THESE

présentée à l'Ecole Polytechnique

pour obtenir le diplôme de

DOCTEUR DE L'ECOLE POLYTECHNIQUE

par

ALESSANDRA BENUZZI

Spécialité : Physique

Titre de la thèse:

GENERATION DE HAUTES PRESSIONS PAR CHOC LASER: APPLICATION A LA MESURE D'EQUATIONS D'ETAT.

Soutenue publiquement le 18 Décembre 1997 devant la Commission d'Examen composée de:

MM. R. CAUBLE
G. CHABRIER Rapporteur
M. DECROISETTE
J.C. GAUTHIER
M. KOENIG
G. LAVAL Président
J.P. ROMAIN Rapporteur

Ai miei genitori,
A mes parents,

Remerciements

Je tiens à remercier ici tous ceux qui ont eu un rôle déterminant dans la réalisation de ce travail de thèse, en mettant à ma disposition leurs compétences scientifiques et leur soutien humain.

Je remercie tout d'abord Messieurs Denis Pesme et Alain Migus, successivement directeurs du laboratoire LULI de l'Ecole Polytechnique pendant les années de ma thèse, pour m'avoir permis de réaliser ce travail dans les meilleures conditions en m'accueillant dans leur laboratoire.

Mes remerciements vont aussi à tous les membres du jury: à Messieurs Gilles Chabrier et Jean Pierre Romain pour s'être acquittés de la lourde tâche de rapporteurs; à Messieurs Robert Cauble, Michel Decroisette, Guy Laval et Jean Claude Gauthier pour l'intérêt qu'ils ont bien voulu porter à ce travail en participant au jury.

Un remerciement particulier à Michel Koenig pour avoir dirigé ce travail de thèse. Il a su guider mon esprit parfois confus et m'a permis d'acquérir à la fois autonomie et détermination dans le travail. Son enthousiasme et son honnêteté intellectuelle ont été pour moi un exemple précieux. Grâce à lui, j'ai eu l'occasion de rentrer pleinement dans le monde de la recherche internationale. Je le remercie également pour la convivialité qu'il a su instaurer entre nous en établissant un lien d'amitié franc et sincère.

Je remercie très chaleureusement Dimitri Batani qui m'a introduite au LULI et qui pendant ces années, m'a toujours donné toute sa disponibilité pour de nombreuses et fructueuses discussions scientifiques. Je le remercie aussi pour sa grande amitié.

Merci également à Bernard "Simpson" Faral pour ses nombreux conseils scientifiques et pour les précieux "dépannages" informatiques. Merci aussi pour m'avoir toujours encouragée dans les moments difficiles.

Je tiens également à remercier ceux avec lesquels j'ai collaboré, me permettant ainsi d'augmenter mes connaissances scientifiques: Stefan Hüller, Nicolas Grandjouan, Tom Hall, Thorsten Löwer (que je remercie aussi pour les très agréables et succulentes soirées post-manip dans les restaurants de Munich) et Mauro Temporal. Merci aussi

pour leur apport sur le plan humain.

Je remercie tous ceux qu'ils ont eu la patience de répondre à mes questions et à mes appels à l'aide pendant la période de rédaction: Patrick Mora, Patrick Audebert, Thomas Blenski, Michel Boustie.

Merci à Victor Malka pour sa constante présence à toutes mes demandes d'aide tant sur le plan scientifique que sur le plan humain.

J'adresse un remerciement chaleureux à Sophie Baton et Francesca Pisani, copines de tous les jours, pour avoir su créer une joyeuse ambiance dans le bureau le plus "visité" du LULI.

Je remercie tous les autres thésards du laboratoire avec lesquels j'ai partagé les moments les plus durs de la rédaction et qui ont toujours eu un mot gentil d'encouragement: Eric DeWispelaere, Dominique Descamps, Hamed Merdji, Laurent Gremillet, Fabien Dorchies, Sandrine Rebibo.

Je remercie plus particulièrement tous les jeunes stagiaires italiens avec lesquelles j'ai très agréablement et joyeusement travaillé: merci à Simone Bossi, Sonia Nicolella, Daniele Beretta, Federico Strati, Laura Müller, Flavia Torsiello et Viviana Missala. Je remercie vivement Jyothi Krishnan pour avoir toujours rempli de bonne humeur tous les jours et les nuits des longues manips partagées.

Mes remerciements s'adressent aussi à toute l'équipe des électroniciens, laseristes et techniciens sans lesquels les expériences n'auraient pas eu lieu. Je remercie en particulier "l'Ingegnere" Jean Michel Boudenne pour son constant apport technique (et gastronomique) pendant les expériences et pour sa grande sympathie et gentillesse.

De même, je remercie vivement le secrétariat: Françoise Angibault, Nadia Brocard et Danielle Smadja pour leur gentillesse et disponibilité.

Enfin merci et encore merci à tous ceux qui (ils se reconnaîtront) m'ont toujours soutenue et ont été très disponibles pendant les mois de rédaction. Plus particulièrement, je remercie beaucoup celui qui a consacré plein de temps à chercher entre les lignes les inévitables fautes et a supporté ma mauvaise humeur de ces derniers mois.

Table des matières

Introduction page 1

Cadre de la recherche page 1
Objectifs de la thèse page 5
Organisation de la thèse page 6

Bibliographie page 8

Chapitre I:
Plasmas-laser et processus d'ablation page 9

1.1 Création et structure des plasmas-laser page 10

1.2 Les mécanismes d'absorption laser page 12
1.2.1 L'absorption résonnante page 12
1.2.2 L'absorption collisionnelle page 12

1.3 Le transport thermique page 13

1.4 Le transport radiatif page 14
1.4.1 Zone de conversion page 15
1.4.2 Zone de réémission page 17

1.5 Modèle d'expansion: pression et taux d'ablation page 19
1.5.1 Attaque directe page 20
1.5.2 Attaque indirecte page 23

1.6 Conclusions page 26

Bibliographie page 27

Chapitre II:
Ondes de choc et équations d'état page 29

2.1 Introduction page 30

2.2 Définition d'une onde de choc page 31

2.3 Les relations d'Hugoniot-Rankine page 34

2.4 La dynamique de l'onde de choc page 36

2.5 La détermination expérimentale des polaires de choc page 40
2.5.1 La propagation d'un choc à l'interface de deux milieux page 40
2.5.2 La technique de désadaptation d'impédance page 44

2.7 Les ondes de choc dans les solides page 46

2.8 Les équations d'état page 47
2.8.1 Généralités page 48
2.8.2 Cas des plasmas: leur classification page 49
2.8.3 Les équations d'état QEOS page 51
2.8.3.a L'équation d'état ionique page 52
2.8.3.b L'équation d'état électronique page 53
2.8.3.c Correction due aux liaisons chimiques page 55
2.8.4 Les tables d'équations d'état SESAME page 55
2.8.4.a La contribution ionique page 56
2.8.4.b La contribution électronique page 56
2.8.4.c La contribution due aux liaisons chimiques page 58
2.8.4.d Modèles pour l'état liquide-vapeur page 58
2.8.5 Comparaison entre SESAME et QEOS page 60

2.9 Conclusion page 63

Bibliographie page 64

Chapitre III:
Mesure relative des équations d'état page 66

3.1 Introduction page 67

3.2 Description du dispositif expérimental page 68
3.2.1 Le laser du LULI page 69
3.2.2 La conversion de fréquence page 71
3.2.3 Les principaux diagnostics utilisés page 72
3.2.3a Emissivité: mesure de la vitesse du choc page 72
3.2.3b Contrôle de la tache focale page 74
3.2.4 Les cibles page 75

3.3 Lissage optique du faisceau laser page 78
3.3.1 Les lames de phases aléatoires page 78
3.3.2 Les Phase Zone Plates page 81
3.3.2a: La lentille de Fresnel page 81
3.3.2b: Principe de fonctionnement page 82

3.4 Détermination de l'intensité laser sur cible page 86

3.5 La qualité de l'onde de choc page 87
3.5.1 Stationnarité de l'onde de choc: simulations hydrodynamiques page 88
3.5.2 Planéité: aspect expérimental page 90
3.5.3 Préchauffage: comportement au cours du temps
de l'émissivité de la face arrière page 93

3.6 Mesures de la cohérence des équations d'état par la méthode de désadaptation d'impédance page 96
3.6.1 Présentation des résultats page 96
3.6.2 Précision des mesures page 99

3.7 Application de la méthode à un matériau "inconnu": CH-Br page 100

3.8 Conclusions page 103

ANNEXE: calibration temporelle d'une caméra à balayage de fente page 104

Bibliographie page 107

Chapitre IV:
Comparaison attaque directe et attaque indirecte page 109

4.1 Introduction page 110

4.2 Description du dispositif expérimental page 111
4.2.1 Le laser Asterix page 113
4.2.2 La configuration "attaque directe":
le lissage optique du faisceau laser page 115
4.2.3 La configuration "attaque indirecte": la cavité page 115
4.2.4 Les cibles et la caméra streak page 118

4.3 Comparaison de la qualité de l'onde de choc page 119

4.4 Mesures des équations d'état du cuivre (10-40 Mbar) page 123

4.5 Conclusions page 126

Bibliographie page 128

Chapitre V:
Approche vers la mesure d'un deuxième paramètre page 130

5.1 Introduction page 131

5.2 Le dispositif expérimental page 132
5.2.1 Le système de reprise d'image page 133
5.2.2 Le biprisme page 135
5.2.3 Les filtres colorés page 137
5.2.4 La caméra streak page 137

5.3 Principe de l'expérience:
définition de la température de couleur page 139

5.4 Présentation des résultats page 141

5.5 Modélisation page 144

5.5.1 Expansion de la face arrière de la cible page 144
5.5.2 Emissivité de la face arrière de la cible page 147
5.5.3 Coefficient d'absorption page 149

5.6 Comparaison des résultats expérimentaux avec le modèle page 152

5.7 Conclusions page 155

Bibliographie page 157

Chapitre VI:
Contrôle et mesure du taux de préchauffage page 158

6.1 Introduction page 159

6.2 Dispositif expérimental page 160

6.3 Description des cibles "test" page 162

6.4 Présentation des résultats expérimentaux page 163
6.4.1 Cibles Al-Au page 163
6.4.2 Cibles Al simple page 167
6.4.3 Cibles Al-CH page 170

6.5 Interprétation des résultats: modélisation page 172
6.5.1 Description de la détente de la face arrière par le code MULTI page 173
6.5.2 Calcul de la réflectivité page 175
6.5.2a Réflectivité de Fresnel et modèle du matériau stratifié page 175
6.5.2b Modèles de calcul de ν_{ei} page 178

6.6 Comparaison expérience-modèle page 181
6.6.1 Cibles Al-Au page 181
6.6.2 Cibles Al page 185
6.6.3 Cibles Al-CH page 189

6.7 Conclusions page 190

Bibliographie page 191

Conclusions et Perspectives page 192

Conclusions page 192

Perspectives page 194

Bibliographie page 199

Appendice:
Le code MULTI page 201

A.1 Généralités sur les codes hydrodynamiques page 202

A.2 Le code MULTI page 202
A.2.1 L'hydrodynamique page 203
A.2.2 Flux de chaleur et dépôt de l'énergie laser page 204
A.2.3 Transport de rayonnement et traitement multi-groupe page 204
A.2.4 Discrétisation spatiale et description de la cible page 205
A.2.5 Description du laser et de la radiation planckienne page 205

A.3 Conclusions page 205

Bibliographie page 209

PLAN DU CHAPITRE I:
PLASMAS-LASER ET PROCESSUS D'ABLATION

1.1 Création et structure des plasmas-laser

1.2 Les mécanismes d'absorption laser
- **1.2.1 L'absorption résonnante**
- **1.2.2 L'absorption collisionnelle**

1.3 Le transport thermique

1.4 Le transport radiatif
- **1.4.1 Zone de conversion**
- **1.4.2 Zone de réémission**

1.5 Modèle d'expansion: pression et taux d'ablation
- **1.5.1 Attaque directe**
- **1.5.2 Attaque indirecte**

1.6 Conclusions

Bibliographie

Chapitre I
Plasmas-laser et processus d'ablation

1.1 Création et structure des plasmas-laser

Lorsqu'un faisceau laser intense irradie une cible solide, la matière est très rapidement ionisée, sur des temps inférieurs ou de l'ordre de la picoseconde. Cette ionisation est un phénomène d'avalanche: au voisinage de la surface éclairée, des électrons sont arrachés des atomes par ionisation multiphotonique et sont ensuite accélérés par le champ électrique du laser. Les collisions entre ces électrons et les espèces ioniques présentes dans le plasma augmentent alors le degré d'ionisation. L'onde laser doit alors se propager dans le plasma qu'elle vient de former et qui se détend dans le vide ou dans le gaz ambiant. Ce plasma est nécessairement inhomogène en densité puisque sa densité maximale est au moins celle du solide ($n_i \approx$ quelques 10^{22} cm^{-3}). A partir de la relation de dispersion du laser dans le plasma[1], on peut facilement montrer que le vecteur d'onde du laser s'annule (i.e. le laser cesse de se propager) lorsque sa fréquence ω_0 est égale à la fréquence naturelle d'oscillations des électrons (ou fréquence plasma) ω_{pe}. La condition $\omega_0 = \omega_{pe}$ définit une densité électronique caractéristique

$$n_c\,(cm^{-3}) = \frac{1.1\ 10^{21}}{\lambda(\mu m)^2}, \qquad [1.1]$$

appelée *densité critique*, au niveau de laquelle l'onde laser est complètement réfléchie. Dans l'Eq. [1.1], λ est la longueur d'onde du laser. La densité critique vaut respectivement $4\ 10^{21}$ cm^{-3} et $5.7\ 10^{21}$ cm^{-3} aux longueurs d'onde $\lambda = 0.53$ μm et $\lambda = 0.44$ μm des lasers que nous avons utilisés dans nos expériences.

