un code PIC relativiste tri-dimensionnel développé par Y. Sentoku [Sentoku 08], également basé sur la résolution des équations de Maxwell-Vlasov. A la différence de *CALDER*, le facteur de forme peut être d'ordre 4. On peut également noter que *PICLS* est basé sur une résolution des équations de Maxwell par *splitting directionnel*, à la différence de *CALDER*, qui est basé sur le schéma de résolution de Yee [Yee 66]. Enfin, *PICLS* bénéficie également d'un module de collision [Sentoku 08] basé sur des collisions binaires inspiré du modèle de Takizuka et Abe [Takizuka 77].

C.3 Les codes de transport hybrides

La description du transport d'électrons rapides dans la matière dense s'avère très vite compliquée dès lors que l'on tente d'approcher les échelles spatio-temporelles expérimentales ($L \sim 100\,\mu$m, $t \sim 1 - 10\,$ps). La méthode PIC que nous venons de décrire, nous contraint de résoudre la longueur de Debye ($\lambda_D < 10^{-8}\,$cm) et la pulsation plasma ($\omega_{pe}^{-1} < 10^{-2}\,$fs), ne permet pas à ce jour une simulation à grande échelle des électrons du milieu. Elle se prête cependant très bien au traitement des électrons du faisceau. Il vient ainsi naturellement l'idée de recourir à une méthode alternative, visant à décrire de manière différente les électrons du faisceau et les électrons libres du milieu. Ceci est rendu possible si l'on suppose que la densité n_b des premiers est bien inférieure à celle (n_e) des seconds. Cette condition est bien vérifiée dans les expériences actuelles de transport dans les solides où $n_b \sim 10^{20-21}\,\text{cm}^3$ et $n_e \sim 10^{23}\,\text{cm}^3$. Les électrons du faisceau peuvent ainsi être traités par une méthode particulaire type PIC et les électrons du milieu par une méthode fluide. Cette méthode dite *hybride*, d'abord proposée par Bell [Bell 97], puis Davies [Davies 97], fut ensuite successivement reprise et améliorée [Gremillet 02,Davies 02a,Honrubia 04]. On se propose ici d'en détailler le principe qui sera à la base des codes de transport *PâRIS* et de *J. J. Honrubia*.

C.3.1 Description particulaire du faisceau d'électrons

Comme nous l'avons vu précédemment, les électrons du faisceau sont décrits à l'aide d'un modèle particulaire. Les trajectoires de l'ensemble des électrons du faisceau ($\sim 10^{13-14}$) ne pouvant être toutes calculées, il est nécessaire d'introduire la notion de macro-particules. A l'instar d'un code PIC, chacune d'elles représente un très grand nombre de particules réelles permettant ainsi de ne calculer les trajectoires que d'un nombre restreint d'électrons ($\sim 10^6$). Tout comme les électrons, ces macro-particules obéissent à l'équation du mouvement :

$$\frac{d\mathbf{r}_b}{dt} = \frac{\mathbf{p}_b}{m\gamma_b}; \quad \frac{d\mathbf{p}_b}{dt} = -e\left(\mathbf{E} + \frac{\mathbf{p}_b}{m\gamma_b} \times \mathbf{B}\right) - \nu_{be}\mathbf{p}_b, \tag{C.18}$$

où $\mathbf{p}_b$ représente l'impulsion d'une macro-particule du faisceau, m sa masse, γ_b le facteur de Lorentz associé à sa vitesse et ν_{be} correspond à la fréquence de collisions (inélastiques) entre les électrons du faisceau et du milieu. $\mathbf{E}$ et $\mathbf{B}$ sont les champs électrique et magnétique, calculés à partir des équations de Maxwell-Faraday et Maxwell-Ampère respectivement :

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = -\nabla \times \mathbf{E} \tag{C.19}$$
$$\nabla \times \mathbf{B} = \mu_0 \mathbf{j}, \tag{C.20}$$

avec $\mathbf{j}$ le courant total tel que $\mathbf{j} = \mathbf{j}_b + \mathbf{j}_e$, $\mathbf{j}_e$ étant le courant associé aux électrons du milieu. Notons que l'équation de Maxwell-Ampère ne contient pas la dérivée temporelle de $\mathbf{E}$. En effet, ici les champs sont calculés dans la limite de faible couplage $\mathbf{j} \gg \epsilon_0 \left|\partial \mathbf{E}/\partial t\right|$, qui revient à considérer des temps longs vis-à-vis du temps caractéristique de neutralisation en charge.

D'un point de vue numérique, la méthode particulaire implique les étapes successives suivantes :

- ▷ Les champs $\mathbf{B}(n)$ et $\mathbf{E}(n)$, connus à l'instant ndt, sont couplés à l'équation du mouvement (C.18).
- ▷ Les particules sont déplacées en conséquence à l'instant $(n + 1/2)dt$ et de nouvelles positions $\mathbf{r}_b(n + 1/2)$ et impulsions $\mathbf{p}_b(n + 1/2)$ sont calculées.
- ▷ La densité de courant est calculée dans chaque maille par projection à l'instant $(n+1)dt$.
- ▷ La densité de courant est introduite dans les équations de Maxwell (C.19) et (C.20) afin d'en déduire les nouveaux champs $\mathbf{B}(n + 1)$ et $\mathbf{E}(n + 1)$.

C.3.2 Description fluide du milieu

Les électrons du milieu sont décrits par un modèle fluide dans lequel est négligé l'inertie des électrons froids. Cela revient à s'affranchir de la résolution de la pulsation plasma et de la longueur de Debye à laquelle sont soumises les simulations PIC. On peut ainsi supposer la quasi neutralité $n_b + n_e \approx Z^* n_i$, où n_i est la densité ionique et Z^* le degré d'ionisation, fonction de la température locale. Les électrons froids sont régis par la loi d'Ohm donnée par :

$$\mathbf{E} = \frac{\mathbf{j}_e}{en_e} \times \mathbf{B} - \frac{\nabla P_e}{en_e} + \eta \mathbf{j}_e. \tag{C.21}$$

Au premier ordre et dans la limite non-radiative $E \approx \eta \mathbf{j}_e$. A partir de l'équation de Maxwell-Ampère (C.19) découle l'expression du courant de retour $\mathbf{j}_e$ qui est ensuite réinjectée dans l'expression du champ électrique. Ce dernier se réécrit alors :

$$\mathbf{E} = \eta \left(\frac{\nabla \times \mathbf{B}}{\mu_0} - \mathbf{j}_b \right). \tag{C.22}$$

On remarque ainsi que le champ électrique ne dépend que du courant du faisceau d'électrons chauds et qu'il n'est pas nécessaire d'effectuer un traitement complet du courant de retour.

C.3.3 Le code hybride de *J. J. Honrubia*

Le code hybride de J. J. Honrubia [Honrubia 04] est basé sur une géométrie cylindrique tridimensionnelle. Il consiste à reproduire la propagation d'un faisceau d'électrons relativistes par le biais de la résolution des équations (C.19), (C.20) et (C.22). La réponse thermique du

milieu est décrite par un modèle de chauffage à deux températures donné par l'équation de conservation de l'énergie :

$$\rho C_e \frac{\partial T_e}{\partial t} = \eta j_e^2 + W_{be} + \nabla.\mathbf{Q}_e + \nu_{ei}(T_e - T_i), \tag{C.23}$$

où C_e représente la capacité calorifique électronique, W_{be} le chauffage dû aux collisions directes des électrons du faisceau avec les électrons du milieu, $\mathbf{Q}_e$ le flux de chaleur électronique et ν_{ei} la fréquence de collisions électron-ion. Le modèle admet un équilibre thermodynamique local (ETL) pour les électrons du milieu, impliquant une dépendance de la capacité calorifique C_e, de la conductivité électrique σ, de la conductivité thermique κ et du degré d'ionisation Z^* à la température T_e. Leurs valeurs sont issues des tables SESAMES, hormis dans le cas de la conductivité électrique, qui est calculée à l'aide du modèle de Eidmann-Chimier détaillé dans le chapitre 3. Les collisions des électrons du faisceau avec ceux du milieu sont, quant à elles, décrites à l'aide du module Monte-Carlo PENELOPE [Baró 95]. Ceci est résumé dans le diagramme de la Figure C.3.

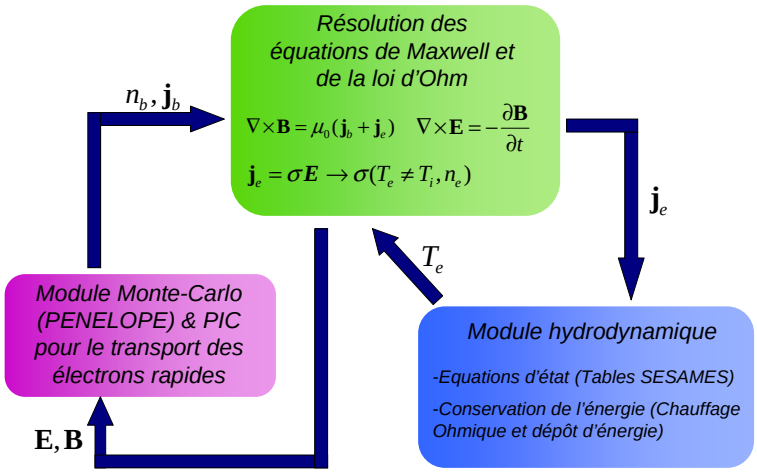

FIGURE C.3 – Diagramme de fonctionnement du code hybride de J. J. Honrubia.

C.3.4 Le code hybride *PâRIS*

Le code hybride PâRIS (PArticules Relativistes Interagissant avec un Solide) a été développé au CEA DAM (Bruyère-le-Châtel) ainsi qu'au laboratoire LULI par Laurent Gremillet et Guy Bonnaud [Gremillet 02]. Basé sur une géométrie cartésienne à 3 dimensions, il traite la propagation d'une population d'électrons relativistes dans un solide en résolvant les équations (C.19), (C.20) et (C.22). La réponse thermique du milieu est décrite par un modèle de chauffage à deux températures donné par :

$$C_e(T_e)\frac{\partial T_e}{\partial t} = \eta(T_e, T_i) j_e^2 + \Pi_h - \Omega_{ei}(T_e - T_i), \tag{C.24}$$

$$C_i(T_i)\frac{\partial T_i}{\partial t} = \Omega_{ei}(T_e - T_i), \tag{C.25}$$

où Π_h représente la puissance volumique cédée au milieu par le faisceau lors des collisions inélastiques. Les capacités calorifiques $C_{e,i}$, de même que le degré d'ionisation Z^*, sont fournies par le code de physique atomique NOHEL [Bowen 03]. Ω_{ei} représente la fonction de couplage électron-ion. La prise en compte du caractère hors-équilibre apporte ainsi une amélioration importante vis-à-vis des autres codes hybrides, dont celui de J. J. Honrubia supposant l'ETL. La résistivité est calculée en additionnant les fréquences de collisions ν_{ei} et ν_{ee} dans chaque phase (plasma ou solide/liquide) via les modèles de Lee & More [Lee 84] et Decoster [Decoster 98] respectivement. Les collisions élastiques sont traitées selon une méthode Monte-Carlo dans l'approximation de la diffusion multiple de Molière (voir chapitre 2). Le ralentissement collisionnel est calculé, quant à lui, à l'aide de la formule du pouvoir d'arrêt (2.29).

D

Estimation analytique des conditions permettant l'observation des pertes résistives

Dans cette annexe, on se propose de montrer de façon analytique [1] qu'il existe une gamme de densités de courant j_b du faisceau d'électrons rapides pour laquelle l'inhibition par champ électrique, c'est-à-dire la perte d'énergie résistive, dans la matière dense et chaude, est observable en comparaison avec la matière solide et froide. Cette perte d'énergie résistive du faisceau d'électrons dépend de la conductivité finie du matériau traversé. Celle-ci n'est pas la même que le matériau traversé soit un plasma chaud et dense ou solide et froid. Au cours du chapitre 5, notre étude s'est focalisée sur le cas de l'aluminium, dont la conductivité électrique diminue d'un facteur ~ 40 entre l'état solide ($\rho_0 = 2.7\,\mathrm{g/cm^3}$ et $T_e = 0.03\,\mathrm{eV}$) et l'état chaud et dense ($\rho \sim 2\rho_0$ et $T_e \sim 2\,\mathrm{eV}$).