Sur la Fig.1.1 sont représentés les profils spatiaux typiques de la densité et de la température dans la cible lors de l'interaction laser-cible solide. On est naturellement amené à considérer trois zones qui se différencient, comme on le verra dans la suite, d'une part par les mécanismes physiques auxquelles elles sont soumises et d'autre part par la différence des valeurs des grandeurs macroscopiques qui les caractérisent. On définit alors:

* *la couronne* (ou zone d'interaction), pour des densités inférieures à n_c;

* *la zone de conduction* (ou surcritique), pour des densités comprises entre n_c et la densité du solide n_s;

* *la zone sous-choc*, pour des densités supérieures à n_s.

On définit aussi le front d'ablation comme le plan où la densité électronique du plasma est égale à celle du solide n_s.

La couronne est la région où se déroulent les mécanismes d'absorption de l'énergie laser par le plasma. Dans cette zone, la température électronique est à peu près constante et est de l'ordre du keV.

Dans la zone de conduction, l'énergie du laser, déposée dans la couronne, est transportée par conduction thermique et/ou par rayonnement X et X-UV vers les régions de densités plus élevées. Ici l'ordre de grandeur de la température est compris entre 10 eV et 1 keV.

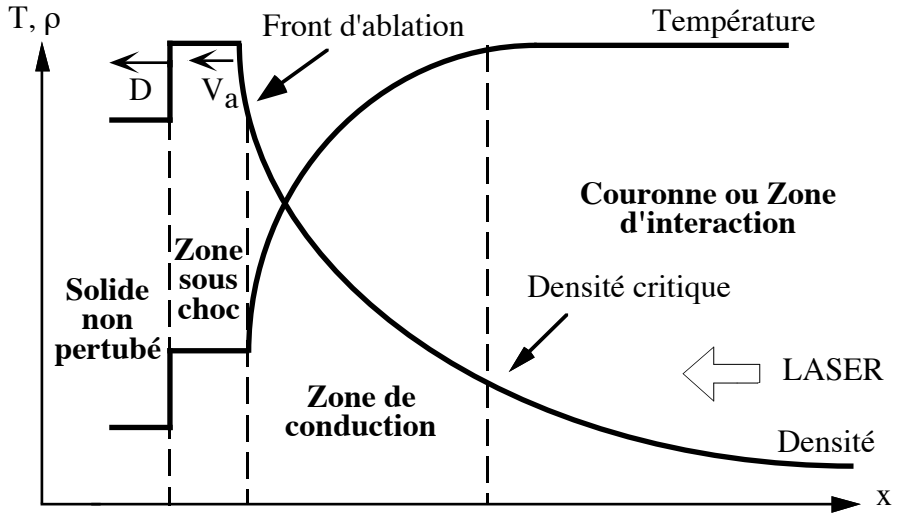


Fig.1.1: Profils caractéristiques de température et de densité dans le cas d'un matériau de numéro atomique $Z \leq Z_0 = 10$ [pour un Z plus élevé les profils dans la zone de conduction sont différents (voir Fig. 2.1)]

La dernière zone est celle caractérisée par la présence d'une onde de choc qui se propage dans le solide: lorsque la matière commence à se détendre juste derrière le front d'ablation, le solide situé devant le front d'ablation est comprimé par effet fusée. Cette

compression rapide provoque une onde de choc (cf. chapitre II). Ici la température est de quelques eV.

1.2 Les mécanismes d'absorption laser

Les deux principaux mécanismes d'absorption de l'énergie laser sont l'absorption résonnante et l'absorption collisionnelle (ou Bremsstrahlung inverse) dans les conditions typiques d'un laser nanoseconde.

1.2.1 L'absorption résonnante

Lorsque l'onde laser n'est pas en incidence normale par rapport à la cible, et lorsqu'elle a une polarisation rectiligne de type "p", il existe une composante du champ électrique de l'onde laser en mesure de générer au niveau de la densité critique, et de façon résonnante ($\omega_0 = \omega_{pe}$), une onde plasma de grande amplitude. Le champ électrique longitudinal très intense associé à cette onde plasma peut accélérer efficacement les électrons du plasma. On observe ainsi la génération d'électrons suprathermiques (leur énergie est beaucoup plus grande que l'énergie thermique) très pénétrants qui ont l'effet néfaste de préchauffer le solide non perturbé (cf. introduction et chapitre VI). Des travaux expérimentaux et théoriques[2] ont démontré que dans le cas des courtes longueurs d'onde et avec des intensités laser modérées, l'absorption résonnante est négligeable devant l'absorption collisionnelle. La limite est donnée[2] par I_L (W/cm^2) $\leq 10^{14}/\lambda(\mu m)^2$. Dans notre cas $\lambda = 0.53$ μm ou $\lambda = 0.44$ μm et l'intensité laser n'est jamais supérieure à $\sim 3\ 10^{14}$ W/cm^2. Il est donc légitime de négliger l'absorption résonnante et d'expliquer un peu plus en détail l'absorption collisionnelle.

1.2.2 L'absorption collisionnelle

L'absorption collisionnelle (ou Bremsstrahlung inverse) est un processus à trois corps au cours duquel un électron absorbe un photon lors d'une collision avec un ion. L'intensité laser incidente I_L satisfait l'équation:

$$\frac{dI_L}{dx} = -\alpha\, I_L \qquad [1.2]$$

où α(cm^{-1}) est le coefficient d'absorption de l'énergie du laser. Si l'on utilise le modèle classique de Lorentz pour décrire l'effet de l'onde laser sur le plasma, on obtient:

$$\alpha = \frac{\nu_{ei}\omega^2_{pe}}{c\omega^2_0\ \mathrm{Re}(n)\left(1+\frac{\nu^2_{ei}}{\omega^2_0}\right)}, \qquad [1.3]$$

où ν_{ei} est la fréquence de collision électron-ion et Re(n) est la partie réelle de l'indice de réfraction. Dans le cas d'un plasma maxwellien sous-dense, ν_{ei} est donné par[1]

$$\nu_{ei} = 3\ 10^{-6} \ln\Lambda\ \frac{n_e\,(cm^{-3})\,Z^*}{T_e(eV)^{3/2}}, \qquad [1.4]$$

où Z* le degré moyen d'ionisation, n_e la densité électronique, T_e la température électronique. lnΛ est le logarithme coulombien défini par

$$\ln\Lambda = \ln\left(\frac{\lambda_D}{b_0}\right) \qquad [1.5]$$

où λ_D est la longueur de Debye et b_0 est le paramètre d'impact correspondant à une déflexion de 90°. Pour nos plasmas lnΛ vaut entre 5-20[3, 4]. En substituant l'Eq. [1.4] dans [1.3] et en considérant la limite $\nu_{ei} << \omega_0$ (ce qui est bien vérifié dans la couronne), on obtient alors:

$$\alpha\,(cm^{-1}) = 8.7\ 10^{-38}\ \frac{\ln\Lambda\ Z^*\ n_e(cm^{-3})^2\ \lambda_0(\mu m)^2}{T_e(eV)^{3/2}\left(1-\frac{n_e}{n_c}\right)} \qquad [1.6]$$

où $\lambda_0 = 2\pi c/\omega_0$. L'absorption collisionnelle est donc une fonction croissante de la densité électronique très piquée au voisinage de la densité critique.

1.3 Le transport thermique

Dans le cas des éléments légers ($Z < Z_0 = 10$) le transport de l'énergie dans la zone de conduction est essentiellement assuré par les électrons thermiques. Suivant la théorie de Spitzer-Harm[5], le flux de chaleur est donné par la formule

$$Q_{SH} = - k_0 \, T_e^{5/2} \, \frac{dT_e}{dx} \qquad [1.7]$$

où k_0 est la conductivité thermique électronique. Cette formule est applicable uniquement lorsque la longueur de gradient de la température est supérieure au libre parcours moyen des électrons. Dans la zone de conduction les gradients peuvent être très raides et, dans ce cas, l'équation [1.7] n'est plus valable. Des expériences réalisées dans les années 80[6] ont montré que le flux de chaleur est inférieur (d'un facteur compris entre 10 et 100) à celui donné par la formule classique. On utilise alors les expressions heuristiques suivantes:

$$Q = \varepsilon \min (|Q_{SH}|, f n_e v_e k T_e) \qquad [1.8]$$

et

$$Q^{-1} = (Q_{SH})^{-1} + (\varepsilon f n_e v_e k T_e)^{-1} \qquad [1.9]$$

où la constante f -appelée facteur de flux limite- est inférieure à 1 et où $\varepsilon = -(dT_e/dx)/|dT_e/dx|$. Une formule plus raffinée a été proposée par Luciani *et al.*[7] Ces auteurs ont démontré que, dans le cas de gradients raides, le flux de chaleur en un point donné dépend du profil de température *autour* de ce point (sur des distances de l'ordre de soixante fois le libre parcours moyen électronique) et pas simplement du gradient de température *en ce* point. On parle alors de transport délocalisé. On peut montrer[8] que, dans ce cas, le flux de chaleur est assuré par des électrons dont la vitesse est de l'ordre de $3v_e$. Les simulations numériques que nous avons réalisées ont montré que l'équation [1.9] donne des résultats pratiquement équivalents à ceux de Luciani *et al.* si l'on prend pour f la valeur f = 0.06.

1.4 Le transport radiatif

Dans le cas où le numéro atomique de l'élément irradié est élevé ($Z >> Z_0 = 10$), la fraction de l'énergie laser convertie en rayonnement X et X-UV est plus importante et le transport de l'énergie est assuré de façon prépondérante par le rayonnement X.

Dans ce cas la zone de conduction se scinde en deux zones, comme représenté sur la Fig.1.2.

L'énergie laser est convertie en rayonnement X dans la zone de conduction au voisinage de la densité critique, appelée *zone de conversion*. Ce rayonnement énergétique est réabsorbé puis réémis à des densités plus élevées, ce qui fait apparaître

une nouvelle zone dite *zone de réémission*. L'énergie est alors transportée de façon radiative par des processus d'absorption et de réémission successifs qui constituent une onde radiative, étudiée par Marshak[9].

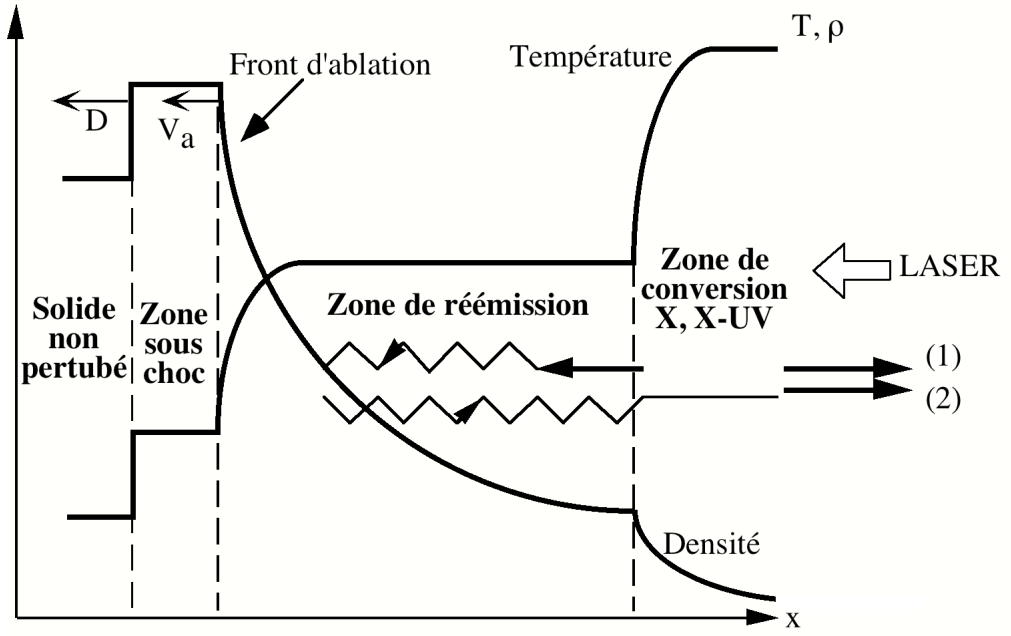


Fig.1.2: Profils caractéristiques de température et de densité dans le cas des éléments de Z élevés et intermédiaires. (1) Rayonnement X et X-UV provenant de la zone de conversion .(2) Rayonnement X-UV provenant de la zone de réémission .

1.4.1 Zone de conversion

Le laser, en déposant son énergie au voisinage de la densité critique, chauffe considérablement cette région qui devient par des processus complexes le siège d'un rayonnement X et X-UV intense. La zone de conversion est caractérisée par des températures élevées de l'ordre du keV et des densités inférieures à 0.1 g/cm^3. Nous allons d'abord rappeler les trois mécanismes d'émission X possibles:

* *L'émission par Bremsstrahlung,* (transition libre-libre) qui se produit lorsqu'un électron entre en collision avec un ion. Lors de cette collision, l'électron est freiné et perd sous forme de rayonnement une partie de son énergie cinétique. On peut montrer que la puissance émise par unité de volume d'un plasma par Bremsstrahlung est[4]:

$$P_{br}\,(W / cm^3) = 1.69\,10^{-32}\, n_e(cm^{-3})\, T_e(eV)^{1/2} \sum_{Z'} \left(Z'^2\, N_i(Z')\right) \qquad [1.10]$$

où n_e et T_e sont respectivement la densité et la température électronique, Z' et $N_i(Z')$ sont le degré d'ionisation et la densité ionique correspondante. La puissance émise par Bremsstrahlung est répartie sur toutes les fréquences.

* *L'émission par photorecombinaison* (transition libre-lié) qui se produit lors d'une recombinaison électron-ion. Ce type de rayonnement domine le Bremsstrahlung d'autant plus que l'état d'ionisation est élevé (et donc son numéro atomique est grand). Dans ce cas la puissance émise par unité de volume est[4]:

$$P_{rec}\,(W / cm^3) = 1.69\ 10^{-32}\, n_e(cm^{-3})\, T_e(eV)^{1/2} \sum_{Z'} \left[Z'^2\, N_i(Z') \left(\frac{E_\infty^{(Z'-1)}}{T_e}\right)\right] \qquad [1.11]$$

où E_∞^Z est l'énergie de liaison de l'électron de la couche la plus externe. Dans la zone de conversion le degré d'ionisation est très élevé: par exemple pour l'aluminium l'ionisation est totale (le degré d'ionisation moyen Z* est ~ 12) et pour l'or Z* ~ 60. Les photons émis par photorecombinaison ont donc des énergies supérieures au keV, parce qu'ils proviennent de transitions avec les couches les plus profondes.

* *L'émission de raie* (transition lié-lié) qui se produit lors d'une transition électronique entre deux niveaux d'un même ion. Ce type d'émission peut être prépondérant dans le cas de matériaux de Z élevé.

Le rayonnement X produit par les différents mécanismes que nous venons de passer en revue est émis aussi bien vers la cible que vers le vide. Le rayonnement qui se propage vers la cible rencontre des zones de densité élevée (de l'ordre de la densité du solide) et de température plus froide où il sera considérablement absorbé en raison de la grande opacité de cette région. Par contre le rayonnement émis dans la direction opposée (vers le vide), s'échappe de la zone de conversion qui est optiquement mince pour son propre rayonnement. Le flux S_x du rayonnement X est alors donné par

$$S_x = \frac{1}{2}\,\eta\, I_L \qquad [1.12]$$

où η est le coefficient de conversion X. Le coefficient η augmente lorsque la longueur d'onde du laser diminue[10] et il est une fonction croissante du degré d'ionisation et donc du numéro atomique de la cible[11] (cf. Eqs. [1.10] et [1.11]). En ce qui concerne le

spectre de ce rayonnement, les X émis sont d'autant plus énergétiques (supérieurs aux keV) que le matériau est lourd[12].

En conclusion, nous avons rapidement montré que l'émission X est d'autant plus importante que le matériau est lourd (Z élevé). On voit (Eqs.[1.10] et [1.11]) que la puissance émise dans le cas d'un plasma avec un degré d'ionisation moyen Z*, est proportionnelle à Z^{*3}. Par exemple, pour un plasma d'une température électronique $T_e = 1$ keV et une densité électronique $n_e = n_c = 4\ 10^{21}$ cm^{-3}, on obtient $P_{br} \approx 1.02\ 10^{14}$ W/cm^3 et $P_{rec} \approx 1.68\ 10^{14}$ W/cm^3 pour l'aluminium et $P_{br} \approx 5.13\ 10^{14}$ W/cm^3 et $P_{rec} \approx 1.86\ 10^{15}$ W/cm^3 pour l'or. On remarque bien que l'émission par les deux processus est plus importante pour l'or.

Cette caractéristique de l'émission X joue, par exemple, un rôle fondamental pour le choix du matériau constituant la cavité dans la configuration de l'attaque indirecte où il est nécessaire d'avoir le meilleur taux de conversion X possible.

1.4.2 Zone de réémission

La zone de réémission est chauffée par le rayonnement X provenant de la zone de conversion. Cette zone est caractérisée par des densités de l'ordre de 1 g/cm^3 et des températures de l'ordre de la centaine d'eV. Elle est optiquement épaisse aux rayons X (appelés "primaires") provenant de la zone de conversion et, par conséquent, son rayonnement se rapproche de celui d'un corps noir d'intensité égale à $\approx \sigma T^4$ (σ est la constante de Stefan-Boltzmann et T la température du milieu). Nous avons alors une réémission planckienne d'une fraction de l'intensité des rayons X primaires[12]. Physiquement, ce phénomène est basé sur de multiples absorptions et réémissions successives. Une hypothèse simplificatrice pour décrire ces processus est de considérer que le rayonnement et la matière sont à l'équilibre thermodynamique local complet. Nous rappelons qu'on parle d'équilibre thermodynamique local (ETL) lorsque la densité est suffisamment élevée pour que les processus collisionnels jouent un rôle prépondérant sur les processus radiatifs qui peuvent ainsi être négligés. Le rayonnement est alors "découplé" de la matière et n'est pas nécessairement à l'équilibre avec elle. Par contre, on parle d'équilibre thermodynamique local complet lorsque localement il y a un équilibre total entre matière et rayonnement, décrit alors par une planckienne à la température du point considéré. Dans ce régime, les longueurs de gradient caractéristiques des grandeurs thermodynamiques du plasma sont grandes devant le libre parcours moyen du rayonnement (dans le cas contraire, celui-ci s'échapperait et ne serait plus à l'équilibre avec la matière). Nous pouvons alors décrire le transport de

l'énergie radiative dans le cadre de l'approximation dite "de diffusion", selon laquelle le flux radiatif S est donné par[13]

$$S = -\frac{16}{3}\,\sigma\, l_R\, T^3\,\frac{\partial T}{\partial x} \qquad [1.13]$$

où l_R est le libre parcours moyen de Rosseland. Nous rappelons que l'opacité de Rosseland est $\mu_R = (\rho l_R)^{-1}$ où ρ est la densité de masse du plasma. Le calcul des opacités des plasmas que nous considérons est un problème de physique atomique très complexe qui ne peut être réalisé que numériquement et reste encore une question d'actualité. Les calculs que l'on peut trouver dans la littérature[14-16] montrent que, pour des matériaux partiellement ionisés à Z élevés, l'ordre de grandeur de l'opacité de Rosseland μ_R est proche de l'opacité maximale μ_{max} permise par le théorème de Bernstein et Dyson[17]:

$$\mu_R \le \mu_{max} = \frac{Z}{A}\left(\frac{R_y}{kT}\right) 4.57\,10^5\ cm^2/g \qquad [1.14]$$

où R_y et k sont respectivement les constantes de Rydberg et de Boltzmann, A est le numéro de masse. Par exemple, les calculs réalisés par Tsakiris et Eidmann[14] donnent pour l'or $\mu_{or} = \mu_{max}/C$ avec $C \approx 7$. Remarquons que dans le cadre du schéma de l'attaque indirecte, le confinement de la radiation est meilleur lorsque l'opacité de la cavité est élevée. La valeur de μ_{max} impose alors la température maximale qui peut être atteinte dans une cavité.

En effet, le fait que l'opacité de Rosseland soit élevée a pour effet que le rayonnement est absorbé sur une petite épaisseur, de l'ordre de la longueur de son libre parcours moyen. Dans ce cas, l'énergie de la radiation chauffe une petite quantité de matière dont la température augmente très rapidement. Les températures élevées ainsi atteintes et l'opacité importante du milieu impliquent une forte réémission. Au contraire, lorsque l'opacité de Rosseland est plus faible, le libre parcours moyen de la radiation est plus long si bien que son énergie est absorbée par une plus grande quantité de matière dont la température augmente par conséquent moins vite. Les températures moins élevées ainsi atteintes et l'opacité moins importante du milieu impliquent une réémission beaucoup plus faible.

Dans le contexte de l'attaque indirecte on comprend donc la nécessité de construire les cavités avec un matériau d'opacité de Rosseland élevée (i.e. un matériau lourd, comme par exemple l'or) afin d'avoir un bon confinement du rayonnement et un

albedo* important. Récemment[18] on a considéré la construction des cavités avec un mélange d'or et d'un autre matériau de Z élevé (par exemple le Gadolinium) dans le but d'augmenter la réémission. Le deuxième matériau doit avoir des opacités dont les maxima sont "décalés" spectralement par rapport à celles de l'or, afin de "boucher" les minima des opacités de l'or. Cette astuce permet au rayonnement d'être absorbé sur une épaisseur encore plus petite, ce qui donne une réémission encore plus importante. Dans les cavités en or utilisées dans nos expériences, nous avons généré une radiation de corps noir de température $T_c \approx 130$ eV. Nous verrons dans la suite ce qui se produit lorsque la radiation planckienne irradie la cible.

1.5 Modèle d'expansion: pression et taux d'ablation

Nous allons maintenant présenter les processus d'ablation qui sont à la base de la formation de l'onde de choc. Puisque dans nos expériences nous avons généré des chocs soit en focalisant le laser directement sur la cible (attaque directe) soit en focalisant le laser à l'intérieur d'une cavité (attaque indirecte), nous allons analyser successivement ces deux situations. Le processus d'ablation est une conséquence directe de l'expansion du plasma vers le vide. L'étude de l'expansion du plasma est habituellement traitée comme un problème d'hydrodynamique à un fluide. On peut alors obtenir des lois d'échelles pour la pression d'ablation, qui correspond à la pression du choc, et pour le taux d'ablation.

Il faut d'abord préciser qu'il existe deux régimes d'expansion. Ces régimes dépendent du rapport entre la vitesse du front d'ablation v_a et la vitesse du choc D. On peut estimer que

$$v_a \approx \frac{\dot{m}_a}{\rho_0} \qquad [1.15]$$

où ρ_0 est la densité du milieu non perturbé et $\dot{m}_a$ le taux d'ablation, défini comme la dérivée temporelle de la masse par unité de surface ablatée. On démontre également que[13]:

$$D \approx \left(\frac{P_a}{\rho_0}\right)^{1/2} \qquad [1.16]$$

* L'albedo est défini comme le rapport entre le flux de rayons X réémis et le flux incident

où P_a est la pression d'ablation.

Si $v_a > D$, on parle de *mode supersonique* et le matériau est ablaté avant d'être comprimé.

Si $v_a < D$, on parle de *mode subsonique*. Dans ce cas, nous sommes dans la situation de la Fig.1.1 (ou la Fig.1.2 si la cible a un Z élevé) et nous pouvons parler d'onde de choc. Nous pourrons vérifier, une fois introduites les lois d'échelles pour P_a et $\dot{m}_a$ que dans les deux cas qui nous intéressent et pour nos intensités laser ($\approx 10^{13}$-10^{14} W/cm^2) nous nous trouvons dans cette situation.

1.5.1 Attaque directe

Les modèles les plus communs que l'on trouve dans la littérature[19, 20] pour décrire le processus d'ablation sont basés sur les hypothèses principales suivantes:

1) L'absorption s'effectue entièrement à la surface critique et l'énergie est transférée uniquement à la population électronique. Les effets de type non-linéaire, l'absorption résonnante et l'absorption collisionnelle dans la couronne sont négligés.

2) Les températures électroniques et ioniques sont égales. Cette hypothèse est d'autant mieux vérifiée que la longueur d'onde du laser est courte.

3) L'écoulement du fluide dans la zone de conduction est supposé stationnaire. On peut montrer, par contre, que dans la zone sous-critique cet écoulement ne peut pas être stationnaire.

4) L'expansion de la couronne est décrite par un écoulement isotherme.