D.1 Description du chauffage résistif

Le profil de conductivité électrique σ peut être découpé, de manière approchée, en différentes zones selon la température électronique T_e du matériau, comme illustré sur la Figure D.1. On obtient ainsi :

$$\sigma = \begin{cases} \sigma_{e-ph} & \text{si } T_0 \leq T_e \leq T_1 \\ \sigma_{e-e} & \text{si } T_1 < T_e \leq T_F \\ \sigma_c & \text{si } T_F < T_e \leq T_3 \\ \sigma_{sp} & \text{si } T_3 < T_e, \end{cases} \tag{D.1}$$

où $\sigma_\alpha = e^2 n_e / m_e \nu_\alpha$ et ν_α représente les fréquences de collisions dans les différentes zones. (2.73). Dans la première zone (zone 1) le régime de collision électron-phonon est dominant. La fréquence de collisions (équation 2.71) peut s'écrire [2] $\nu_{e-ph} \approx g_0 T_i / \hbar$, avec $g_0 \sim 1$. Lorsque la température électronique augmente, les collisions électron-électron prédominent (zone 2).

1. Cette approche analytique a été développée par Arnaud Debayle (ETSI Aeronauticos, Univ. Politécnica Madrid).
2. Toutes les températures sont exprimées en eV.

La fréquence de collision (équation (2.72)) associée s'écrit alors $\nu_{e-e} \approx g_1 T_e^2/\hbar T_F$, T_F étant la température de Fermi et $g_1 \sim 1-10$. Le libre parcours moyen des électrons ne peut néanmoins être inférieur à la distance inter-atomique r_i. Physiquement cela se traduit par une saturation de la fréquence de collision (zone 3) qui s'écrit alors (équation (2.76)) $\nu_c \approx \sqrt{T_e/m_e}/r_i$. Enfin, à température très élevée (zone 4), le régime de collisions de Spitzer prend le relais. La fréquence de collisions s'écrit alors :

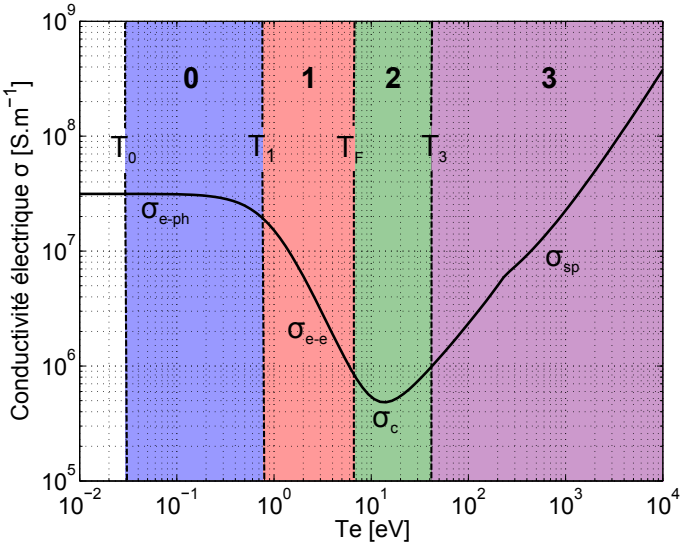

FIGURE D.1 – Évolution de la conductivité de l'aluminium en fonction de la température électronique T_e. On a supposé ici $T_i = 0.03\,\text{eV}$. Les zones de prédominance de chacune des conductivités (σ_{e-ph}, σ_{e-e}, σ_c et σ_{sp}) ainsi que les températures frontières (T_0, T_1, T_F et T_3) y sont présentées.

$$\nu_{sp} \sim g_2 \frac{Z^* e^4 n_e \ln \Lambda}{m_e^{1/2}} T_e^{-3/2}, \tag{D.2}$$

où $g_2 \sim 1$.

Les pertes d'énergie résistives sont prépondérantes sur les premières dizaines de microns de propagation, tant que la densité de courant incident j_b reste suffisamment élevée. Le plasma est alors chauffé via le courant de retour $j_{ret} = \sigma E$, ce qui se traduit par l'équation de conservation de l'énergie suivante :

$$\frac{\partial T_e}{\partial t} = \frac{j_{bz}^2}{\sigma C_e}, \tag{D.3}$$

où l'on a supposé une parfaite neutralisation de la densité de courant incident j_{bz} par le courant de retour. C_e représente la capacité calorifique des électrons. Elle est donnée par :

$$C_e = \begin{cases} C_{deg} \frac{T_e}{T_F} & \text{si } T_e \leq T_F \\ C_{GP} & \text{si } T_F < T_e, \end{cases} \tag{D.4}$$

avec $C_{deg} = \pi^2 n_e/2$ la capacité calorifique des électrons dégénérés, $C_{GP} = 3n_e/2$ celle du gaz parfait. En supposant que la densité du plasma reste constante, alors la conductivité

électrique et la capacité calorifique ne dépendent que de la température électronique T_e et peuvent donc s'écrire :

$$\sigma(T_e) = \sigma_k \left(\frac{T_e}{T_k}\right)^{a_k}, \tag{D.5}$$

$$C_e(T_e) = C_k \left(\frac{T_e}{T_k}\right)^{b_k}. \tag{D.6}$$

C_k et σ_k correspondent à la capacité calorifique et à la conductivité électrique à la température caractéristique T_k respectivement. L'intégration de l'équation (D.3) permet d'en déduire l'évolution temporelle de la température électronique du plasma [Debayle 08] :

$$T_e(t) = \begin{cases} T_k \left(1 + \frac{j_{bz}^2}{c_k \sigma_k C_k T_k}(t - t_k)\right)^{c_k} & \text{pour } a_k + b_k \neq -1 \\ T_k \exp\left(\frac{j_{bz}^2}{\sigma_k C_k T_k}(t - t_k)\right) & \text{pour } a_k + b_k = -1, \end{cases} \tag{D.7}$$

où $c_k = 1/(1 + a_k + b_k)$. Pour $j_{bz} = j_b H(t - z/v_b)$, $H(x)$ étant la fonction d'Heaviside, la solution de l'équation (D.3) est alors calculée dans les différentes zones :

Zone 0 : $T_0 \leq T_e \leq T_1$

Dans cette gamme de températures, la conductivité électrique et la capacité calorifique s'écrivent respectivement :

$$\sigma(T_e) = \sigma_0 \left(\frac{T_e}{T_0}\right)^{0}, \quad \Longrightarrow a_0 = 0, \tag{D.8}$$

$$C_e(T_e) = C_0 \left(\frac{T_e}{T_0}\right)^{1}, \quad \Longrightarrow b_0 = 1, \tag{D.9}$$

avec $\sigma_0 = \sigma_{e-ph}$ et $C_0 = C_{deg} T_0 / T_F$. Dans ce cas $c_0 = 1/2$ et la solution s'écrit :

$$T_e(t) = T_0 \left(1 + 2\frac{(t - z/v_b)}{\tau_0}\right)^{1/2}, \tag{D.10}$$

où d'après l'équation (D.3) $\tau_0 = \sigma_0 C_0 T_0 / j_b^2$ correspond au temps caractéristique de chauffage dans la zone 0.

Zone 1 : $T_1 < T_e \leq T_F$

Ici la conductivité électrique et la capacité calorifique s'écrivent respectivement :

$$\sigma(T_e) = \sigma_1 \left(\frac{T_e}{T_1}\right)^{-2}, \quad \Longrightarrow a_1 = -2, \tag{D.11}$$

$$C_e(T_e) = C_1 \left(\frac{T_e}{T_1}\right)^{1}, \quad \Longrightarrow b_1 = 1, \tag{D.12}$$

avec $\sigma_1 = e^2 n_e \hbar T_F / m_e g_1 T_1^2$ et $C_1 = C_{deg} T_1 / T_F$. Comme $a_1 + b_1 = -1$ alors la solution s'écrit :

$$T_e(t) = T_1 \exp\left(\frac{t - z/v_b - t_1}{\tau_1}\right), \tag{D.13}$$

où $\tau_1 = \sigma_1 C_1 T_1 / j_b^2$ correspond au temps caractéristique de chauffage dans la zone 1.

Zone 2 : $T_F < T_e \leq T_3$

Dans cette zone la conductivité électrique et la capacité calorifique s'écrivent respectivement :

$$\sigma(T_e) = \sigma_2 \left(\frac{T_e}{T_F}\right)^{-1/2}, \quad \Longrightarrow a_2 = -1/2, \tag{D.14}$$

$$C_e(T_e) = C_2 \left(\frac{T_e}{T_F}\right)^{0}, \quad \Longrightarrow b_2 = 0, \tag{D.15}$$

avec $\sigma_2 = e^2 n_e r_i / m_e^{1/2} T_F^{1/2}$ et $C_2 = C_{GP}$. Dans ce cas $c_2 = 2$ et la solution est donnée par :

$$T_e(t) = T_F \left(1 + \frac{t - z/v_b - t_2}{2\tau_2}\right)^2, \tag{D.16}$$

où $\tau_2 = \sigma_2 C_2 T_F / j_b^2$ correspond au temps caractéristique de chauffage dans la zone 2.

Zone 3 : $T_3 < T_e$

Dans cette zone la conductivité électrique et la capacité calorifique s'écrivent respectivement :

$$\sigma(T_e) = \sigma_3 \left(\frac{T_e}{T_3}\right)^{3/2}, \quad \Longrightarrow a_2 = 3/2, \tag{D.17}$$

$$C_e(T_e) = C_3 \left(\frac{T_e}{T_3}\right)^{0}, \quad \Longrightarrow b_2 = 0, \tag{D.18}$$

avec $\sigma_3 = T_3^{3/2} / m_e^{1/2} g_2 Z^* e^2 \ln\Lambda = \sigma_{sp}(T_3)$ et $C_3 = C_{GP}$. Dans ce cas $c_3 = 2/5$ et la solution s'écrit :

$$T_e(t) = T_3 \left(1 + \frac{5}{2}\frac{t - z/v_b - t_3}{\tau_3}\right)^{2/5}, \tag{D.19}$$

où $\tau_3 = \sigma_3 C_3 T_3 / j_b^2$ correspond au temps caractéristique de chauffage dans la zone 3.

Pour résumer, l'évolution temporelle de la température est donnée par :

$$T_e(t) = \begin{cases} T_0 & \text{si } t \leq z/v_b \\ T_0 \left(1 + 2\frac{t-z/v_b}{\tau_0}\right)^{1/2} & \text{si } 0 < t - z/v_b \leq t_1 \\ T_1 \exp\left(\frac{t-z/v_b-t_1}{\tau_1}\right) & \text{si } t_1 < t - z/v_b \leq t_2 \\ T_F \left(1 + \frac{t-z/v_b-t_2}{2\tau_2}\right)^2 & \text{si } t_2 < t - z/v_b \leq t_3 \\ T_3 \left(1 + \frac{5}{2}\frac{t-z/v_b-t_3}{2\tau_3}\right)^{2/5} & \text{si } t_3 < t - z/v_b. \end{cases} \tag{D.20}$$

t_1, t_2 et t_3 correspondent aux temps de transition entre chaque région. Leurs valeurs sont données par (obtenues de la continuité de $T_e(t)$) :

$$t_1 = \frac{\tau_0}{2}\left(\frac{T_1^2}{T_0^2} - 1\right), \tag{D.21}$$

$$t_2 = t_1 + \tau_1 \ln \frac{T_F}{T_1}, \tag{D.22}$$

$$t_3 = t_2 + 2\tau_2 \left(\sqrt{\frac{T_3}{T_F}} - 1\right). \tag{D.23}$$

D.2 Conditions d'observation des pertes résistives

Le pouvoir d'arrêt moyenné sur la durée du faisceau d'électrons rapides s'écrit :

$$\left\langle \frac{dE}{dz} \right\rangle_t = \frac{1}{\tau_L} \int_0^{\tau_L} e \frac{j_b}{\sigma} dt, \tag{D.24}$$

avec τ_L la durée du faisceau. Il est donc possible d'évaluer un pouvoir d'arrêt résistif moyen et d'en extraire ainsi une condition pour observer les pertes d'énergie résistives à condition de connaître l'évolution temporelle de la conductivité du milieu.