Les équations de base de ces modèles sont les équations qui régissent l'écoulement d'un fluide en géométrie plane:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} = - \frac{\partial}{\partial x} (\rho v) \qquad [1.17]$$

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho v) = - \frac{\partial}{\partial x} (P + \rho v^2) + \frac{I_L}{c} \delta(x - x_c) \qquad [1.18]$$

$$\frac{\partial}{\partial t}\left(\frac{3P}{2}+\frac{\rho v^2}{2}\right) = -\frac{\partial}{\partial x}\left(\rho v\left(h+\frac{v^2}{2}\right)+q\right) + I_L\,\delta(x - x_c) \qquad [1.19]$$

où v est la vitesse du fluide, h est l'entalpie, x_c est la position de la densité critique. Le terme I_L/c dans l'Eq. [1.18] représente l'effet de la force pondéromotrice liée au transfert de quantité de mouvement du rayonnement absorbé. Le flux de chaleur q est donné par l'Eq. [1.8]. Ce système d'équations est résolu séparément dans la zone de conduction et dans la zone sous-critique (on raccorde ensuite les deux solutions au niveau de la densité critique). Dans la zone de conduction, l'écoulement est stationnaire et on résoud les Eqs. [1.17]-[1.19] avec $\partial/\partial t = 0$. Dans la zone sous-critique il n'existe pas de solution stationnaire ayant un sens physique: il faut résoudre les équations [1.17] et [1.18] et l'Eq. [1.19] sera remplacée par une équation constitutive (qui lie P à ρ), dépendant du type d'écoulement considéré (adiabatique ou isotherme). Dans le cas d'une expansion auto-semblable isotherme (on peut montrer[20] que dans nos conditions expérimentales, nous avons ce type d'écoulement), la pression et le taux d'ablation obtenus s'écrivent[20]:

$$P_a(\text{Mbar}) \approx 12\left(\frac{I_L(\text{W/cm}^2)}{10^{14}}\right)^{2/3}\left(\frac{1}{\lambda(\mu\text{m})}\right)^{2/3}\left(\frac{A}{2Z}\right)^{1/3} \qquad [1.20]$$

$$\dot{m}_a\left(\frac{\text{kg/s}}{\text{cm}^2}\right) \approx 150\left(\frac{I_L(\text{W/cm}^2)}{10^{14}}\right)^{1/3}\left(\frac{1}{\lambda(\mu\text{m})}\right)^{4/3}\left(\frac{A}{2Z}\right)^{2/3} \qquad [1.21]$$

où I_L est l'intensité du laser, λ la longueur d'onde, A le numéro de masse et Z le numéro atomique. Dans la référence [19] les auteurs obtiennent des expressions similaires aux Eqs. [1.20] et [1.21]. L'hypothèse 1) suivant laquelle l'absorption s'effectue essentiellement à la densité critique est une hypothèse d'autant moins réaliste que la longueur d'onde du laser est plus courte, son intensité plus faible et sa durée plus grande. Un modèle développé par P. Mora[21] permet de calculer l'absorption collisionnelle dans la couronne. Ce modèle montre qu'il existe deux régimes limites définis par la fraction d'énergie laser absorbée. Le flux caractéristique qui sépare ces deux régimes est

$$I_0(\text{W/cm}^2) \approx 2\,10^{13}\,\lambda(\mu\text{m})^{-5}\left(\frac{Z^*}{3.5}\right)^{3/2}\left(\frac{A}{2Z}\right)^{5/4}\tau(\text{ns})^{3/2} \qquad [1.22]$$

où τ est la durée de l'impulsion laser.

- Si $\mathbf{I_L > I_0}$, l'absorption n'est pas totale dans la couronne. Dans ce régime, le rayonnement laser atteint la surface critique où il est réfléchi. On peut montrer que 50%

de l'absorption se produit à des densités comprises entre ρ_c et 0.88 ρ_c. Dans ce cas, il est encore vrai que la couronne subit une expansion isotherme à partir de la densité critique et, par conséquent, les résultats des modèles précédents restent valables.

- Si $\mathbf{I_L < I_0}$, l'absorption est totale dans la couronne. Le rayonnement est donc absorbé avant d'atteindre la surface critique. On parle d'absorption non-localisée à la densité critique. Par conséquent la couronne n'est plus isotherme: il existe un maximum de température qui se trouve à la densité ρ_0 donnée par:

$$\frac{\rho_0}{\rho_c} \approx 2 \left(\frac{I_L(W/cm^2)}{10^{14}}\right)^{1/4} \lambda(\mu m)^{5/4} \left(\frac{A}{2Z}\right)^{5/16} \left(\frac{Z^*}{3.5}\right)^{-3/8} \tau(ns)^{-3/8} \qquad [1.23]$$

La quasi totalité de l'intensité laser incidente est absorbée avant d'atteindre la densité ρ_0. Dans ce régime la pression P_a et le taux d'ablation $\dot{m}_a$ sont donnés par:

$$P_a\,(Mbar) = 11.6 \left(\frac{I_L(W/cm^2)}{10^{14}}\right)^{3/4} \lambda(\mu m)^{-1/4} \left(\frac{A}{2Z}\right)^{7/16} \left(\frac{Z^*}{3.5}\,\tau(ns)\right)^{-1/8} \qquad [1.24]$$

$$\dot{m}_a(kg/scm^2) = 143 \left(\frac{I_L(W/cm^2)}{10^{14}}\right)^{3/4} \lambda(\mu m)^{-1/2} \left(\frac{A}{2Z}\right)^{2/8} \left(\frac{Z^*}{3.5}\,\tau(ns)\right)^{-1/4} \qquad [1.25]$$

Si l'on compare ces expressions avec les expressions correspondantes [1.20] et [1.21] obtenues dans le cas du dépôt d'énergie à la surface critique, on peut remarquer qu'elles ont une dépendance en λ ($\lambda^{-1/4}$ et $\lambda^{-1/2}$) plus faible que les expressions [1.20] et [1.21] ($\lambda^{-2/3}$ et $\lambda^{-4/3}$). Cette "saturation" est une conséquence du fait que, l'énergie étant déposée à des densités inférieures à la densité critique, elle est moins efficace dans la génération de pressions élevées.

Si maintenant, nous considérons les caractéristiques des lasers utilisés dans la configuration de l'attaque directe [laser LULI: $\lambda = 0.53\ \mu$m, $\tau = 0.6$ ns; laser ASTERIX (MPQ): $\lambda = 0.44\ \mu$m, $\tau = 0.45$ ns], nous avons respectivement, pour une cible d'aluminium ($Z^* \approx 13$), $I_0 \approx 1.6\ 10^{15}$ W/cm^2 et $I_0 \approx 2.7\ 10^{15}$ W/cm^2. Nos intensités laser I_L étant au maximum égales à 2-3 10^{14} W/cm^2, nous nous trouvons dans le régime d'absorption non-localisé à la densité critique. A partir de l'Eq. [1.23] on trouve que la quasi totalité de l'énergie laser est absorbée à des densités $\rho < \rho_0 \approx 0.6\ \rho_c$. Ce résultat a été confirmé par des simulations numériques réalisées avec le code hydrodynamique MULTI (cf. Appendice de cette thèse).

1.5.2 Attaque indirecte

Au cours du § 1.4.2, nous avons vu brièvement les mécanismes de génération d'une radiation thermique planckienne lorsqu'un faisceau laser irradie une cavité (ou un matériau de Z élevé). Considérons la situation où cette radiation thermique est produite au temps t = 0 et regardons ce qui se produit lorsque qu'elle interagit avec la cible.

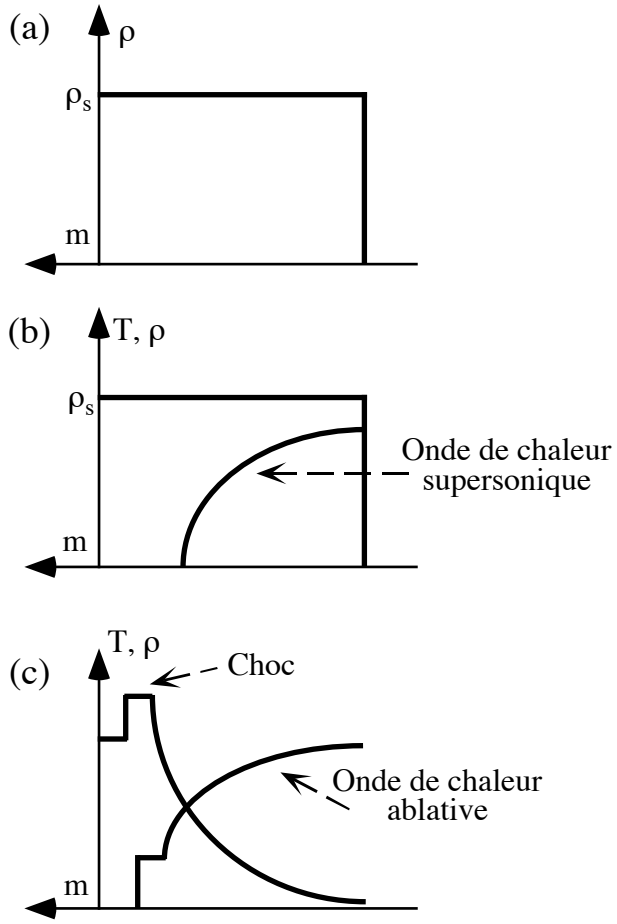


Fig.1.3: Chauffage d'un corps solide par une radiation thermique: (a) le profil de densité pour t < 0; (b) à t > 0, une onde de chaleur se propage dans le matériau nonperturbé; (c) ensuite, le mouvement hydrodynamique de la matière chauffée devient important, l'onde de chaleur est rattrapée par une onde de choc et une onde de chaleur ablative se forme

Le rayonnement commence instantanément à diffuser à l'intérieur de la cible. Une onde de chaleur supersonique se propage d'abord à l'intérieur du solide non perturbé [Fig. 1.3(b)]. Au fur et à mesure que l'épaisseur du matériau chauffé augmente, la vitesse de cette onde de chaleur diminue et l'expansion hydrodynamique de la matière

chauffée devient importante. Quand la vitesse de l'onde de chaleur a diminué jusqu'à la valeur de la vitesse du son, cette onde est rattrapée par une onde de choc [Fig. 1.3(c)]. A partir de cet instant, l'onde de chaleur sera toujours précédée par l'onde de choc et on l'appelle *une onde de chaleur ablative*. Les temps caractéristiques sur lesquels s'établit cette onde ablative sont très courts, de l'ordre de 10^{-12} s*.

En étudiant le cas d'une cavité fermée, R. Sigel[23] a montré qu'il est possible de trouver des solutions auto-semblables pour cette onde de chaleur ablative et donc des lois d'échelle pour les variables hydrodynamiques. Considérons un élément de paroi d'une cavité (Fig. 1.4). Si l'on définit le flux "source" S_s associé aux X primaires qui irradient toute la surface de la cavité, le flux réémis S_r, le flux irradiant S_i qui provient des autres éléments de la cavité et le flux perdu dans la paroi de la cavité S_w, nous avons, d'après la conservation de l'énergie,

$$S_s + S_i = S_r + S_w \qquad [1.26]$$

Si l'on se met dans le cas le plus favorable de conversion totale de l'énergie laser en rayonnement thermique de corps noir, S_s est donnée par I_L/A_c où A_c est la surface de la cavité. Dans le cas d'une cavité fermée, on a $S_i = S_r$ et donc $S_s = S_w$, c'est-à-dire que la chaleur fournie par le laser doit être intégralement transférée à la paroi sous forme de rayonnement thermique.

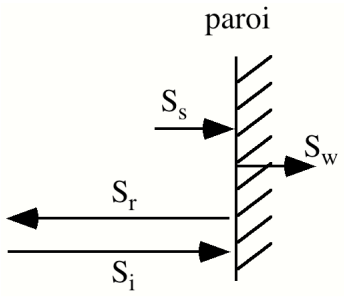


Fig.1.4: Définition des flux au niveau de la paroi d'une cavité

Le flux S_s est alors le paramètre qui gouverne les conditions aux limites vide-paroi. Afin d'obtenir une solution auto-semblable, Sigel montre qu'il est également nécessaire de simplifier les conditions aux limites à l'interface plasma-solide en y imposant la densité infinie, la température et la vitesse nulle (la pression a, quant à elle, une valeur finie qui sera déterminée en résolvant le problème).

* Il a été récemment observé[22] que dans le cas de matériaux à très faibles densités (mousses) l'onde de chaleur ablative ne se génère qu'après des temps très longs, de l'ordre de la nanoseconde.

La température de la cavité, la pression d'ablation et la masse ablatées par unité de surface sont alors données par

$$T_r\,(eV) = 361.9\; C^{-2/13} \left(\frac{S_s(W/cm^2)}{10^{14}}\right)^{4/13} t\;(ns)^{2/13} \qquad [1.27]$$

$$P_a\,(Mbar) = 35\; C^{3/26} \left(\frac{S_s(W/cm^2)}{10^{14}}\right)^{10/13} t\;(ns)^{-3/26} \qquad [1.28]$$

$$\dot{m}_a\left(\frac{kg}{s\;cm^2}\right) = 3\;10^{-6}\; C^{3/13} \left(\frac{S_s(W/cm^2)}{10^{14}}\right)^{7/13} t\;(ns)^{-3/13} \qquad [1.29]$$

où t est la variable temporelle, on la fixe de l'ordre de la durée de l'impulsion laser τ (ns). Pour une cavité en or, le rapport C entre l'opacité maximale et l'opacité de Rosseland (cf. §1.4.2) vaut environ 7 et les Eqs. [1.26] - [1.28] deviennent:

$$T_r\,(eV) \approx 268 \left(\frac{S_s(W/cm^2)}{10^{14}}\right)^{4/13} \tau\,(ns)^{2/13} \qquad [1.30]$$

$$P_a\,(Mbar) \approx 44 \left(\frac{S_s(W/cm^2)}{10^{14}}\right)^{10/13} \tau\,(ns)^{-3/26} \qquad [1.31]$$

$$\dot{m}_a\left(\frac{g}{s\;cm^2}\right) \approx 4.7\;10^{-3} \left(\frac{S_s(W/cm^2)}{10^{14}}\right)^{7/13} \tau\,(ns)^{-3/13} \qquad [1.32]$$

Les Eqs. [1.27] et [1.28] peuvent être également appliquées pour déterminer la pression et le taux d'ablation pour une cible placée à l'intérieur de la cavité (la valeur de C est alors celle correspondant au matériau de la cible).

1.6 Conclusions

Au cours de ce chapitre, nous avons brièvement présenté les notions fondamentales des plasmas laser nécessaires pour la compréhension de ce travail de

thèse. En particulier, nous avons décrit les différentes zones du plasma en discriminant entre matériaux légers et lourds. Nous avons ensuite présenté les différents types de transport de l'énergie dans le plasma, en détaillant le transport radiatif qui est à la base des processus intervenants dans la configuration de l'attaque indirecte. Nous avons alors rappelés les mécanismes d'émission X et le rôle important des opacités pour les phénomènes de réémission.

Enfin, nous avons insisté sur la présentation des modèles les plus communs dans le cas de l'attaque directe et ensuite de l'attaque indirecte, décrivants les processus d'ablation qui sont à la base de la formation de l'onde de choc. En effet l'approche commune à ces modèles consiste à décrire l'expansion du plasma par des solutions auto-semblables et d'en déduire des lois d'échelles qui relient les paramètres du laser et du matériau à la pression et au taux d'ablation. Ces lois d'échelles nous seront très utiles dans la suite car elles permettent d'estimer facilement la pression du choc généré dans les deux configurations.

Bibliographie

[1] W. L. Kruer, *The physics of Laser Plasma Interactions* (Addison-Wesley Publishing Company, Redwood City, 1988).

[2] E. Fabre, F. Amiranoff, R. Fabbro & C. Labaune, *Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research* (IAEA, Vienne, 1980).

[3] P. Alaterre, Thèse de 3e cycle, Université Pierre et Marie Curie (1984).

[4] D. L. Book, *NRL Plasma Formulary* (Naval Research Laboratory, Washington D. C., 1987).

[5] L. Spitzer & R. Harm, Phys. Rev. **89**, 977 (1953).

[6] D. R. Gray & J. D. Kilkenny, Plasma Phys. **22**, 81 (1980).

[7] J. F. Luciani, P. Mora & J. Virmont, Phys. Rev. Lett. **51**, 1664 (1983).

[8] P. Mora & J. F. Luciani, Laser and Part. Beams **12**, 387 (1994).

[9] R. E. Marshak, Phys. Fluids **1**, 24 (1958).

[10] H. Nishimura, F. Matsuoka, M. Yagi, K. Yamanaka, S. Nakai, G. H. McCall & C. Yamanaka, Phys. Fluids **26**, 6 (1983).

[11] P. Alaterre, H. Pepin, R. Fabbro & B. Faral, Phys. Rev. A **34**, 4184 (1986).

[12] R. Sigel. in *Physics of Laser Plasma (vol.3)* (eds. M.N. Rosenbluth & R.Z. Sagdeev) Pag.163 (Elsevier Science Publishers, 1991).

[13] Y. B. Zel'dovich & Y. P. Raizer, *Physics of shock waves and high temperature hydrodynamic phenomena* (Academic Press, New York, 1967).

[14] G. D. Tsakiris & K. Eidmann, J. Quant. Spectrosc. & Radiat. Transfer **38**, 353 (1987).

[15] T. Blenski & J. Ligou. in *Laser Interaction with Matter, Madrid* (eds. G. Velarde, E. Minguez & J.M. Perlado) Pag. 380 (World Scientific, Singapore, 1988).

[16] J. Honrubia, R. Dezulian, M. Koenig, A. Benuzzi, D. Batani, S. Bossi & N. Grandjouan. in *Laser Interaction with Matter and Inertial Fusion* (eds. G. Velarde, J.M. Martinez, E. Minguez & J.M. Perlado) Pag.34 (World Scientific, Singapore, 1997).

[17] B. H. Armstrong & R. W. Nicholls, *Emission, Absorption and Transfer of Radiation in Heated Atmospheres* (Pergamon, Oxford, 1972).

[18] T. J. Orzechowski, M. D. Rosen, H. N. Kornblum, J. L. POrter, L. J. Suter, A. R. Thiessen & R. J. Wallace, Phys. Rev. Lett. **77**, 3545 (1996).

[19] W. M. Manheimer, D. G. Colombant & J. H. Gardner, Phys. Fluids **25**, 1644 (1982).

[20] R. Fabbro, Thèse d'état, Université de Paris Sud (1982).

[21] P. Mora, Phys. Fluids **25**, 1051 (1982).

[22] J. Massen, G. D. Tsakiris, K. Eidemann, I. B. Földes, T. Löwer, R. Sigel, S. Witkowski, H. Nishimura, T. Endo, H. Shiraga, M. Takagi, Y. Kato & S. Nakai, Phys. Rev. E **50**, 5130 (1994).

[23] R. Sigel. in *Laser-Plasma Interactions 4* (ed. M. Hooper) Pag. 53 (SUSSP Publications, Edinburgh, 1989).

PLAN DU CHAPITRE II:
ONDES DE CHOC ET EQUATIONS D'ETAT

2.1 Introduction

2.2 Définition d'une onde de choc

2.3 Les relations d'Hugoniot-Rankine

2.4 La dynamique de l'onde de choc

2.5 La détermination expérimentale des polaires de choc
- **2.5.1 La propagation d'un choc à l'interface de deux milieux**
- **2.5.2 La technique de désadaptation d'impédance**

2.7 Les ondes de choc dans les solides

2.8 Les équations d'état
- **2.8.1 Généralités**
- **2.8.2 Cas des plasmas: leur classification**
- **2.8.3 Les équations d'état QEOS**
  - ***2.8.3.a L'équation d'état ionique***
  - ***2.8.3.b L'équation d'état électronique***
  - ***2.8.3.c Correction due aux liaisons chimiques***
- **2.8.4 Les tables d'équations d'état SESAME**
  - ***2.8.4.a La contribution ionique***
  - ***2.8.4.b La contribution électronique***
  - ***2.8.4.c La contribution due aux liaisons chimiques***
  - ***2.8.4.d Modèles pour l'état liquide-vapeur***
- **2.8.5 Comparaison entre SESAME et QEOS**

2.9 Conclusion

Bibliographie

Chapitre II
Ondes de choc et équations d'état

2.1 Introduction

L'étude des équations d'état de la matière comprimée se révèle d'une grande importance pour la compréhension de nombreux problèmes dans plusieurs branches de la physique moderne[1]: la fusion par confinement inertiel, l'astrophysique, la géophysique,....

Jusqu'aux années cinquante, la physique des hautes pressions était limitée à l'étude de la matière comprimée par des méthodes *statiques*, comme par exemple les enclumes à diamant[2]. Ces méthodes permettent d'atteindre au maximum des pressions de quelques centaines de milliers d'atmosphères, ce qui se révèle insuffisant pour un certain nombre de problèmes physiques. Cependant depuis les années cinquante des pressions jusqu'à la centaine de Mégabars ont pu être obtenues par l'utilisation de méthodes *dynamiques* . Celles-ci sont basées sur la génération d'une forte onde de choc qui se propage dans le matériau dont on veut déterminer l'équation d'état. Une des méthodes, applicable aux matériaux liquides ou gazeux, est basée sur l'utilisation de "tubes à choc"[3]. Ici le choc est généré soit par une combustion rapide causée par une décharge électrique soit par la détente instantanée d'un gaz. D'autres techniques, applicables aux matériaux solides et qui permettent de produire des pressions de quelques mégabars, consistent à utiliser des explosifs chimiques en contact direct avec le matériau à comprimer ou à appliquer la méthode d'impact d'un projectile lancé à grande vitesse sur une cible massive[4-6]. Jusqu'il y a vingt ans, les pressions très élevées (jusqu'au Gbar) ne pouvaient être générées que par des explosions nucléaires[7, 8]. Aujourd'hui il est possible de produire des chocs caractérisés par les mêmes pressions à l'aide de lasers pulsés de haute puissance.

En étudiant la dynamique des ondes de choc produites par ces méthodes, on peut obtenir des informations sur l'état de la matière juste derrière le front de choc. Cette matière, fortement comprimée, est à l'équilibre thermodynamique. Dans notre cas (nous générons les chocs par irradiation laser ou X de cibles solides) les valeurs typiquement atteintes de compression (2-3) et de température (quelques eV) sont telles que l'on peut ici parler de plasmas partiellement dégénérés.

Au cours de ce chapitre, nous allons d'abord introduire les notions fondamentales relatives aux ondes de choc: définition, relations d'Hugoniot-Rankine, polaire de choc, adiabatique dynamique et propagation d'un choc à l'interface de deux matériaux

différents. Puis nous présenterons la méthode adoptée dans ce travail de thèse pour la mesure des équations d'état (fondée sur le principe de désadaptation d'impédance). La seconde partie de ce chapitre sera consacrée à une brève présentation des tables d'équation d'état existantes et des modèles théoriques utilisés pour leur calcul.

2.2 Définition d'une onde de choc

Pour introduire la définition d'une onde de choc, rappelons d'abord la notion d'ondes sonores et dérivons l'équation de propagation de ces ondes. Pour plus de simplicité, nous nous limiterons ici au cas d'un fluide parfait.

Une onde est la propagation, dans un milieu matériel, de la perturbation d'une grandeur physique: soit d'une quantité thermodynamique du milieu (la pression P, la densité ρ, la température T) soit d'une grandeur liée à son mouvement (par exemple la vitesse d'écoulement u d'un fluide ou d'un gaz). Les équations qui expriment la conservation de la masse, de l'impulsion et de l'énergie d'un fluide parfait en géométrie plane, s'écrivent respectivement :

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x}(\rho u) = 0 \qquad [2.1]$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho u) + \frac{\partial}{\partial x}(P + \rho u^2) = 0 \qquad [2.2]$$

$$\frac{\partial}{\partial t}\left[\rho\left(\varepsilon + \frac{1}{2}u^2\right)\right] = -\frac{\partial}{\partial x}\left[\rho u\left(\varepsilon + \frac{1}{2}u^2\right) + P u\right] \qquad [2.3]$$

Supposons que la matière est caractérisée par une pression, une densité et une vitesse initiales d'équilibre P_0, ρ_0 et u_0. De petites perturbations de pression ΔP, de densité $\Delta\rho$ et de vitesse Δu autour des valeurs d'équilibre sont appelées "ondes sonores" si l'on peut traiter leur évolution dans le cadre de l'approximation linéaire, i.e., si:

$$\rho = \rho_0 + \Delta\rho; \quad \frac{\Delta\rho}{\rho_0} << 1 \qquad [2.4]$$

$$P = P_0 + \Delta P; \quad \frac{\Delta P}{P_0} << 1 \qquad [2.5]$$

$$u = u_0 + \Delta u, \quad u_0 = 0; \quad \frac{\Delta u}{c} << 1 \qquad [2.6]$$

où c est la vitesse de l'onde sonore (cf. Eq.[2.10] ci-dessous) et où l'on a fait l'hypothèse que le milieu non perturbé est immobile ($u_0 = 0$). Les équations [2.1] et [2.2] linéarisées s'écrivent alors:

$$\frac{\partial \Delta\rho}{\partial t} + \rho_0 \frac{\partial \Delta u}{\partial x} = 0 \qquad [2.7]$$

$$\frac{\partial \Delta u}{\partial t} + \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial \Delta P}{\partial x} = 0 \qquad [2.8]$$