En réalité le régime de saturation des collisions est très rapidement supplanté par le régime de Spitzer car pour $T_e \geq T_F$, nous avons $\nu_c \sim \nu_{sp}$. De plus, le régime des collisions électron-électron est très court du fait de la croissance exponentielle de la température (voir (D.13)). Par conséquent : $t_3 \sim t_2 \sim t_1$. On peut donc, de manière approchée, supposer que la conductivité passe directement du régime froid $\sigma = \sigma_{e-ph}$ au régime chaud $\sigma = \sigma_{sp}$. On considère alors la conductivité suivante :

$$\sigma = \begin{cases} \sigma_{e-ph} & \text{si } t_z/v_b \leq t_1 \\ \sigma_c \left[1 + \frac{5}{2}\frac{t-z/v_b-t_1}{\tau_3}\right]^{3/5} & \text{si } t_1 < t - z/v_b. \end{cases} \tag{D.25}$$

D.2.1 Conditions minimales sur la densité de courant

Pour une cible initialement froide ($T_0 < T_F$) l'intégrale (D.24) se sépare en deux. Il vient alors :

$$\left\langle \frac{dE}{dz} \right\rangle_t^{\text{froid}} = \frac{1}{\tau_L} \left(\int_0^{t_1} e \frac{j_b}{\sigma_{e_ph}} dt + \int_{t_1}^{\tau_L} e \frac{j_b}{\sigma_c} \left[1 + \frac{5}{2} \frac{t - z/v_b - t_1}{\tau_3} \right]^{-3/5} dt \right), \tag{D.26}$$

ce qui donne :

$$\left\langle \frac{dE}{dz} \right\rangle_t^{\text{froid}} = \frac{e j_b}{\tau_L} \left(\frac{t_1}{\sigma_{e-ph}} + \frac{\tau_3}{\sigma_c} \left(\left[1 + \frac{5}{2} \frac{\tau_L - t_1}{\tau_3} \right]^{2/5} - 1 \right) \right). \tag{D.27}$$

Dans le cas d'une cible initialement chaude ($T_0 \geq T_F$) le pouvoir d'arrêt résistif est plutôt donné par :

$$\left\langle \frac{dE}{dz} \right\rangle_t^{\text{chaud}} = \frac{1}{\tau_L} \int_{t_1=0}^{\tau_L} e \frac{j_b}{\sigma_c} \left[1 + \frac{5}{2} \frac{t - z/v_b - t_1}{\tau_3} \right]^{-3/5} dt, \tag{D.28}$$

soit :

$$\left\langle \frac{dE}{dz} \right\rangle_t^{\text{chaud}} = \frac{e j_b}{\tau_L} \frac{\tau_3}{\sigma_c} \left(\left[1 + \frac{5}{2} \frac{\tau_L}{\tau_3} \right]^{2/5} - 1 \right). \tag{D.29}$$

En comparant les résultats (D.27) et (D.29), on peut conclure que la différence du pouvoir d'arrêt entre une cible à l'état de plasma chaud ($T_0 \geq T_F$) et une cible à l'état solide est visible si la durée du faisceau et la densité de courant sont telles que $\tau_L \sim t_1$. Comme $t_1 \sim \tau_0 T_1^2 / 2T_0^2$, la condition de visibilité s'écrit alors :

$$j_b^2 \tau_L \gtrsim C_{deg} \sigma_{e-ph} T_1^2 / 2T_F. \tag{D.30}$$

Pour $\tau_L = 1\,\text{ps}$ et $T_1 = 1\,\text{eV}$, dans l'aluminium avec $Z^* = 3$, la densité de courant doit alors être au moins de l'ordre de $j_b \sim 3.10^{10}\,\text{A.cm}^{-2}$ pour engendrer des pertes résistives suffisamment importantes. Dans le cas où $\tau_L \gg t_1 \propto j_b^{-2}$, la différence entre (D.27) et (D.29) reste minime.

Une autre condition doit également être vérifiée, à savoir que les pertes d'énergie résistives (dans le cas plasma, $T_0 \geq T_F$) doivent être observables. Pour cela le pouvoir d'arrêt résistif (D.29) doit être au moins supérieur ou égal au pouvoir d'arrêt collisionnel, ce qui se traduit par :

$$\left\langle \frac{dE}{dz} \right\rangle_t \geq \left\langle \frac{dE}{dz} \right\rangle_{\text{coll}}. \tag{D.31}$$

En supposant $[1 + \frac{5}{2} \frac{\tau_L}{\tau_3}]^{2/5} - 1 \sim \tau_L / \tau_3$, cette condition se réécrit :

$$\frac{e j_b}{\sigma_c} \geq \left\langle \frac{dE}{dz} \right\rangle_{\text{coll}} \tag{D.32}$$

En prenant $\sigma_c \sim 5.10^5\,\text{S.m}^{-1}$ et $\left\langle \frac{dE}{dz} \right\rangle_{\text{coll}} \sim 10\,\text{MeV.cm}^{-1}$, il vient $j_b \geq 5.10^{10}\,\text{A.cm}^{-2}$.

D.2.2 Condition maximale sur la densité de courant

Une autre condition s'obtient dans le cas extrême où $\tau_L/\tau_4 \gg 1$. Dans ce cas le facteur $[1+\frac{5}{2}\frac{\tau_L}{\tau_3}]^{2/5}-1 \sim (\tau_L/\tau_3)^{2/5}$ et la condition (D.31) se réécrit sous la forme :

$$\frac{ej_b}{\sigma_c}\left(\frac{\tau_3}{\tau_L}\right)^{3/5} \geq \left\langle \frac{dE}{dz} \right\rangle_{\text{coll}}. \tag{D.33}$$

Connaissant l'expression de τ_3 et en prenant $\sigma_3 = \sigma_{sp}(T_3) \sim \sigma_c$, on peut calculer une borne supérieure pour j_b :

$$j_b \leq \frac{C_{GP}^3 T_3^3}{\sigma_c^2 \tau_L^3}\left(\left\langle \frac{dE}{dz} \right\rangle_{\text{coll}} \frac{1}{e}\right)^{-5}. \tag{D.34}$$

Par conséquent, pour $T_3 \sim 40\,\text{eV}$ (voir Figure D.1), j_b doit rester inférieure à $\sim 3.10^{12}\,\text{A.cm}^{-2}$. Ce résultat est physique car plus le courant est élevé, plus le chauffage du milieu est rapide et plus la conductivité augmente vite : d'où la chute du pouvoir d'arrêt résistif.

En résumé, d'après notre modèle analytique et dans le cas de l'aluminium, les pertes d'énergie résistives seraient essentiellement visibles dans la gamme de densités de courant suivante :

$$5.10^{10}\,\text{A.cm}^{-2} \lesssim j_b \lesssim 3.10^{12}\,\text{A.cm}^{-2}. \tag{D.35}$$

E

Liste des publications

Publications dans des revues scientifiques avec comité de lecture

• B. Vauzour, F. Pérez, L. Volpe, K. Lancaster, Ph. Nicolaï, D. Batani, S. D. Baton, F. N. Beg, C. Benedetti, E. Brambrink, S. Chawla, F. Dorchies, C. Fourment, M. Galimberti, L. A. Gizzi, R. Heathcote, D. P. Higginson, S. Hulin, R. Jafer, P. Köster, L. Labate, A. J. MacKinnon, A. G. MacPhee, W. Nazarov, J. Pasley, C. Regan, X. Ribeyre, M. Richetta, G. Schurtz, A. Sgattoni, and J. J. Santos, « *Laser-driven cylindrical compression of targets for fast electron transport study in warm and dense plasmas* », Physics of Plasmas, **18**, 043108, 2011.

• L. Volpe, D. Batani, B. Vauzour, Ph. Nicolaï, J. J. Santos, C. Regan, A. Morace, F. Dorchies, C. Fourment, S. Hulin, F. Perez, S. Baton, K. Lancaster, M. Galimberti, R. Heathcote, M. Tolley, Ch. Spindloe, P. Köster, L. Labate, L. A. Gizzi, C. Benedetti, A. Sgattoni, M. Richetta, J. Pasley, F. Beg, S. Chawla, D. P. Higginson, and A. G. MacPhee, « *Proton radiography of laser-driven imploding target in cylindrical geometry* », Physics of Plasmas, **18**, 012704 (2011).

• F. Pérez, A. Debayle, J. Honrubia, M. Koenig, D. Batani, S. D. Baton, F. N. Beg, C. Benedetti, E. Brambrink, S. Chawla, F. Dorchies, C. Fourment, M. Galimberti, L. A. Gizzi, L. Gremillet, R. Heathcote, D. P. Higginson, S. Hulin, R. Jafer, P. Koester, L. Labate, K. L. Lancaster, A. J. MacKinnon, A. G. MacPhee, W. Nazarov, P. Nicolai, J. Pasley, R. Ramis, M. Richetta, J. J. Santos, A. Sgattoni, C. Spindloe, B. Vauzour, T. Vinci, and L. Volpe, « *Magnetically Guided Fast Electrons in Cylindrically Compressed Matter* », Physical Review Letters, **107**, 065004, 2011.

Actes de conférence

• F. Perez, M. Koenig, D. Batani, S. D. Baton, F. N. Beg, C. Benedetti, E. Brambrink, S. Chawla, F. Dorchies, C. Fourment, M. Galimberti, L. A. Gizzi, R. Heathcote, D. P. Higginson,

S. Hulin, R. Jafer, P. Koester, L. Labate, K. Lancaster, A. J. MacKinnon, A. G. McPhee, W. Nazarov, P. Nicolai, J. Pasley, A. Ravasio, M. Richetta, J. J. Santos, A. Sgattoni, C. Spindloe, B. Vauzour and L Volpe, « *Fast-electron transport in cylindrically laser-compressed matter* », Plasma Physics and Controlled Fusion, **51**, 124035, 2009.

• B. Vauzour, M. Koenig, D. Batani, S. Baton, F. N. Beg, C. Benedetti, E. Brambrink, S. Chawla, F. Dorchies, C. Fourment, M. Galimberti, L. A. Gizzi, R. Heathcote, D. P. Higginson, S. Hulin, R. Jafer, P. Köster, L. L. Labate, K. L. Lancaster, A. J. MacKinnon, A. G. MacPhee, W. Nazarov, P. H. Nicolaï, J. Pasley, F. Perez, X. Ribeyre, M Richetta1, J. J. Santos, G. Schurtz, A. Sgattoni, C. Spindloe and L. Volpe « *X-ray diagnostics of fast electrons propagation in high density plasmas obtained by cylindrical compression* », Journal of Physics : Conference Series, **244**, 022027, 2010.

• P. A. Norreys, J. S. Green, K. L. Lancaster, A. P. L. Robinson, R. H. H. Scott, F. Perez, H-P. Schlenvoigt, S. Baton, S. Hulin, B. Vauzour, J. J. Santos, D. J. Adams, K. Markey, B. Ramakrishna, M. Zepf, M. N. Quinn, X. H. Yuan, P. McKenna, J. Schreiber, J. R. Davies, D. P. Higginson, F. N. Beg, C. Chen, T. Ma and P. Patel, « *New developments in energy transfer and transport studies in relativistic laser–plasma interactions », Plasma Physics and Controlled Fusion*, **52**, 124046 (2010).

• L. Volpe, D. Batani, B. Vauzour, Ph. Nicolaï, J. J. Santos, C. Regan, A. Morace, F. Dorchies, C. Fourment, S. Hulin, F. Perez, S. Baton, K. Lancaster, M. Galimberti, R. Heathcote, M. Tolley, Ch. Spindloe, P. Köster, L. Labate, L. A. Gizzi, C. Benedetti, A. Sgattoni, M. Richetta, J. Pasley, F. Beg, S. Chawla, D. P. Higginson, and A. G. MacPhee, « *Proton radiography of cylindrical laser-driven implosions* », Plasma Physics and Controlled Fusion, **53**, 032003, 2011.

• B. Vauzour, J. J. Santos, D. Batani, S. D. Baton, M. Koenig, Ph. Nicolaï, F. Perez, F. N. Beg, C. Benedetti, R. Benocci, E. Brambrink, S. Chawla, M. Coury, F. Dorchies, C. Fourment, M. Galimberti, L. A. Gizzi, R. Heathcote, D. P. Higginson, J. J. Honrubia, S. Hulin, R. Jafer, L. C. Jarrot, L. Labate, K. Lancaster, P. Köster, A. J. MacKinnon, P. McKenna, A. G. McPhee, W. Nazarov, J. Pasley, R. Ramis, Y. Rhee, C. Regan, X. Ribeyre, M. Richetta, F. Serres, H.-P. Schlenvoigt, G. Schurtz, A. Sgattoni, C. Spindloe, X. Vaisseau, L. Volpe and V. Yahia, « *Experimental study of fast electron propagation in compressed matter* », Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment, **653**, 176-180, 2011.

Présentations orales dans des conférences internationales

• B. Vauzour, J. J. Santos, D. Batani, S. D. Baton, M. Koenig, Ph. Nicolaï, F. Perez, F. N. Beg, C. Benedetti, R. Benocci, E. Brambrink, S. Chawla, M. Coury, F. Dorchies, C. Fourment, M. Galimberti, L. A. Gizzi, R. Heathcote, D. P. Higginson, J. J. Honrubia, S. Hulin, R. Jafer, L. C. Jarrot, L. Labate, K. Lancaster, P. Köster, A. J. MacKinnon, P. McKenna, A. G. McPhee, W. Nazarov, J. Pasley, R. Ramis, Y. Rhee, C. Regan, X. Ribeyre, M. Richetta, F. Serres, H.-P. Schlenvoigt, G. Schurtz, A. Sgattoni, C. Spindloe, X. Vaisseau, L. Volpe and

V. Yahia, « *Fast electron generation and transport in laser-induced shock compressed plasma* », Fourth International Conference on Superstrong Fields in Plasmas, Varenna, October 3-9, 2010.

• B. Vauzour, F. Pérez, L. Volpe, K. Lancaster, Ph. Nicolaï, D. Batani, S. D. Baton, F. N. Beg, C. Benedetti, E. Brambrink, S. Chawla, F. Dorchies, C. Fourment, M. Galimberti, L. A. Gizzi, R. Heathcote, D. P. Higginson, S. Hulin, R. Jafer, P. Köster, L. Labate, A. J. MacKinnon, A. G. MacPhee, W. Nazarov, J. Pasley, C. Regan, X. Ribeyre, M. Richetta, G. Schurtz, A. Sgattoni, and J. J. Santos, « *Fast electron transport in cylindrically compressed targets* », HiPER Workshop, December 8-9, 2011.

• B. Vauzour, J. J. Santos, A. Debayle, J. J. Honrubia, S. Hulin, H.-P. Schlenvoigt, X. Vaisseau, D. Batani, S. D. Baton, Ph. Nicolaï, F. N. Beg, R. Benocci, S. Chawla, M. Coury, F. Dorchies, C. Fourment, L. Gremillet, E. d'Humières, L. C. Jarrot, P. McKenna, A. Morace, F. Pérez, Y. Rhee, V. T. Tikhonchuk, L. Volpe, V. Yahia, « *Fast electron energy losses in laser-driven plasmas* », HiPER fellow meeting, February 2-3, 2012.

Présentations de posters dans des conférences internationales

• B.Vauzour, M. Koenig, D. Batani, S. Baton, F. N. Beg, C. Benedetti, E. Brambrink, S. Chawla, F. Dorchies, C. Fourment, M. Galimberti, L. A. Gizzi, R. Heathcote, D. P. Higginson, S. Hulin, R. Jafer, P. Köster, L. L. Labate, K. Lancaster, A. J. MacKinnon, A. G. MacPhee, Ph. Nicolaï, J. Pasley, F. Perez, X. Ribeyre, M. Richetta, J. J. Santos, G. Schurtz, A. Sgattoni, C. Spindloe and L. Volpe, « *X-ray diagnostics of fast electrons propagation in high density plasmas obtained by cylindrical compression* », The Sixth International Conference on Inertial Fusion Science and Applications, San Francisco, September 6-11, 2009.

• B. Vauzour, J. J. Santos, D. Batani, S. D. Baton, M. Koenig, Ph. Nicolaï, F. Perez, F. N. Beg, C. Benedetti, R. Benocci, E. Brambrink, S. Chawla, M. Coury, F. Dorchies, C. Fourment, M. Galimberti, L. A. Gizzi, R. Heathcote, D. P. Higginson, J. J. Honrubia, S. Hulin, R. Jafer, L. C. Jarrot, L. Labate, K. Lancaster, P. Köster, A. J. MacKinnon, P. McKenna, A. G. McPhee, W. Nazarov, J. Pasley, R. Ramis, Y. Rhee, C. Regan, X. Ribeyre, M. Richetta, F. Serres, H.-P. Schlenvoigt, G. Schurtz, A. Sgattoni, C. Spindloe, X. Vaisseau, M. Veltcheva, L. Volpe, V. Yahia, « *Fast electron generation and transport in laser-induced shock compressed plasmas* », The Second International Workshop on Laser-Matter Interaction, Porquerolles, September 13-17, 2010.

• B. Vauzour, D. Batani, R. Bouillaud, T. Ceccotti, F. Deneuville1, V. Floquet, C. Fourment, L. Gremillet, S. Hulin, A. Morace, P. d'Oliveira, F. Réau, J. J. Santos, O. Tcherbakov and M. Veltcheva, « *Fast electron generation and transport induced by ultra high contrast laser interaction with solid targets* », The Seventh Conference on Inertial Fusion Sciences and Applications, Bordeaux, September 12-16, 2011.

Bibliographie

[Adam 06] J. C. Adam, A. Héron & G. Laval. *Dispersion and Transport of Energetic Particles due to the Interaction of Intense Laser Pulses with Overdense Plasmas.* Physical Review Letters, vol. 97, no. 20, page 205006, 2006.

[Aglitskiy 98] Y. Aglitskiy, T. Lehecka, S. Obenschain, S. Bodner, C. Pawley, K. Gerber, J. Sethian, C. M. Brown, J. Seely, U. Feldman & G. Holland. *High-resolution monochromatic x-ray imaging system based on spherically bent crystals.* Applied Optics, vol. 37, no. 22, pages 5253–5261, 1998.

[Agostinelli 03] S. Agostinelli, J. Allison, K. Amako, J. Apostolakis, H. Araujo, P. Arce, M. Asai, D. Axen, S. Banerjee, G. Barrand, F. Behner, L. Bellagamba, J. Boudreau, L. Broglia, A. Brunengo, H. Burkhardt, S. Chauvie, J. Chuma, R. Chytracek, G. Cooperman, G. Cosmo, P. Degtyarenko, A. Dell'Acqua, G. Depaola, D. Dietrich, R. Enami, A. Feliciello, C. Ferguson, H. Fesefeldt, G. Folger, F. Foppiano, A. Forti, S. Garelli, S. Giani, R. Giannitrapani, D. Gibin, J.J. Gómez Cadenas, I. González, G. Gracia Abril, G. Greeniaus, W. Greiner, V. Grichine, A. Grossheim, S. Guatelli, P. Gumplinger, R. Hamatsu, K. Hashimoto, H. Hasui, A. Heikkinen, A. Howard, V. Ivanchenko, A. Johnson, F.W. Jones, J. Kallenbach, N. Kanaya, M. Kawabata, Y. Kawabata, M. Kawaguti, S. Kelner, P. Kent, A. Kimura, T. Kodama, R. Kokoulin, M. Kossov, H. Kurashige, E. Lamanna, T. Lampén, V. Lara, V. Lefebure, F. Lei, M. Liendl, W. Lockman, F. Longo, S. Magni, M. Maire, E. Medernach, K. Minamimoto, P. Mora de Freitas, Y. Morita, K. Murakami, M. Nagamatu, R. Nartallo, P. Nieminen, T. Nishimura, K. Ohtsubo, M. Okamura, S. O'Neale, Y. Oohata, K. Paech, J. Perl, A. Pfeiffer, M.G. Pia, F. Ranjard, A. Rybin, S. Sadilov, E. Di Salvo, G. Santin, T. Sasaki, N. Savvas, Y. Sawada, S. Scherer, S. Sei, V. Sirotenko, D. Smith, N. Starkov, H. Stoecker, J. Sulkimo, M. Takahata, S. Tanaka, E. Tcherniaev, E. Safai Tehrani, M. Tropeano, P. Truscott, H. Uno, L. Urban, P. Urban, M. Verderi, A. Walkden, W. Wander, H. Weber, J.P. Wellisch, T. Wenaus, D.C. Williams, D. Wright, T. Yamada, H. Yoshida & D. Zschiesche. *Geant4 — a simulation toolkit.* Nuclear Instruments and Methods in Physics Re-

search Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment, vol. 506, no. 3, pages 250–303, 2003.

[Akli 07] K. U. Akli, M. H. Key, H. K. Chung, S. B. Hansen, R. R. Freeman, M. H. Chen, G. Gregori, S. Hatchett, D. Hey, N. Izumi, J. King, J. Kuba, P. Norreys, A. J. Mackinnon, C. D. Murphy, R. Snavely, R. B. Stephens, C. Stoeckel, W. Theobald & B. Zhang. *Temperature sensitivity of Cu-K_α imaging efficiency using a spherical Bragg reflecting crystal.* Physics of Plasmas, vol. 14, no. 2, page 023102, 2007.

[Akli 10] K. U. Akli, P. K. Patel, R. Van Maren, R. B. Stephens, M. H. Key, D. P. Higginson, B. Westover, C. D. Chen, A. J. Mackinnon, T. Bartal, F. N. Beg, S. Chawla, R. Fedosejevs, R. R. Freeman, D. S. Hey, G. E. Kemp, S. LePape, A. Link, T. Ma, A. G. MacPhee, H. S. McLean, Y. Ping, Y. Y. Tsui, L. D. Van Woerkom, M. S. Wei, T. Yabuuchi & S. Yuspeh. *A dual channel X-ray spectrometer for fast ignition research.* Journal of Instrumentation, vol. 5, no. 07, pages P07008–P07008, 2010.

[Alfvén 39] H. Alfvén. *On the Motion of Cosmic Rays in Interstellar Space.* Physical Review, vol. 55, no. 5, page 425, 1939.

[Ashcroft 02] N.-W Ashcroft & N-D. Mermin. Physique des solides. EDP Sciences, 2002.

[Atzeni 99] S. Atzeni. *Inertial fusion fast ignitor : Igniting pulse parameter window vs the penetration depth of the heating particles and the density of the precompressed fuel.* Physics of Plasmas, vol. 6, page 3316, 1999.

[Atzeni 05] S. Atzeni, A. Schiavi, F. Califano, F. Cattani, F. Cornolti, D. Del Sarto, T.V. Liseykina, A. Macchi & F. Pegoraro. *Fluid and kinetic simulation of inertial confinement fusion plasmas.* Computer Physics Communications, vol. 169, no. 1-3, pages 153–159, 2005.

[Bambynek 84] W. Bambynek. A new evaluation of k-shell fluorescence yields (fit : K : $5 \leq z \leq 100$). 1984.