Elles forment un système non fermé qui doit être complété par une équation constitutive permettant d'exprimer une des variables ΔP, $\Delta\rho$ ou Δu en fonction des deux autres. Une telle équation peut être obtenue facilement si l'on remarque qu'une onde sonore dans un fluide parfait est, ainsi que tout autre mouvement dans un tel fluide, adiabatique. De sorte qu'une petite variation ΔP de la pression est reliée à une variation de densité $\Delta\rho$ par l'équation

$$\Delta P = \left(\frac{\partial P}{\partial \rho}\right)_S \Delta\rho = c^2 \, \Delta\rho \qquad [2.9]$$

avec

$$c = \left(\frac{\partial P}{\partial \rho}\right)_S^{1/2} \qquad [2.10]$$

Des équations [2.7]-[2.9] on obtient "l'équation des ondes sonores"

$$\frac{\partial^2 \Delta\varphi}{\partial t^2} - c^2 \frac{\partial^2 \Delta\varphi}{\partial x^2} = 0, \qquad [2.11]$$

où $\Delta\varphi$ représente une des variables ΔP, $\Delta\rho$ ou Δu. Cette équation admet deux familles de solutions: f(x-ct) et g(x+ct) La première représente des ondes qui propagent dans la direction des x positifs et la deuxième dans la direction des x négatifs, les deux se propageant à la même vitesse c. Pour un gaz parfait la vitesse des ondes sonores est donnée par

$$c = \left(\frac{\gamma P}{\rho}\right)^{1/2} = \left(\frac{\gamma k T}{M}\right)^{1/2} = c_0 \left(\frac{\rho}{\rho_0}\right)^{\gamma - 1/2} \qquad [2.12]$$

où γ est le coefficient d'adiabaticité, k la constante de Boltzmann et M la masse d'une molécule de gaz. Ces expressions montrent que la vitesse sonore est une fonction croissante de la pression, de la densité et de la température. L'expérience montre qu'en général cette affirmation reste valable même si le milieu n'est pas un gaz parfait. Comme nous allons voir, cette remarque est essentielle pour comprendre comment se forme une onde de choc. En effet, si maintenant on tient compte de la nature non linéaire des équations [2.1] à [2.3], on peut montrer que les perturbations évoluent vers des discontinuités. Considérons pour cela un profil de densité initiale ρ (x,0) comme celui de la Fig.2.1(a), (le même discours pourrait être fait pour la pression, la température, etc..). La densité au point A étant supérieure à la densité au point B, la vitesse de propagation d'une perturbation de densité en A sera plus grande qu'en B (cf. Eq. [2.12]). Le profil de densité au temps $t_1 > 0$ se déforme donc vers celui de la Fig. 2.1(b) et au bout d'un temps $t_2 > t_1$ suffisamment long le profil sera celui de la Fig. 2.1(c), caractérisé par une discontinuité (on peut montrer mathématiquement que cette configuration finale est la seule possible pour le système [2.1]-[2.3]). Cette discontinuité est appelée *onde de choc*.

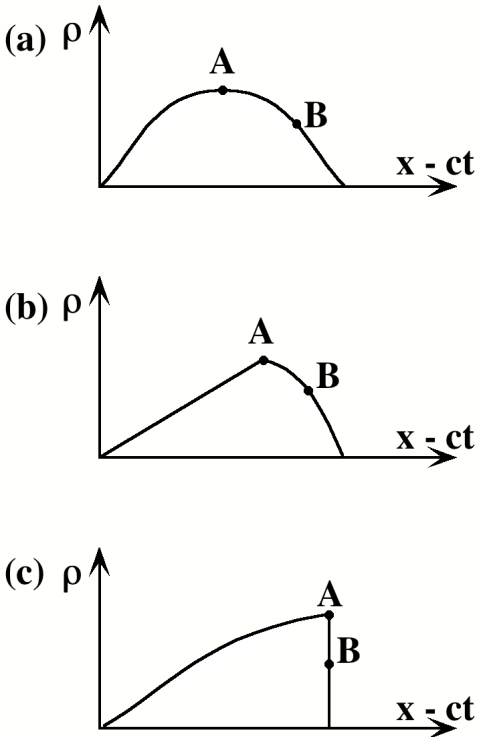


***Fig. 2.1**: Raidissement de l'onde sonore dû aux effets non linéaires*

La formation d'une onde de choc n'est donc que le développement des effets non linéaires qui déforment le profil des ondes sonores. Ce phénomène a été étudié au cours de la deuxième moitié du siècle dernier par Riemann, Rankine et Hugoniot. On notera toutefois qu'une condition essentielle à la formation d'une onde de choc est que la variation de densité appliquée soit rapide, de façon à éviter qu'une succession d'états d'équilibre ait le temps de s'établir. Par conséquent, on peut dire que l'onde de choc est la forme finale et stable de toute onde de compression d'amplitude finie et de temps de montée court. Il faut souligner que la discontinuité est une notion purement mathématique. Dans la réalité le front de choc a une largeur finie, typiquement égale à quelques libres parcours moyens dans les gaz et à quelques mailles de réseau cristallin dans les solides.

2.3 Les relations d'Hugoniot-Rankine

Considérons un fluide comprimé par un piston se déplaçant à la vitesse constante u. Si u n'est pas petite devant la vitesse sonore c_0 dans le milieu non perturbé, une onde de choc va se créer et se propager avec une vitesse D. La matière derrière le front de choc est comprimée et elle est caractérisée par une densité ρ_1, une pression P_1 et une vitesse fluide u_1 qui coïncide avec la vitesse du piston u. Ce processus est représenté schématiquement sur la figure 2.2.

La masse du fluide mis en mouvement est $\rho_0 ADt$ et celle du fluide comprimé est $\rho_1 A(D-u)t$, A étant la section du piston. De la conservation de la masse on obtient alors

$$\rho_0 D = \rho_1 (D - u) \qquad [2.13]$$

L'impulsion du fluide mis en mouvement est $\rho_0 ADut$ et l'impulsion due aux forces de pression est $(P_1-P_0)At$. De la conservation de la quantité de mouvement on obtient:

$$\rho_0 D u = P_1 - P_0 \qquad [2.14]$$

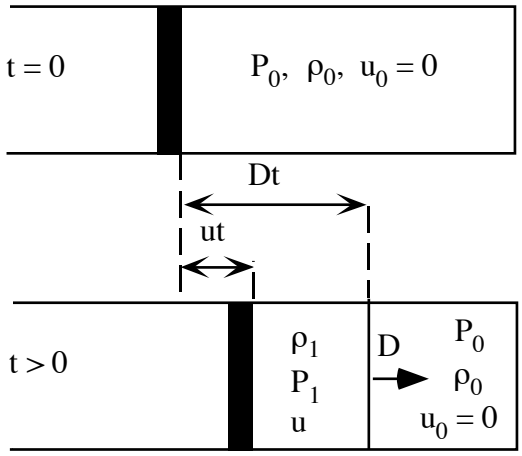


Fig.2.2: *Schéma de génération d'une onde de choc par le mouvement d'un piston*

De la conservation de l'énergie totale du système, on sait que l'énergie reçue par le fluide entre les instants t = 0 et t est égale au travail des forces extérieures. L'énergie reçue comprend une augmentation d'énergie interne E_1 - E_0 par unité de masse et l'énergie cinétique 1/2 u^2 par unité de masse. Le travail est celui effectué par le piston: AP_1ut. On obtient donc:

$$\rho_0 D \left(E_1 - E_0 + \frac{u^2}{2}\right) = P_1 u \qquad [2.15]$$

Les relations [2.13] - [2.15] sont les relations de Hugoniot-Rankine. En utilisant l'équation [2.14], on peut réécrire l'équation [2.15] sous la forme

$$E_1 - E_0 = \frac{u^2}{2} + \frac{P_0 u}{\rho_0 D} \qquad [2.16]$$

Dans le cas de choc forts, le terme $(P_0u)/(\rho_0D)$ peut être négligé devant le terme $u^2/2$ et on trouve que l'énergie fournie par l'onde de choc est également répartie entre l'énergie cinétique et l'énergie interne. Par exemple si u = 1 km/s, l'énergie interne augmente de 500 J par gramme. Cette augmentation d'énergie traduit une augmentation considérable de la température et de la pression du matériau qui peut aller jusqu'à la transition de phase. D'où l'utilité de l'outil "onde de choc" dans l'étude des propriétés physiques de la matière.

Les relations d'Hugoniot-Rankine peuvent être obtenues d'une façon plus générale à partir des équations fluides [2.1] - [2.3]. En effet si l'on intègre ces équations

sur l'épaisseur $x_1 - x_0$, où x_1 et x_0 sont de part et d'autre de la discontinuité, et si l'on fait tendre vers zéro cette épaisseur, on obtient facilement les équations de conservation:

$$\rho_1 u_1 = \rho_0 u_0 \qquad [2.17]$$

$$P_1 + \rho_1 u_1^2 = P_0 + \rho_0 u_0^2 \qquad [2.18]$$

$$E_1 + \frac{P_1}{\rho_1} + \frac{u_1^2}{2} = E_0 + \frac{P_0}{\rho_0} + \frac{u_0^2}{2} \qquad [2.19]$$

où u_0 et u_1 sont respectivement les vitesses matérielles du fluide en amont et en aval du front de choc *dans le système de référence du choc*. Dans ce système de référence on a $u_0 = - D$ et $u_1 = - (D - u)$, et les équations [2.17] - [2.19] ne sont autres que les relations d'Hugoniot-Rankine [2.13] - [2.15].

2.4 La dynamique de l'onde de choc

Les relations d'Hugoniot [2.13] - [2.15] ont été déduites sans faire intervenir aucune hypothèse sur l'état thermodynamique du milieu considéré. En fait, les trois grandeurs introduites P, ρ et E ne sont pas indépendantes mais sont reliées par une relation appelée *équation d'état* du milieu:

$$f (P, \rho, E) = 0 \qquad [2.20]$$

Si l'équation d'état est connue, on a un système de 4 équations à 5 inconnues (P_1, ρ_1, E_1, D et u) et la mesure d'un paramètre sera nécessaire pour connaître les autres. Par contre, lorsque l'on veut déterminer l'équation d'état, il faut développer des techniques expérimentales permettant de mesurer simultanément deux de ces grandeurs.

En faisant la somme des équations [2.15] et [2.16] et en utilisant [2.13], l'équation de conservation de l'énergie peut être écrite sous une autre forme:

$$E_1 - E_0 = \frac{1}{2} (P_1 + P_0) (V_0 - V_1) \qquad [2.21]$$

où V est le volume spécifique ($V = 1/\rho$). Cette relation est appelée *adiabatique dynamique* (ou relation d'Hugoniot). Dans la limite d'un choc faible on a $P_1 \approx P_0$ et [2.21] se réduit à:

$$\Delta E \approx - P_0 \Delta V \qquad [2.22]$$

Dans ce cas l'onde de choc se rapproche d'une onde sonore et l'adiabatique dynamique tend vers l'adiabatique "ordinaire". En dehors de cette limite, le processus de génération du choc est dissipatif et, par conséquent, fortement irréversible. L'augmentation d'entropie est alors d'autant plus importante que le choc est fort. Par exemple, considérons l'entropie d'un gaz parfait:

$$S = c_v \ln PV^\gamma + S_0 \qquad \text{où } c_V = \frac{P\,V}{T\,(\gamma - 1)} \qquad [2.23]$$

L'accroissement d'entropie dans une transformation produite par une onde de choc est:

$$S_1 - S_0 = \frac{P_0\,V_0}{T_0\,(\gamma - 1)} \ln \left\{ \frac{P_1}{P_0} \left[\frac{(\gamma - 1)\,P_1 / P_0 + (\gamma + 1)}{(\gamma + 1)\,P_1 / P_0 + (\gamma - 1)} \right]^\gamma \right\} \qquad [2.23]$$

On retrouve bien que l'entropie augmente avec la pression et $S_1 - S_0 \approx 0$ quand $P_1 / P_0 \approx 1$. Le saut d'entropie ΔS (comme d'ailleurs les sauts ΔP, $\Delta \rho$ etc.) est déterminé uniquement par les lois de conservation alors que les mécanismes physiques qui le génèrent relèvent de la viscosité et de la conduction thermique.

Si l'on connaît l'équation d'état [2.20], on obtient à partir de la relation [2.21] une courbe sur le plan (P,V) appelée *Courbe d'Hugoniot* :

$$P = P_H (V, P_0, V_0) \qquad [2.25]$$

Cette courbe se distingue des transformations usuelles (isentropique, isobare...) parce qu'elle appartient à une famille de courbes à deux paramètres* (V_0, P_0) qui caractérisent l'état initial de la transformation. La courbe d'Hugoniot [2.25] représente tous les états finals que l'on peut obtenir par un choc à partir de cet état initial. Il faut souligner que, vue l'irréversibilité d'un choc, le chemin suivi n'est pas situé sur la surface d'état définie par l'Eq. [2.20].

Pour clarifier la signification de courbe à deux paramètres, considérons la Fig.2.3.

* Une isentrope par exemple est une courbe à un seul paramètre $P = P_S (V, S)$ où le paramètre en question est la quantité conservée, donc dans ce cas l'entropie S.