[Baró 95] J. Baró, J. Sempau, J.M. Fernández-Varea & F. Salvat. *PENELOPE : An algorithm for Monte Carlo simulation of the penetration and energy loss of electrons and positrons in matter.* Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B : Beam Interactions with Materials and Atoms, vol. 100, no. 1, pages 31–46, 1995.

[Basov 68] N. Basov, P. Kriukov, S. Zakharov, Yu Senatsky & S. Tchekalin. *Experiments on the observation of neutron emission at a focus of high-power laser radiation on a lithium deuteride surface.* IEEE Journal of Quantum Electronics, vol. 4, no. 11, pages 864–867, 1968.

[Bates 85] D. R. Bates. Advances in atomic and molecular physics. Academic Press, 1985.

[Baton 03] S. D. Baton, J. J. Santos, F. Amiranoff, H. Popescu, L. Gremillet, M. Koenig, E. Martinolli, O. Guilbaud, C. Rousseaux, M. Rabec Le Gloahec, T. Hall, D. Batani, E. Perelli, F. Scianitti & T. E. Cowan. *Evidence of Ultrashort Electron Bunches in Laser-Plasma Interactions at Relativistic Intensities.* Physical Review Letters, vol. 91, no. 10, page 105001, 2003.

[Beg 97] F. N. Beg, A. R. Bell, A. E. Dangor, C. N. Danson, A. P. Fews, M. E. Glinsky, B. A. Hammel, P. Lee, P. A. Norreys & M. Tatarakis. *A study of picosecond laser–solid interactions up to* 10^{19} W.cm^2. Physics of Plasmas, vol. 4, page 447, 1997.

[Bell 97] A R Bell, J R Davies, S Guerin & H Ruhl. *Fast-electron transport in high-intensity short-pulse laser - solid experiments.* Plasma Physics and Controlled Fusion, vol. 39, no. 5, pages 653–659, 1997.

[Benuzzi 97] A. Benuzzi. *Génération de hautes pressions par choc laser : application à la mesure d'équations d'état.* Thèse de doctorat, Ecole Polytechnique, 1997.

[Berger 64] M. J. Berger & S. M. Seltzer. Tables of energy losses and ranges of electrons and positrons. Technical Report. 1964.

[Bethe 33] H. A. Bethe. Handbuch für physik, volume 24/2. Julius Springer, 1933.

[Bethe 34] H. Bethe & W. Heitler. *On the Stopping of Fast Particles and on the Creation of Positive Electrons.* Proceedings of the Royal Society of London. Series A, vol. 146, no. 856, pages 83–112, 1934.

[Bethe 53] H. A. Bethe. *Molière's Theory of Multiple Scattering.* Physical Review, vol. 89, no. 6, page 1256, 1953.

[Betti 07] R. Betti, C. D. Zhou, K. S. Anderson, L. J. Perkins, W. Theobald & A. A. Solodov. *Shock Ignition of Thermonuclear Fuel with High Areal Density.* Physical Review Letters, vol. 98, no. 15, page 155001, 2007.

[Birdsall 85] C. K. Birdsall & A. B. Langdon. Plasma physics via computer simulation. McGraw Hill Higher Education, 1985.

[Bonnet 11] T. Bonnet, M. Comet, F. Gobet, F. Hannachi, C. Plaisir, M. Tarisien, M. Versteegen & M. M. Aléonard. *Réponse aux électrons et aux photons d'écran photostimulables dans la gamme 6keV - 2MeV*, 2011.

[Bowen 03] C Bowen, A Decoster, C.J Fontes, K.B Fournier, O Peyrusse & Yu.V Ralchenko. *Review of the NLTE emissivities code comparison virtual workshop.* Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer, vol. 81, no. 1–4, pages 71–84, 2003.

[Bragg 13] W. H. Bragg & W. L. Bragg. *The reflection of X-rays by Crystals.* Proceedings of the Royal Society A, vol. 88, pages 428–438, 1913.

[Brunel 87] F. Brunel. *Not-so-resonant, resonant absorption.* Physical Review Letters, vol. 59, no. 1, page 52, 1987.

[Buneman 59] O. Buneman. *Dissipation of Currents in Ionized Media.* Physical Review, vol. 115, no. 3, page 503, 1959.

[Casnati 82] E. Casnati, A. Tartari & C. Baraldi. *An empirical approach to K-shell ionisation cross section by electrons.* Journal of Physics B : Atomic and Molecular Physics, vol. 15, pages 155–167, 1982.

[Catto 77] P. J. Catto & R. M. More. *Sheath inverse bremsstrahlung in laser produced plasmas.* Physics of Fluids, vol. 20, no. 4, page 704, 1977.

[Cauchois 32] Y. Cauchois. *Spectrographie des rayons X par transmission d'un faisceau non canalisé à travers un cristal courbé.* Journal de Physique et le Radium, vol. 3, no. 7, pages 320–336, 1932.

[Chadwick 99] M. B. Chadwick, P. G. Young, S. Chiba, S. C. Frankle, G. M. Hale, H. G. Hughes, A. J. Koning, R. C. Little, R. E. Macfarlane, R. E. Prael & L. S. Waters. *Cross-section evaluations to 150 MeV for accelerator-driven systems and implementation in MCNPX.* Nuclear science and engineering, vol. 131, no. 3, pages 293–328, 1999.

[Chen 05] H. Chen & S. C. Wilks. *Evidence of Enhanced Effective Hot Electron Temperatures in Ultraintense Laser-Solid Interactions Due to Reflexing.* Laser and Particle Beams, vol. 23, no. 04, pages 411–416, 2005.

[Chen 08] C. D. Chen, J. A. King, M. H. Key, K. U. Akli, F. N. Beg, H. Chen, R. R. Freeman, A. Link, A. J. Mackinnon, A. G. MacPhee, P. K. Patel, M. Porkolab, R. B. Stephens & L. D. Van Woerkom. *A Bremsstrahlung spectrometer using k-edge and differential filters with image plate dosimeters.* Review of Scientific Instruments, vol. 79, page 10E305, 2008.

[Chen 09a] C. D. Chen, P. K. Patel, D. S. Hey, A. J. Mackinnon, M. H. Key, K. U. Akli, T. Bartal, F. N. Beg, S. Chawla, H. Chen, R. R. Freeman, D. P. Higginson, A. Link, T. Y. Ma, A. G. MacPhee, R. B. Stephens, L. D. Van Woerkom, B. Westover & M. Porkolab. *Bremsstrahlung and K_α fluorescence measurements for inferring conversion efficiencies into fast ignition relevant hot electrons.* Physics of Plasmas, vol. 16, page 082705, 2009.

[Chen 09b] Hui Chen, S. C. Wilks, W. L. Kruer, P. K. Patel & R. Shepherd. *Hot electron energy distributions from ultraintense laser solid interactions.* Physics of Plasmas, vol. 16, page 020705, 2009.

[Chimier 07] B. Chimier, V. T. Tikhonchuk & L. Hallo. *Heating model for metals irradiated by a subpicosecond laser pulse.* Physical Review B, vol. 75, no. 19, page 195124, 2007.

[Chimier 08] Benoît Chimier, Ludovic Hallo, Vladimir Tikhonchuk & Université de Bordeaux I. *Modélisation des processus physiques hors équilibres lors de l'interaction d'une impulsion laser sub-picoseconde avec une cible metallique.* Thèse de doctorat, Université de Bordeaux I, 2008.

[Chung 05] H.-K. Chung, M.H. Chen, W.L. Morgan, Y. Ralchenko & R.W. Lee. *FLYCHK : Generalized population kinetics and spectral model for rapid spectroscopic analysis for all elements.* High Energy Density Physics, vol. 1, no. 1, pages 3–12, 2005.

[Cottrill 10] L. A. Cottrill, A. Kemp, M. Tabak & R. P. J. Town. *Characterization of escaping electrons from simulations of hot electron transport for intense femtosecond laser–target scenarios.* Nuclear Fusion, vol. 50, page 095002, 2010.

[Davies 97] J. R. Davies, A. R. Bell, M. G. Haines & S. M. Guérin. *Short-pulse high-intensity laser-generated fast electron transport into thick solid targets.* Physical Review E, vol. 56, no. 6, page 7193, 1997.

[Davies 99] J. R. Davies, A. R. Bell & M. Tatarakis. *Magnetic focusing and trapping of high-intensity laser-generated fast electrons at the rear of solid targets.* Physical Review E, vol. 59, no. 5, pages 6032–6036, 1999.

[Davies 02a] J. R. Davies. *How wrong is collisional Monte Carlo modeling of fast electron transport in high-intensity laser-solid interactions ?* Physical Review E, vol. 65, no. 2, page 026407, 2002.

[Davies 02b] J. R. Davies. *Proton Acceleration by Fast Electrons in Laser–solid Interactions.* Laser and Particle Beams, vol. 20, no. 02, pages 243–253, 2002.

[Davies 03] J. R. Davies. *Electric and magnetic field generation and target heating by laser-generated fast electrons.* Physical Review E, vol. 68, no. 5, page 056404, 2003.

[Debayle 08] A. Debayle. *Theoretical study of Ultra High Intensity laser-produced high-current relativistic electron beam transport through solid targets.* Thèse de doctorat, Université de Bordeaux I, 2008.

[Debayle 10] A. Debayle, J. J. Honrubia, E. d'Humières & V. T. Tikhonchuk. *Divergence of laser-driven relativistic electron beams.* Physical Review E, vol. 82, no. 3, page 036405, 2010.

[Decoster 98] A Decoster, P. A. Markowich, B. Perthame & P. A. Raviart. Modeling of collisions. Lavoisier-Gauthier-Villars, paris edition, 1998.

[Doumy 04] G. Doumy, F. Quéré, O. Gobert, M. Perdrix, Ph. Martin, P. Audebert, J. C. Gauthier, J.-P. Geindre & T. Wittmann. *Complete characterization of a plasma mirror for the production of high-contrast ultraintense laser pulses.* Physical Review E, vol. 69, no. 2, page 026402, 2004.

[Drake 74] J. F. Drake. *Parametric instabilities of electromagnetic waves in plasmas.* Physics of Fluids, vol. 17, no. 4, page 778, 1974.

[Drouin 09] M. Drouin. *Vers la simulation particulaire réaliste de l'interaction laser-plasma surcritique : schéma implicite avec amortissement ajustable et fonctions de forme d'ordre élevé.* PhD thesis, ENS Cachan, 2009.

[Eidmann 00] K. Eidmann, J. Meyer-ter-Vehn, T. Schlegel & S. Hüller. *Hydrodynamic simulation of subpicosecond laser interaction with solid-density matter.* Physical Review E, vol. 62, no. 1, page 1202, 2000.

[Estabrook 78] K. Estabrook & W. L. Kruer. *Properties of Resonantly Heated Electron Distributions.* Physical Review Letters, vol. 40, no. 1, page 42, 1978.

[Fermi 40] E. Fermi. *The Ionization Loss of Energy in Gases and in Condensed Materials.* Physical Review, vol. 57, no. 6, page 485, 1940.

[Floux 70] F. Floux, D. Cognard, L Denoeud, G. Piar, D. Parisot, J. Bobin, F. Delobeau & C. Fauquignon. *Nuclear Fusion Reactions in Solid-Deuterium Laser-Produced Plasma.* Physical Review A, vol. 1, pages 821–824, 1970.

[Forslund 77] D. W. Forslund, J. M. Kindel & K. Lee. *Theory of Hot-Electron Spectra at High Laser Intensity.* Physical Review Letters, vol. 39, no. 5, page 284, 1977.

[Freidberg 08] J. P. Freidberg. Plasma physics and fusion energy. Cambridge University Press, 1 edition, 2008.

[Gibbon 92] P. Gibbon & A. R. Bell. *Collisionless absorption in sharp-edged plasmas.* Physical Review Letters, vol. 68, no. 10, page 1535, 1992.

[Gibbon 05] P. Gibbon. Short pulse laser interactions with matter : An introduction. World Scientific Publishing Company, 2005.

[Gitomer 86] S. J. Gitomer, R. D. Jones, F. Begay, A. W. Ehler, J. F. Kephart & R. Kristal. *Fast ions and hot electrons in the laser–plasma interaction.* Physics of Fluids, vol. 29, page 2679, 1986.

[Goudsmit 40] S. Goudsmit & J. L. Saunderson. *Multiple Scattering of Electrons.* Physical Review, vol. 57, no. 1, page 24, January 1940.

[Green 08] J. S. Green, V. M. Ovchinnikov, R. G. Evans, K. U. Akli, H. Azechi, F. N. Beg, C. Bellei, R. R. Freeman, H. Habara, R. Heathcote, M. H. Key, J. A. King, K. L. Lancaster, N. C. Lopes, T. Ma, A. J. MacKinnon, K. Markey, A. McPhee, Z. Najmudin, P. Nilson, R. Onofrei, R. Stephens, K. Takeda, K. A. Tanaka, W. Theobald, T. Tanimoto, J. Waugh, L. Van Woerkom, N. C. Woolsey, M. Zepf, J. R. Davies & P. A. Norreys. *Effect of Laser Intensity on Fast-Electron-Beam Divergence in Solid-Density Plasmas.* Physical Review Letters, vol. 100, no. 1, page 015003, 2008.

[Gremillet 01] L. Gremillet. *Étude théorique et expérimentale du transport des électrons rapides dans l'interaction laser-solide à très haut flux.* Thèse de doctorat, Ecole Polytechnique, 2001.

[Gremillet 02] Laurent Gremillet, Guy Bonnaud & François Amiranoff. *Filamented transport of laser-generated relativistic electrons penetrating a solid target.* Physics of Plasmas, vol. 9, no. 3, pages 941–948, 2002.

[Gryzinski 65] M. Gryzinski. *Classical Theory of Atomic Collisions. I. Theory of Inelastic Collisions.* Physical Review, vol. 138, no. 2A, page A336, 1965.

[Haines 09] M. G. Haines, M. S. Wei, F. N. Beg & R. B. Stephens. *Hot-Electron Temperature and Laser-Light Absorption in Fast Ignition.* Physical Review Letters, vol. 102, no. 4, page 045008, 2009.

[Hall 84] T. A. Hall. *A focusing X-ray crystal spectrograph.* Journal of Physics E : Scientific Instruments, vol. 17, no. 2, pages 110–112, 1984.

[Hatchett 00] S. P. Hatchett, C. G. Brown, T. E. Cowan, E. A. Henry, J. S. Johnson, M. H. Key, J. A. Koch, A. B. Langdon, B. F. Lasinski, R. W. Lee, A. J. Mackinnon, D. M. Pennington, M. D. Perry, T. W. Phillips, M. Roth, T. C. Sangster, M. S. Singh, R. A. Snavely, M. A. Stoyer, S. C. Wilks & K. Yasuike. *Electron, photon, and ion beams from the relativistic interaction of Petawatt laser pulses with solid targets.* Physics of Plasmas, vol. 7, page 2076, 2000.

[Hombourger 98] C. Hombourger. *An empirical expression for K-shell ionization cross section by electron impact.* Journal of Physics B : Atomic, Molecular and Optical Physics, vol. 31, no. 16, pages 3693–3702, 1998.

[Honrubia 04] J.j. Honrubia, A. Antonicci & D. Moreno. *Hybrid Simulations of Fast Electron Transport in Conducting Media.* Laser and Particle Beams, vol. 22, no. 02, pages 129–135, 2004.

[Honrubia 05] J. J. Honrubia, M. Kaluza, J. Schreiber, G. D. Tsakiris & J. Meyer-ter-Vehn. *Laser-driven fast-electron transport in preheated foil targets.* Physics of Plasmas, vol. 12, page 052708, 2005.

[Honrubia 06] J. J. Honrubia & J. Meyer-ter-Vehn. *Three-dimensional fast electron transport for ignition-scale inertial fusion capsules.* Nuclear Fusion, vol. 46, pages L25–L28, 2006.

[IEA 11] IEA. *Key World Energy Statistics.* 2011.

[Kar 09] S. Kar, A. P. L. Robinson, D. C Carroll, O Lundh, K. Markey, P. McKenna, P. Norreys & M. Zepf. *Guiding of Relativistic Electron Beams in Solid Targets by Resistively Controlled Magnetic Fields.* Physical Review Letters, vol. 102, no. 5, page 055001, 2009.

[Katz 52] L. Katz & A. S. Penfold. *Range-Energy Relations for Electrons and the Determination of Beta-Ray End-Point Energies by Absorption.* Reviews of Modern Physics, vol. 24, no. 1, pages 28–44, 1952.

[Kemp 06] A. J. Kemp, Y. Sentoku, V. Sotnikov & S. C. Wilks. *Collisional Relaxation of Superthermal Electrons Generated by Relativistic Laser Pulses in Dense Plasma.* Physical Review Letters, vol. 97, no. 23, pages 5001–5004, 2006.

[Key 80] M. H. Key, C. L. S. Lewis, J. G. Lunney, A. Moore, J. M. Ward & R. K. Thareja. *Time-Resolved X-Ray Spectroscopy of Laser-Produced Plasmas.* Physical Review Letters, vol. 44, no. 25, page 1669, 1980.

[Key 98] M. H. Key, M. D. Cable, T. E. Cowan, K. G. Estabrook, B. A. Hammel, S. P. Hatchett, E. A. Henry, D. E. Hinkel, J. D. Kilkenny, J. A. Koch, W. L. Kruer, A. B. Langdon, B. F. Lasinski, R. W. Lee, B. J. MacGowan, A. MacKinnon, J. D. Moody, M. J. Moran, A. A. Offenberger, D. M. Pennington, M. D. Perry, T. J. Phillips, T. C. Sangster, M. S. Singh, M. A. Stoyer, M. Tabak, G. L. Tietbohl, M. Tsukamoto, K. Wharton & S. C. Wilks. *Hot electron production and heating by hot electrons in fast ignitor research.* Physics of Plasmas, vol. 5, page 1966, 1998.

[Kilkenny 80] J. D. Kilkenny, R. W. Lee, M. H. Key & J. G. Lunney. *X-ray spectroscopic diagnosis of laser-produced plasmas, with emphasis on line broadening.* Physical Review A, vol. 22, no. 6, page 2746, 1980.

[Kissel 83] L. Kissel, C.A. Quarles & R.H. Pratt. *Shape functions for atomic-field bremsstrahlung from electrons of kinetic energy 1-500 keV on selected neutral atoms* $1 \leq Z \leq 92$. Atomic Data and Nuclear Data Tables, vol. 28, no. 3, pages 381–460, 1983.

[Kluge 11] T. Kluge, T. Cowan, A. Debus, U. Schramm, K. Zeil & M. Bussmann. *Electron Temperature Scaling in Laser Interaction with Solids.* Physical Review Letters, vol. 107, no. 20, page 205003, 2011.

[Koch 59] H. W. Koch & J. W. Motz. *Bremsstrahlung Cross-Section Formulas and Related Data.* Reviews of Modern Physics, vol. 31, no. 4, page 920, 1959.

[Kodama 01] R. Kodama, P. A. Norreys, K. Mima, A. E. Dangor, R. G. Evans, H. Fujita, Y. Kitagawa, K. Krushelnick, T. Miyakoshi, N. Miyanaga, T. Norimatsu, S. J. Rose, T. Shozaki, K. Shigemori, A. Sunahara, M. Tampo, K. A. Tanaka, Y. Toyama, T. Yamanaka & M. Zepf. *Fast heating of ultrahigh-density plasma as a step towards laser fusion ignition.* Nature, vol. 412, no. 6849, pages 798–802, 2001.

[Kodama 04] R Kodama, H Azechi, H Fujita, H Habara, Y Izawa, T Jitsuno, T Jozaki, Y Kitagawa, K Krushelnick, T Matsuoka, K Mima, N Miyanaga, K Nagai, H Nagatomo, M Nakai, H Nishimura, T Norimatsu, P Norreys, K Shigemori, H Shiraga, A Sunahara, K.A Tanaka, M Tanpo, Y Toyama, K Tsubakimoto, T Yamanaka & M Zepf. *Fast plasma heating in a cone-attached geometry—towards fusion ignition.* Nuclear Fusion, vol. 44, pages S276–S283, 2004.

[Kruer 85] W. L. Kruer & K. Estabrook. *$J \times B$ heating by very intense laser light.* Physics of Fluids, vol. 28, no. 1, page 430, 1985.

[Kruer 88] W. L. Kruer. The physics of laser plasma interactions. Westview Press, 1988.

[Lancaster 07] K. L. Lancaster, J. S. Green, D. S. Hey, K. U. Akli, J. R. Davies, R. J. Clarke, R. R. Freeman, H. Habara, M. H. Key, R. Kodama, K. Krushelnick, C. D. Murphy, M. Nakatsutsumi, P. Simpson, R. Stephens, C. Stoeckl, T. Yabuuchi, M. Zepf & P. A. Norreys. *Measurements of Energy Transport Patterns in Solid Density Laser Plasma Interactions at Intensities of* 5×10^{20} W.cm^{-2}. Physical Review Letters, vol. 98, no. 12, page 125002, March 2007.

[LANL 83] T4 Group LANL. *SESAME Report on the Los Alamos Equation-of-State Library.* LANL Report, no. LALP-83-4, 1983.

[Lasinski 99] Barbara F Lasinski, A. Bruce Langdon, Stephen P Hatchett, Michael H Key & Max Tabak. *Particle-in-cell simulations of ultra intense laser pulses propagating through overdense plasma for fast-ignitor and radiography applications.* Physics of Plasmas, vol. 6, no. 5, pages 2041–2047, 1999.

[Lawson 57] J. D. Lawson. *Some Criteria for a Power Producing Thermonuclear Reactor.* Proceedings of the Physical Society. Section B, vol. 70, pages 6–10, 1957.

[Lee 71] R. Lee. *Return Current Induced by a Relativistic Beam Propagating in a Magnetized Plasma.* Physics of Fluids, vol. 14, no. 6, page 1213, 1971.

[Lee 84] Y. T. Lee & R. M. More. *An electron conductivity model for dense plasmas.* Physics of Fluids, vol. 27, no. 5, page 1273, 1984.

[Lefebvre 97] Erik Lefebvre & Guy Bonnaud. *Nonlinear electron heating in ultrahigh-intensity-laser–plasma interaction.* Physical Review E, vol. 55, no. 1, pages 1011–1014, 1997.

[Lefebvre 03] E. Lefebvre, N. Cochet, S. Fritzler, V. Malka, M.-M Aleónard, J.-F Chemin, S. Darbon, L. Disdier, J. Faure, A. Fedotoff, O. Landoas, G. Malka, V. Meót, P. Morel, M. Rabec Le Gloahec, A. Rouyer, Ch. Rubbelynck, V. Tikhonchuk, R. Wrobel, P. Audebert & C. Rousseaux. *Electron and photon production from relativistic laser–plasma interactions.* Nuclear Fusion, vol. 43, no. 7, pages 629–633, 2003.

[MacPhee 08] A. G. MacPhee, K. U. Akli, F. N. Beg, C. D. Chen, H. Chen, R. Clarke, D. S. Hey, R. R. Freeman, A. J. Kemp, M. H. Key, J. A. King, S. Le Pape, A. Link, T. Y. Ma, H. Nakamura, D. T. Offermann, V. M. Ovchinnikov,

P. K. Patel, T. W. Phillips, R. B. Stephens, R. Town, Y. Y. Tsui, M. S. Wei, L. D. Van Woerkom & A. J. Mackinnon. *Diagnostics for fast ignition science (invited).* Review of Scientific Instruments, vol. 79, page 10F302, 2008.