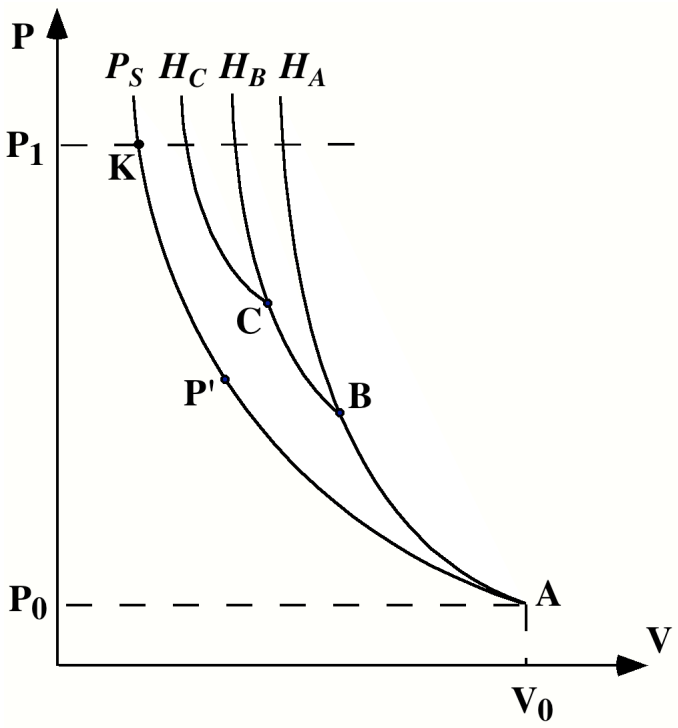


***Fig.2.3**: Les courbes H_A H_B et H_C représentent les courbes d'Hugoniot avec respectivement états initiaux A, B et C. La courbe P_S est l'isentrope avec état initial en A.*

Une transformation isentropique (courbe P_S) faisant passer le système d'un état initial A à un état final K peut être décomposée en deux transformations isentropiques successives: A-->P' puis P'-->K. Dans le cas d'une transformation due à un choc, une telle décomposition n'est plus possible. En effet, l'augmentation d'entropie due à l'irréversibilité du choc modifie considérablement le système, si bien que la courbe d'Hugoniot H_B issue de l'état intermédiaire B est *différente* de la courbe d'Hugoniot H_A issue de l'état initial A. On ne peut pas donc atteindre le même état final en comprimant un milieu avec un seul choc ou avec des chocs multiples. Par exemple, si un choc fort se propageant dans un gaz monoatomique peut produire au maximum une compression de 4 ($\rho_1 = 4\ \rho_0$), deux chocs successifs produiront une compression de 16 avec la même pression finale. A la limite, avec un très grand nombre de chocs successifs, on tend vers l'isentrope pour laquelle la compression est maximum.

Les deux courbes H_A et P_S issues du même état initial A peuvent amener la matière à la même pression P_1, mais pas aux mêmes valeurs de compression. Un choc comprime moins qu'une transformation isentropique parce qu'il chauffe plus la matière. D'ici on peut comprendre le choix de générer une série de petits chocs (qui se

rapprochent de l'isentrope), à la place d'un seul choc puissant, pour comprimer plus efficacement le fuel de la capsule dans le cadre de la fusion par confinement inertiel. L'échauffement important produit par un choc, a pour conséquence l'existence d'une valeur maximale de compression pour un état initial donné. Cette valeur peut être facilement calculée[3] dans le cas du gaz parfait, en imposant dans l'Hugoniot [2.25] que $P \rightarrow \infty$. On peut également démontrer[3] que les deux courbes H_A et P_S ont la même tangente en A. Cela confirme le fait qu'un choc faible se rapproche d'une onde sonore. En effet, la pente de la droite qui relie A à B est directement reliée à la vitesse du choc. Quand $B \rightarrow A$, $\Delta S \rightarrow 0$ et:

$$D^2 = V_0^2 \frac{P_1 - P_0}{V_0 - V_1} \rightarrow - V_0^2 \left(\frac{\Delta P}{\Delta V}\right)_S \rightarrow c_0^2 \qquad [2.26]$$

On peut obtenir des informations importantes sur la dynamique d'une onde de choc en comparant la vitesse fluide avec la vitesse du son avant et après la discontinuité. Dans ce but, résolvons les équations [2.17] et [2.18] (i.e. les relations d'Hugoniot-Rankine dans le système de référence du choc) par rapport à u_0 et u_1:

$$u_0 = V_0 \left(\frac{P_1 - P_0}{V_0 - V_1}\right)^{1/2} \qquad [2.27]$$

$$u_1 = V_1 \left(\frac{P_1 - P_0}{V_0 - V_1}\right)^{1/2} \qquad [2.28]$$

et considérons le cas d'un gaz parfait:

$$u_0^2 = \frac{V_0}{2} \left[(\gamma - 1) P_0 + (\gamma + 1) P_1 \right] \qquad [2.29]$$

$$u_1^2 = \frac{V_0}{2} \left\{ \frac{\left[(\gamma + 1) P_0 + (\gamma - 1) P_1 \right]^2}{\left[(\gamma - 1) P_0 + (\gamma + 1) P_1 \right]} \right\} \qquad [2.30]$$

$$c^2 = \gamma PV \qquad [2.31]$$

Le rapport M de la vitesse fluide à celle du son, appelé nombre de Mach M, est alors donné par:

$$M_0^2 = \left(\frac{u_0}{c_0}\right)^2 = \frac{(\gamma - 1) + (\gamma + 1) P_1 / P_0}{2\gamma} \qquad [2.32]$$

$$M_1^2 = \left(\frac{u_1}{c_1}\right)^2 = \frac{(\gamma - 1) + (\gamma + 1)\, P_0 / P_1}{2\gamma} \qquad [2.33]$$

Dans le cas d'un choc fort ($P_1 >> P_0$), on a $M_0 > 1$ et $M_1 < 1$. Cela signifie que, dans le système de référence du choc, le gaz traverse la discontinuité avec une vitesse supersonique et s'éloigne avec une vitesse subsonique. Dans le système de référence du laboratoire, $D = - u_0$ et on déduit que le choc se propage à une vitesse supersonique ($D > c_0$) par rapport au fluide non perturbé et à une vitesse subsonique par rapport au fluide comprimé ($D < u + c$). Par exemple, les ondes de choc typiquement produites dans nos expériences sont très supersoniques par rapport au fluide non perturbé et faiblement subsoniques par rapport au fluide comprimé (dans l'aluminium $D/c_0 \approx 5.5$ et $D/(u + c) \approx 0.85$).

2.5 La détermination expérimentale des polaires de choc

2.5.1 La propagation d'un choc à l'interface de deux milieux

Dans ce sous-paragraphe nous allons présenter les phénomènes qui interviennent lorsqu'un choc se propage à l'interface de deux matériaux. Ce point est fondamental pour comprendre la méthode de détermination des équations d'état adoptée dans cette thèse (cf. § 2.5.2). Les conditions physiques de transmission d'une onde de choc entre deux milieux A et B traduisent le fait que l'interface est (et doit rester, après le passage du choc) une surface d'équilibre dynamique entre ces milieux. On doit donc avoir de part et l'autre de l'interface:

i) l'égalité des vitesses fluides
ii) l'égalité des pressions

Contrairement à ces deux grandeurs, la densité et la température peuvent être différentes de part et d'autre de l'interface. Pour une pression donnée, la densité du matériau A est fixée par sa propre équation d'état, indépendamment de la valeur de la densité dans le matériau B. Les densités finales dans les deux milieux peuvent donc être très différentes de même que les densités initiales. Le même argument s'applique à la température si l'on tient compte du fait qu'une transformation par choc est plus rapide que les échanges thermiques entre les deux milieux. Juste après le passage du choc à l'interface les deux milieux peuvent donc avoir des températures très différentes.

Les deux seuls paramètres qui doivent rester continus sont donc la vitesse fluide u et la pression P. Si l'équation d'état est connue, on peut relier ces deux grandeurs. La courbe qui décrit cette relation est *la polaire de choc* qui représente le lieu des états finals du choc dans le plan (P,u). La polaire de choc relie donc une grandeur d'état P à une grandeur cinétique u, tandis que la courbe d'Hugoniot [2.25] - qui représente le lieu des états finals du choc dans le plan (P,V) - met en relation deux grandeurs d'état. Le concept de polaire de choc nous sera très utile par la suite. Une polaire de choc a en général la forme représentée sur la Fig. 2.4, c'est-à-dire que sa concavité est dirigée vers le haut. Par exemple elle peut être approchée, pour la plupart des solides, par un arc de parabole avec concavité vers le haut.

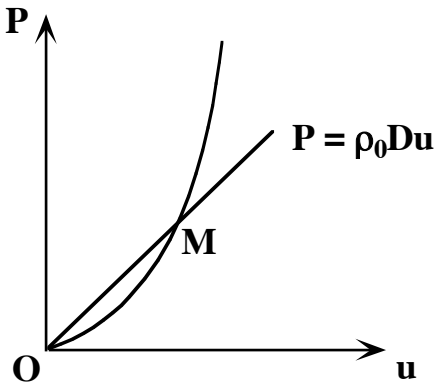


Fig. 2.4*: Polaire de choc avec état initial O. Supposant un choc avec état final M, la pente de la droite OM représente l'impédance du choc.*

D'après l'Eq. [2.14], si M est l'état final atteint par un choc fort, la droite OM a pour pente $\rho_0 D$. La quantité $Z = \rho_0 D$ est appelée *impédance du choc*.

Lorsqu'une onde de choc traverse l'interface entre les deux milieux A et B, une onde de choc est transmise dans le milieu B. Dans le milieu A on a, soit une onde de choc réfléchie, soit une onde de détente réfléchie. La présence du milieu B provoque dans le milieu A soit un accroissement (cas du choc réfléchi) soit une diminution (cas de l'onde de détente) de la pression. La première éventualité se vérifie quand l'impédance Z_A de A est plus petite que l'impédance Z_B de B; la deuxième éventualité se vérifie dans le cas contraire. La dynamique de ce processus est représentée sur les Figs.2.5(a) et 2.6(a), où l'on montre les profils de pression avant et après le passage du choc à l'interface.

i) *Cas* $Z_A < Z_B$. Considérons le cas de la Fig.2.5(a) et raisonnons dans le plan (P,u)

[voir Fig.2.5(b)].

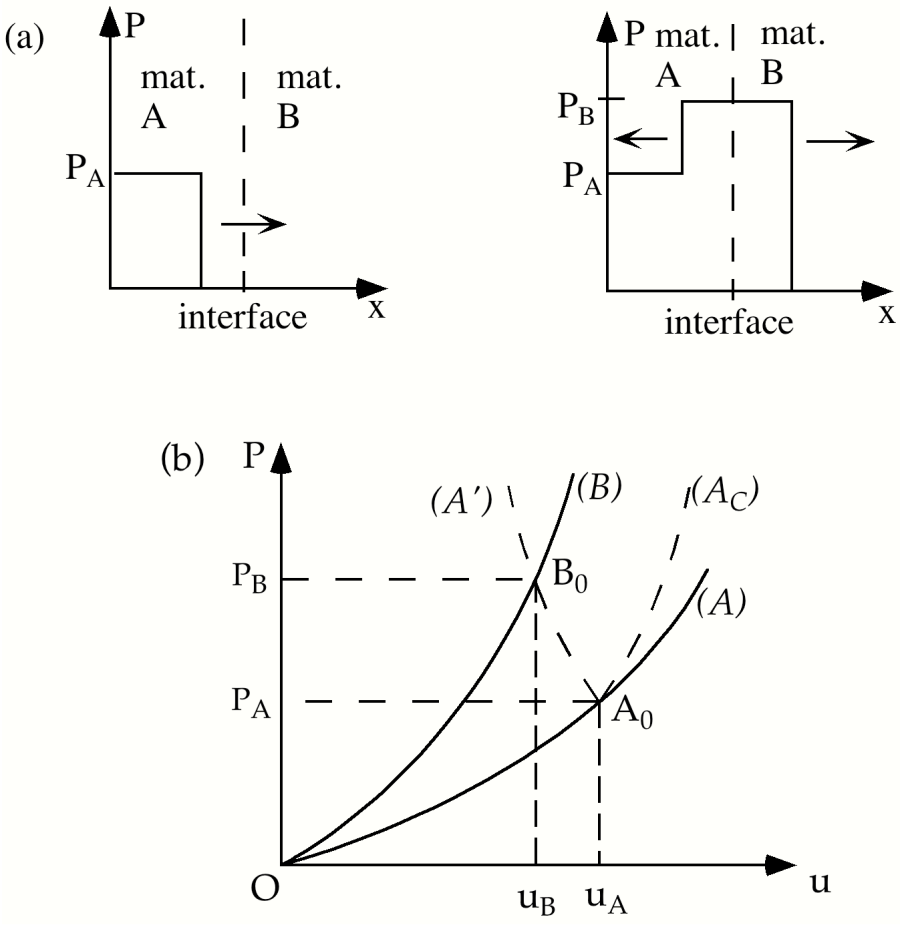


Fig.2.5*: (a) Profils de pression avant et après le passage du choc à l'interface dans le cas $Z_A < Z_B$. (b) Représentation de ce processus sur le plan (P,u)*

On rappelle que les équations d'état des deux matériaux sont supposées connues. Le choc qui se propage dans le milieu A (avant d'arriver à l'interface) amène la matière à l'état représenté Fig.2.5(b) par le point A_0. De ce point part une onde de choc réfléchie dans le milieu A, décrite par la courbe *(A')* où P augmente quand u diminue. Donc cette onde réfléchie a pour effet d'augmenter la pression tout en diminuant la vitesse matérielle. La continuité de la pression et de la vitesse fluide à l'interface impose alors que l'état final pour l'onde réfléchie soit donné par l'intersection B_0 de la courbe *(A')* et de la polaire du choc *(B)* transmis dans le matériau B. (N.B. La polaire de B se trouve au dessus de celle de A parce que $Z_A < Z_B$.)