[Maire 07] P.-H. Maire, R. Abgrall, J. Breil & J. Ovadia. *A Cell-Centered Lagrangian Scheme for Two-Dimensional Compressible Flow Problems.* SIAM Journal on Scientific Computing, vol. 29, no. 4, page 1781, 2007.

[Maire 08] P.-H. Maire & J. Breil. *A second-order cell-centered Lagrangian scheme for two-dimensional compressible flow problems.* International Journal for Numerical Methods in Fluids, vol. 56, no. 8, pages 1417–1423, 2008.

[Malka 96] G. Malka & J. L. Miquel. *Experimental Confirmation of Ponderomotive-Force Electrons Produced by an Ultrarelativistic Laser Pulse on a Solid Target.* Physical Review Letters, vol. 77, no. 1, page 75, 1996.

[Manclossi 06] M. Manclossi. *Ultra High Intensity laser produced fast electron transport in under-dense and over-dense matter.* Thèse de doctorat, Ecole Polytechnique, 2006.

[Martinolli 04] E. Martinolli, M. Koenig, J. M. Boudenne, E. Perelli, D. Batani & T. A. Hall. *Conical crystal spectrograph for high brightness x-ray K_α spectroscopy in subpicosecond laser–solid interaction.* Review of Scientific Instruments, vol. 75, no. 6, page 2024, 2004.

[Martinolli 06] E. Martinolli, M. Koenig, S. D. Baton, J. J. Santos, F. Amiranoff, D. Batani, E. Perelli-Cippo, F. Scianitti, L. Gremillet, R. Mélizzi, A. Decoster, C. Rousseaux, T. A. Hall, M. H. Key, R. Snavely, A. J. MacKinnon, R. R. Freeman, J. A. King, R. Stephens, D. Neely & R. J. Clarke. *Fast-electron transport and heating of solid targets in high-intensity laser interactions measured by $K\alpha$ fluorescence.* Physical Review E, vol. 73, no. 4, page 046402, 2006.

[Mehlhorn 81] T. A. Mehlhorn. *A finite material temperature model for ion energy deposition in ion-driven inertial confinement fusion targets.* Journal of Applied Physics, vol. 52, no. 11, page 6522, 1981.

[Milchberg 88] H. M. Milchberg, R. R. Freeman, S. C. Davey & R. M. More. *Resistivity of a Simple Metal from Room Temperature to 10^6 K.* Physical Review Letters, vol. 61, no. 20, page 2364, 1988.

[Modena 95] A. Modena, Z. Najmudin, A. E. Dangor, C. E. Clayton, K. A. Marsh, C. Joshi, V. Malka, C. B. Darrow, C. Danson, D. Neely & F. N. Walsh. *Electron acceleration from the breaking of relativistic plasma waves.* Nature, vol. 377, pages 606–608, 1995.

[Molière 48] G. Molière. *Theorie der Streuung schneller geladener Teilchen II. Mehrfach- und Vielfachstreuung.* Zeitschrift Naturforschung Teil A, vol. 3a, page 78, 1948.

[Möller 32] C. Möller. *Zur Theorie des Durchgangs schneller Elektronen durch Materie.* Annalen der Physik, vol. 406, no. 5, pages 531–585, 1932.

[More 86] R. M. More. *Plasma processes in non-ideal plasmas.* 1986.

[More 88] R. M. More, K. H. Warren, D. A. Young & G. B. Zimmerman. *New quotidian equation of state (QEOS) for hot dense matter.* Physics of Fluids, vol. 31 :10, 1988.

[Moseley 13] H. G. J. Moseley. *The high frequency spectra of the elements.* Phil. Mag., page 1024, 1913.

[Myatt 07] J. Myatt, W. Theobald, J. A. Delettrez, C. Stoeckl, M. Storm, T. C. Sangster, A. V. Maximov & R. W. Short. *High-intensity laser interactions with mass-limited solid targets and implications for fast-ignition experiments on OMEGA EP.* Physics of Plasmas, vol. 14, no. 5, page 056301, 2007.

[Nakamura 08] H. Nakamura, Y. Sentoku, T. Matsuoka, K. Kondo, M. Nakatsutsumi, T. Norimatsu, H. Shiraga, K. A. Tanaka, T. Yabuuchi & R. Kodama. *Fast Heating of Cylindrically Imploded Plasmas by Petawatt Laser Light.* Physical Review Letters, vol. 100, no. 16, page 165001, 2008.

[Nardi 78] E. Nardi & Z. Zinamon. *Energy deposition by relativistic electrons in high-temperature targets.* Physical Review A, vol. 18, no. 3, page 1246, 1978.

[Nigam 59] B. P. Nigam, M. K. Sundaresan & Ta-You Wu. *Theory of Multiple Scattering : Second Born Approximation and Corrections to Molière's Work.* Physical Review, vol. 115, no. 3, page 491, 1959.

[Nilson 08] P. M. Nilson, W. Theobald, J. Myatt, C. Stoeckl, M. Storm, O. V. Gotchev, J. D. Zuegel, R. Betti, D. D. Meyerhofer & T. C. Sangster. *High-intensity laser-plasma interactions in the refluxing limit.* Physics of Plasmas, vol. 15, no. 5, page 056308, 2008.

[Norreys 09] P. A. Norreys, R. H. H. Scott, K. L. Lancaster, J. S. Green, A. P. L. Robinson, M. Sherlock, R. G. Evans, M. G. Haines, S. Kar, M. Zepf, M. H. Key, J. King, T. Ma, T. Yabuuchi, M. S. Wei, F. N. Beg, P. Nilson, W. Theobald, R. B. Stephens, J. Valente, J. R. Davies, K. Takeda, H. Azechi, M. Nakatsutsumi, T. Tanimoto, R. Kodama & K. A. Tanaka. *Recent fast electron energy transport experiments relevant to fast ignition inertial fusion.* Nuclear Fusion, vol. 49, no. 10, page 104023, 2009.

[Nuckolls 73] J. Nuckolls, J. Emmett & L. Wood. *Laser-induced thermonuclear fusion.* Physics Today, vol. 26, no. 8, page 46, 1973.

[Nuter 08] R. Nuter, L. Gremillet, P. Combis, M. Drouin, E. Lefebvre, A. Flacco & V. Malka. *Influence of a preplasma on electron heating and proton acceleration in ultraintense laser-foil interaction.* Journal of Applied Physics, vol. 104, page 103307, 2008.

[Ovchinnikov 11] V. M. Ovchinnikov, D. W. Schumacher, G. E. Kemp, A. G. Krygier, L. D. Van Woerkom, K. U. Akli, R. R. Freeman, R. B. Stephens & A. Link. *Using time-integrated K images to study refluxing and the extent of pre-plasmas in intense laser-plasma experiment.* Physics of Plasmas, vol. 18, no. 11, page 112702, 2011.

[Pak 04] A. Pak, G. Gregori, J. Knight, K. Campbell, D. Price, B. Hammel, O. L. Landen & S. H. Glenzer. *X-ray line measurements with high efficiency Bragg crystals.* Review of Scientific Instruments, vol. 75, no. 10, page 3747, 2004.

[Perez 10a] F. Perez. *Étude du transport des électrons suprathermiques en milieu solide ou comprimé dans le cadre de l'allumeur rapide.* Thèse de doctorat, Ecole Polytechnique, 2010.

[Perez 10b] F. Perez, L. Gremillet, M. Koenig, S. D. Baton, P. Audebert, M. Chahid, C. Rousseaux, M. Drouin, E. Lefebvre, T. Vinci, J. Rassuchine, T. Cowan, S. A. Gaillard, K. A. Flippo & R. Shepherd. *Enhanced Isochoric Heating from Fast Electrons Produced by High-Contrast, Relativistic-Intensity Laser Pulses.* Physical Review Letters, vol. 104, no. 8, page 085001, 2010.

[Perez 11] F. Perez, A. Debayle, J. Honrubia, M. Koenig, D. Batani, S. D. Baton, F. N. Beg, C. Benedetti, E. Brambrink, S. Chawla, F. Dorchies, C. Fourment, M. Galimberti, L. A. Gizzi, L. Gremillet, R. Heathcote, D. P. Higginson, S. Hulin, R. Jafer, P. Koester, L. Labate, K. L. Lancaster, A. J. MacKinnon, A. G. MacPhee, W. Nazarov, P. Nicolai, J. Pasley, R. Ramis, M. Richetta, J. J. Santos, A. Sgattoni, C. Spindloe, B. Vauzour, T. Vinci & L. Volpe. *Magnetically Guided Fast Electrons in Cylindrically Compressed Matter.* Physical Review Letters, vol. 107, no. 6, page 065004, 2011.

[Pert 95] G. J. Pert. *Inverse bremsstrahlung in strong radiation fields at low temperatures.* Physical Review E, vol. 51, no. 5, page 4778, 1995.

[Peter 91] T. Peter & J. Meyer-ter-Vehn. *Energy loss of heavy ions in dense plasma. I. Linear and nonlinear Vlasov theory for the stopping power.* Physical Review A, vol. 43, no. 4, page 1998, 1991.

[Pines 52] D. Pines & D. Bohm. *A Collective Description of Electron Interactions : II. Collective vs Individual Particle Aspects of the Interactions.* Physical Review, vol. 85, no. 2, page 338, January 1952.

[Pratt 77] R. H. Pratt, H. K. Tseng, C. M. Lee, Lynn Kissel, Crawford MacCallum & Merle Riley. *Bremsstrahlung energy spectra from electrons of kinetic energy 1 keV* $\leq \mathrm{T}_1 \leq$ *2000 keV incident on neutral atoms* $2 \leq Z \leq 92$. Atomic Data and Nuclear Data Tables, vol. 20, no. 2, pages 175–209, 1977.

[Pukhov 97] A. Pukhov & J. Meyer-ter-Vehn. *Laser Hole Boring into Overdense Plasma and Relativistic Electron Currents for Fast Ignition of ICF Targets.* Physical Review Letters, vol. 79, no. 14, pages 2686–2689, 1997.

[Quarles 76] C. A. Quarles. *Semiempirical analysis of electron-induced K-shell ionization.* Physical Review A, vol. 13, no. 3, page 1278, 1976.

[Quesnel 98] B. Quesnel & P. Mora. *Theory and simulation of the interaction of ultraintense laser pulses with electrons in vacuum.* Physical Review E, vol. 58, no. 3, page 3719, 1998.

[Rakic 95] A. D. Rakic. *Algorithm for the determination of intrinsic optical constants of metal films : application to aluminum.* Applied Optics, vol. 34, no. 22, pages 4755–4767, 1995.

[Ramis 88] R. Ramis, R. Schmalz & J. Meyer-Ter-Vehn. *MULTI – A computer code for one-dimensional multigroup radiation hydrodynamics.* Computer Physics Communications, vol. 49, no. 3, pages 475–505, 1988.

[Ren 04] C. Ren, M. Tzoufras, F. S. Tsung, W. B. Mori, S. Amorini, R. A. Fonseca, L. O. Silva, J. C. Adam & A. Heron. *Global Simulation for Laser-Driven MeV Electrons in Fast Ignition.* Physical Review Letters, vol. 93, no. 18, page 185004, 2004.

[Ribeyre 08] X. Ribeyre, Ph. Nicolaï, G. Schurtz, M. Olazabal-Loumé, J. Breil, P. H. Maire, J. L. Feugeas, L. Hallo & V. T. Tikhonchuk. *Compression phase study of the HiPER baseline target.* Plasma Physics and Controlled Fusion, vol. 50, no. 2, page 025007, 2008.

[Rossi 41] B. Rossi & K. Greisen. *Cosmic-Ray Theory.* Reviews of Modern Physics, vol. 13, no. 4, page 240, 1941.

[Rozmus 96] W. Rozmus, V. T. Tikhonchuk & R. Cauble. *A model of ultrashort laser pulse absorption in solid targets.* Physics of Plasmas, vol. 3, no. 1, page 360, 1996.

[Salvat 06] F. Salvat, J.M. Fernández-Varea, J. Sempau & X. Llovet. *Monte Carlo simulation of bremsstrahlung emission by electrons.* Radiation Physics and Chemistry, vol. 75, no. 10, pages 1201–1219, 2006.

[Santos 02] J. J. Santos, F. Amiranoff, S. D. Baton, L. Gremillet, M. Koenig, E. Martinolli, M. Rabec Le Gloahec, C. Rousseaux, D. Batani, A. Bernardinello, G. Greison & T. Hall. *Fast Electron Transport in Ultraintense Laser Pulse Interaction with Solid Targets by Rear-Side Self-Radiation Diagnostics.* Physical Review Letters, vol. 89, no. 2, page 025001, 2002.

[Santos 03] J. J. Santos. *Génération et transport des électrons rapides dans l'interaction laser-solide à très haut flux.* Thèse de doctorat, Ecole Polytechnique, 2003.

[Santos 07] J. J. Santos, A. Debayle, Ph. Nicolai, V. Tikhonchuk, M. Manclossi, D. Batani, A. Guemnie-Tafo, J. Faure, V. Malka & J. J. Honrubia. *Fast-electron transport and induced heating in aluminum foils.* Physics of Plasmas, vol. 14, no. 10, page 103107, 2007.

[Santos 09] J. J. Santos, D. Batani, P. McKenna, S. D. Baton, F. Dorchies, A. Dubrouil, C. Fourment, S. Hulin, Ph. Nicolaï, M. Veltcheva, P. Carpeggiani, M. N. Quinn, E. Brambrink, M. Koenig, M. Rabec Le Glohaec, Ch. Spindloe & M. Tolley. *Fast electron propagation in high density plasmas created by shock wave compression.* Plasma Physics and Controlled Fusion, vol. 51, page 014005, 2009.

[Seltzer 74] S. M. Seltzer & M. J. Berger. *Transmission and reflection of electrons by foils.* Nuclear Instruments and Methods, vol. 119, pages 157–176, 1974.

[Seltzer 85] S. M. Seltzer & M. J. Berger. *Bremsstrahlung spectra from electron interactions with screened atomic nuclei and orbital electrons.* Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B : Beam Interactions with Materials and Atoms, vol. 12, no. 1, pages 95–134, 1985.

[Seltzer 86] S. M. Seltzer & M. J. Berger. *Bremsstrahlung energy spectra from electrons with kinetic energy* $1\,\mathrm{keV} - 10\,\mathrm{GeV}$ *incident on screened nuclei and orbital electrons of neutral atoms with Z = 1-100.* Atomic Data and Nuclear Data Tables, vol. 35, no. 3, pages 345–418, 1986.

[Sentoku 08] Y. Sentoku & A.J. Kemp. *Numerical methods for particle simulations at extreme densities and temperatures : Weighted particles, relativistic collisions and reduced currents.* Journal of Computational Physics, vol. 227, no. 14, pages 6846–6861, 2008.

[Sheng 00] Z. -M. Sheng, Y. Sentoku, K. Mima, J. Zhang, W. Yu & J. Meyer-ter-Vehn. *Angular Distributions of Fast Electrons, Ions, and Bremsstrahlung x/ -Rays in Intense Laser Interaction with Solid Targets.* Physical Review Letters, vol. 85, no. 25, pages 5340–5343, 2000.

[Silva 02] Luís O Silva, Ricardo A Fonseca, John W Tonge, Warren B Mori & John M Dawson. *On the role of the purely transverse Weibel instability in fast ignitor scenarios.* Physics of Plasmas, vol. 9, no. 6, pages 2458–2461, 2002.

[Sinars 03] D. B. Sinars, G. R. Bennett, D. F. Wenger, M. E. Cuneo & J. L. Porter. *Evaluation of Bent-Crystal X-Ray Backlighting and Microscopy Techniques for the Sandia Z Machine.* Applied Optics, vol. 42, no. 19, pages 4059–4071, 2003.

[Solodov 08] A. A. Solodov & R. Betti. *Stopping power and range of energetic electrons in dense plasmas of fast-ignition fusion targets.* Physics of Plasmas, vol. 15, no. 4, page 042707, 2008.

[Speziale 77] T. Speziale & P. J Catto. *Linear wave conversion in an unmagnetized, collisionless plasma.* Physics of Fluids, vol. 20, no. 6, pages 990–997, 1977.

[Spitzer 62] L. Spitzer. *Physics of Fully Ionized Gases*, 1962.

[Stephens 04] R. B. Stephens, R. A. Snavely, Y. Aglitskiy, F. Amiranoff, C. Andersen, D. Batani, S. D. Baton, T. Cowan, R. R. Freeman, T. Hall, S. P. Hatchett, J. M. Hill, M. H. Key, J. A. King, J. A. Koch, M. Koenig, A. J. MacKinnon, K. L. Lancaster, E. Martinolli, P. Norreys, E. Perelli-Cippo, M. Rabec Le Gloahec, C. Rousseaux, J. J. Santos & F. Scianitti. *K_α fluorescence measurement of relativistic electron transport in the context of fast ignition.* Physical Review E, vol. 69, no. 6, page 066414, 2004.

[Sternheimer 66] R. Sternheimer. *Density Effect for the Ionization Loss of Charged Particles.* Physical Review, vol. 145, no. 1, pages 247–250, 1966.

[Sternheimer 82] R. M. Sternheimer, S. M. Seltzer & M. J. Berger. *Density effect for the ionization loss of charged particles in various substances.* Physical Review B, vol. 26, no. 11, page 6067, 1982.

[Strickland 85] D. Strickland & G. Mourou. *Compression of amplified chirped optical pulses.* Optics Communications, vol. 56, no. 3, pages 219–221, 1985.

[Szabo 11] Csilla I. Szabo, Uri Feldman, Stephen Seltzer, Lawrence T. Hudson, Michelle O'Brien, Hye-Sook Park & John F. Seely. *Efficiency calibrations of cylindrically bent transmission crystals in the 20 to 80keV x-ray energy range.* Optics Letters, vol. 36, no. 8, pages 1335–1337, 2011.

[Tabak 94] M. Tabak, J. Hammer, M. E. Glinsky, W. L. Kruer, S. C. Wilks, J. Woodworth, E. M. Campbell, M. D. Perry & R. J. Mason. *Ignition and high gain with ultrapowerful lasers.* Physics of Plasmas, vol. 1, page 1626, 1994.

[Takizuka 77] T. Takizuka & H. Abe. *A binary collision model for plasma simulation with a particle code.* Journal of Computational Physics, vol. 25, no. 3, pages 205–219, 1977.

[Theobald 06] W. Theobald, K. Akli, R. Clarke, J. A. Delettrez, R. R. Freeman, S. Glenzer, J. Green, G. Gregori, R. Heathcote, N. Izumi, J. A. King, J. A. Koch, J. Kuba, K. Lancaster, A. J. MacKinnon, M. Key, C. Mileham, J. Myatt, D. Neely, P. A. Norreys, H.-S. Park, J. Pasley, P. Patel, S. P. Regan, H. Sawada, R. Shepherd, R. Snavely, R. B. Stephens, C. Stoeckl, M. Storm, B. Zhang & T. C. Sangster. *Hot surface ionic line emission and cold K-inner shell emission from petawatt-laser-irradiated Cu foil targets.* Physics of Plasmas, vol. 13, no. 4, page 043102, 2006.

[Tikhonchuk 02] V. T Tikhonchuk. *Interaction of a beam of fast electrons with solids.* Physics of Plasmas, vol. 9, no. 4, pages 1416–1421, 2002.

[Uhm 83] H. S. Uhm. *Free electron laser instability for a relativistic solid electron beam in a helical wiggler field.* Physics of Fluids, vol. 26, no. 1, page 288, 1983.

[Uschmann 05] I. Uschmann, U. Nothelle, E. Förster, V. Arkadiev, N. Langhoff, A. Antonov, I. Grigorieva, R. Steinkopf & A. Gebhardt. *High efficiency, high quality x-ray optic based on ellipsoidally bent highly oriented pyrolytic graphite crystal for ultrafast x-ray diffraction experiments.* Applied Optics, vol. 44, no. 24, pages 5069–5075, 2005.

[Volpe 11] L. Volpe, D. Batani, B. Vauzour, Ph. Nicolaï, J. J. Santos, C. Regan, A. Morace, F. Dorchies, C. Fourment, S. Hulin, F. Perez, S. Baton, K. Lancaster, M. Galimberti, R. Heathcote, M. Tolley, Ch. Spindloe, P. Koester, L. Labate, L. A. Gizzi, C. Benedetti, A. Sgattoni, M. Richetta, J. Pasley, F. Beg, S. Chawla, D. P. Higginson & A. G. MacPhee. *Proton radiography of laser-driven imploding target in cylindrical geometry.* Physics of Plasmas, vol. 18, no. 1, page 012704, 2011.

[Wartski 76] L. W. Wartski. *Etude du rayonnement de transition optique produit par des électrons d'énergie 30 à 70 MeV. Application aux diagnostics de faisceaux de particules chargées.* Thèse de doctorat, Université Paris-Sud, 1976.

[Weibel 59] E. S. Weibel. *Spontaneously Growing Transverse Waves in a Plasma Due to an Anisotropic Velocity Distribution.* Physical Review Letters, vol. 2, no. 3, page 83, 1959.

[Weibel 67] E. S. Weibel. *Anomalous Skin Effect in a Plasma.* Physics of Fluids, vol. 10, no. 4, page 741, 1967.

[Wentzel 27] G. Wentzel. *Uber strahlungslose Quantensprünge.* Zeitschrift für Physik, vol. 43, no. 8, pages 524–530, 1927.

[Wharton 98] K. B. Wharton, S. P. Hatchett, S. C. Wilks, M. H. Key, J. D. Moody, V. Yanovsky, A. A. Offenberger, B. A. Hammel, M. D. Perry & C. Joshi. *Experimental Measurements of Hot Electrons Generated by Ultraintense ($> 10^{19}$ W.cm^{-2}) Laser-Plasma Interactions on Solid-Density Targets.* Physical Review Letters, vol. 81, no. 4, page 822, 1998.

[Wilks 92] S. C. Wilks, W. L. Kruer, M. Tabak & A. B. Langdon. *Absorption of ultra-intense laser pulses.* Physical Review Letters, vol. 69, no. 9, page 1383, 1992.

[Yakovlev 80] D. G Yakovlev & V. A Urpin. *Thermal and electrical conductivity in white dwarfs and neutron stars.* vol. 24, page 303, 1980.

[Yang 95] T.-Y. B. Yang, W. L. Kruer, R. M. More & A. B. Langdon. *Absorption of laser light in overdense plasmas by sheath inverse bremsstrahlung.* Physics of Plasmas, vol. 2, no. 8, page 3146, 1995.

[Yasuike 01] K. Yasuike, M. H. Key, S. P. Hatchett, R. A. Snavely & K. B. Wharton. *Hot electron diagnostic in a solid laser target by K-shell lines measurement from ultraintense laser–plasma interactions (*3×10^{20}W.cm^{-2}*,* $\leq 400J$*).* Review of Scientific Instruments, vol. 72, page 1236, 2001.

[Yee 66] K. S. Yee. *Numerical solution of initial boundary value problems involving Maxwell's equations in isotropic media.* IEE Trans. Ant. Propagat., vol. 14, no. 302, 1966.

[Yu 99] J. Yu, Z. Jiang, J. C. Kieffer & A. Krol. *Hard x-ray emission in high intensity femtosecond laser–target interaction.* Physics of Plasmas, vol. 6, page 1318, 1999.

[Zel'dovich 02] Ya. B. Zel'dovich & Yu. P. Raizer. Physics of shock waves and High-Temperature hydrodynamic phenomena. Dover Publications, 2002.

[Ziegler 10] James F. Ziegler, M.D. Ziegler & J.P. Biersack. *SRIM – The stopping and range of ions in matter (2010).* Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B : Beam Interactions with Materials and Atoms, vol. 268, no. 11–12, pages 1818–1823, 2010.