La courbe *(A')* qui décrit le choc réfléchi est la symétrique de la courbe (A_C), appelée *la polaire chaude*. La courbe *(A)* (que l'on peut appeler *la polaire froide*) représente une transformation par choc dans le milieu A à partir de la condition initiale

(u = 0, P = 0). La courbe (A_C) représente par contre une transformation issue du point $A_0 = (u_A, P_A)$, c'est à dire d'une condition initiale différente. La polaire de choc étant une courbe à deux paramètres (comme l'adiabatique dynamique, cf. § 2.4), les deux courbes (A_C) et (A) sont différentes. Ce qui distingue (A_C) de (A') c'est uniquement le sens de la propagation du choc. Le fait que (A') soit la symétrique de (A_C) et non de (A) traduit le fait que le choc réfléchi se propage dans un milieu qui a déjà été modifié par le choc incident.

On peut en outre observer que l'amplitude de l'onde de choc réfléchie (et aussi celle du choc transmis) sera d'autant plus grande que la différence entre les pentes des deux droites OA_0 et OB_0 (c'est-à-dire les deux impédances) sera plus importante.

ii) *Cas $Z_A > Z_B$.* Considérons les Figs.2.6(a-b).

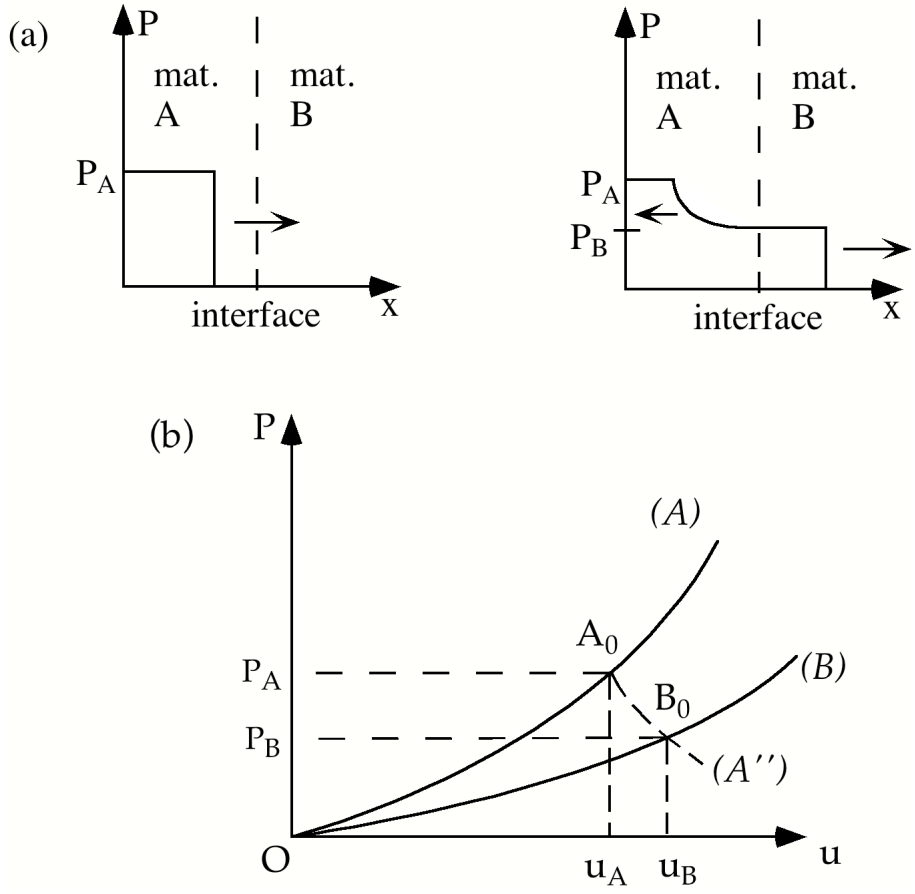


***Fig.2.6**: (a) Profils de pression avant et après le passage du choc à l'interface dans le cas $Z_A > Z_B$. (b) Représentation de ce processus sur le plan (P,u)*

Cette fois ci, c'est une onde de détente qui est réfléchie dans le milieu A. Elle est décrite

sur la Fig.2.6(b) par la courbe *(A'')* issue du point A_0. Cette onde de détente diminue progressivement la pression dans le milieu A. La tête de l'onde va plus vite que l'arrière, puisque la vitesse "du son" décroît quand la pression décroît. Les lois qui régissent l'onde de détente ne sont pas celles du choc, mais celles des écoulements isentropiques. On peut démontrer que la courbe *(A'')* est définie analytiquement par l'expression:

$$u = u_A - \int_{P_A}^{P} \left(- \frac{\partial V}{\partial P} \right)_S^{1/2} dP \qquad [2.34]$$

Si l'on connaît l'équation d'état du milieu A, on connaît la valeur de la pente de l'isentropique en chaque point (P,V). On peut alors calculer l'intégrale [2.34]. Comme dans le cas i), l'état de la matière derrière le choc transmis dans le milieu B et au voisinage de l'interface dans le milieu A est représenté par le point B_0, intersection de *(A'')* avec la polaire *(B)*.

2.5.2 La technique de désadaptation d'impédance

Comme il a été dit au § 2.4, lorsque l'équation d'état d'un matériau n'est pas connue, il faut déterminer deux des cinq grandeurs E, ρ, P, D et u pour pouvoir connaître toutes les autres et donc obtenir un point sur la surface d'état du milieu considéré.

La méthode pour la mesure des équations d'état que nous avons utilisée ne prévoit pas la mesure de deux paramètres, mais la mesure d'un paramètre dans deux milieux différents. Cette méthode s'appelle la "méthode de désadaptation d'impédance" et elle est basée sur la mesure simultanée de la vitesse du choc D dans deux milieux différents dont un de référence (c'est à dire dont l'équation d'état est connue).

On trouvera une présentation approfondie de la technique expérimentale pour la mesure de D dans deux matériaux et des différentes méthodes pour la mesure des équations d'état au chapitre III. On se limitera ici à l'explication du principe de la désadaptation d'impédance. Le matériau A est le matériau de référence et le matériau B est celui dont on doit déterminer l'équation d'état. En mesurant les vitesses D_A et D_B du choc dans A et B on détermine deux droites sur le plan (P,u) (Fig. 2.7). La polaire de choc de A est connue et son intersection avec la droite déterminée par la mesure de D_A nous fixe un point sur l'équation d'état de A d'où part la polaire (ou l'isentrope de détente) réfléchie en A. Les figures 2.7(a) et 2.7(b) représentent respectivement le cas $Z_A < Z_B$ (choc réfléchi) et $Z_A > Z_B$ (détente réfléchie) (voir § 2.5.1). Les courbes

représentatives des ondes réfléchies (de choc ou de détente) dans le matériau A, sont connues parce que le matériau A est celui de référence. D'après les conditions de transmission du choc entre deux matériaux (voir § 2.5.1), l'intersection de la droite déterminée par la mesure de D_B avec la courbe de l'onde réfléchie, donne un point sur l'équation d'état du matériau B.

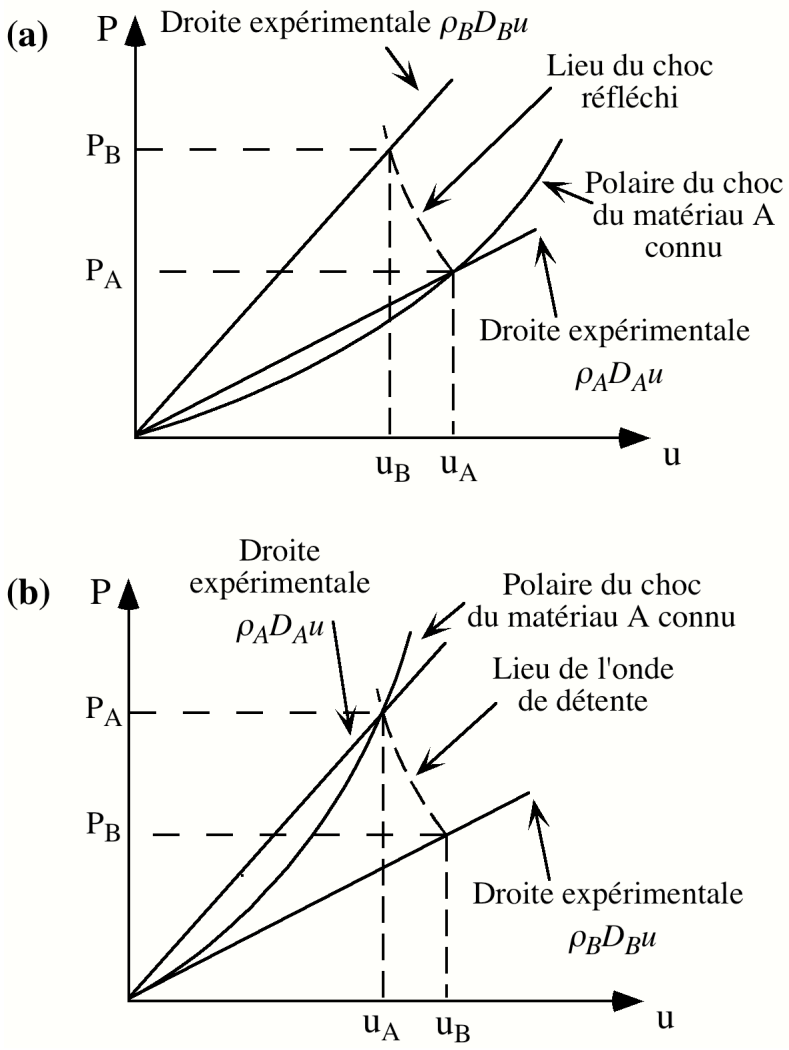


Fig. 2.7*: Représentation de la méthode de désadaptation d'impédance pour la mesure relative des équations d'état. Le matériau A est celui de référence.*
(a) Cas $Z_A < Z_B$. (b) Cas $Z_A > Z_B$.

2.7 Les ondes de choc dans les solides

Les notions introduites dans ce chapitre sont générales et s'appliquent aussi bien aux solides qu'aux liquides et aux gaz. Puisque nos expériences concernent la génération d'ondes de choc uniquement dans les solides, nous allons maintenant détailler les particularités de la courbe d'Hugoniot dans ce type de milieu. Il existe en effet certaines différences liées à l'état du milieu qu'il est intéressant de rappeler.

Dans un gaz la pression est d'origine purement thermique et traduit le transfert d'impulsion entre les particules du gaz et le milieu extérieur. La pression est donc toujours proportionnelle à la température. Une pression relativement basse peut comprimer considérablement un gaz. On peut atteindre la limite de compression donnée par les relations d'Hugoniot avec des pressions relativement faibles, de l'ordre de la centaine d'atmosphères.

Dans les solides et les liquides, la pression n'est pas seulement d'origine thermique mais est aussi générée par les forces d'interaction entre les molécules et/ou les atomes. On peut donc écrire la pression et l'énergie sous la forme

$$P = P_T + P_c \qquad [2.35]$$

$$E = E_T + E_c \qquad [2.36]$$

où P_T et E_T sont les composantes thermiques auxquelles contribuent les électrons et les ions et P_c et E_c sont les composantes dues aux forces d'interaction (ou élastiques). Dans un solide, ces forces sont attractives quand la distance interatomique augmente par rapport à la position d'équilibre ($T = 0$, $E = 0$ et $V = V_{0C}$) et la pression P_c est négative. Par contre avec la compression du matériau, les forces deviennent fortement répulsives et la pression P_c, positive, augmente rapidement. La compressibilité

$$\kappa_0 = -\frac{1}{V}\left(\frac{\partial V}{\partial P}\right)_S \qquad [2.37]$$

d'un métal dans les conditions standard est de l'ordre de 10^{-6} atm^{-1}. Pour comprimer un métal froid de 10% il faut donc appliquer une pression extérieure de l'ordre de 10^5 atm. Par conséquent pour les solides les conditions initiales à insérer dans les relations d'Hugoniot [2.13]-[2.15] sont toujours données par V_0, E_0 et $P_0 = 0$. Les pressions initiales $P_0 = 0$ ou $P_0 = 1$ atm sont équivalentes pour les ondes de choc dans les solides.
Représentons dans le plan P-V (Fig. 2.8) l'Hugoniot et la courbe $P_c(V)$. Puisque la

pression thermique est toujours positive, on peut observer que P_c à la température ambiante est négative: $P_c(V_0) < 0$. Pour des pressions jusqu'à 5 10^5 atm, la contribution de P_c domine, tandis que pour des chocs de quelques millions d'atmosphères les deux termes P_c et P_T deviennent comparables (AC = AB). Pour des ondes de choc encore plus fortes, la contribution thermique P_T devient dominante et dans la limite $P \rightarrow \infty$, la température tend aussi vers l'infini et le milieu, complètement ionisé, se comporte comme un gaz parfait.

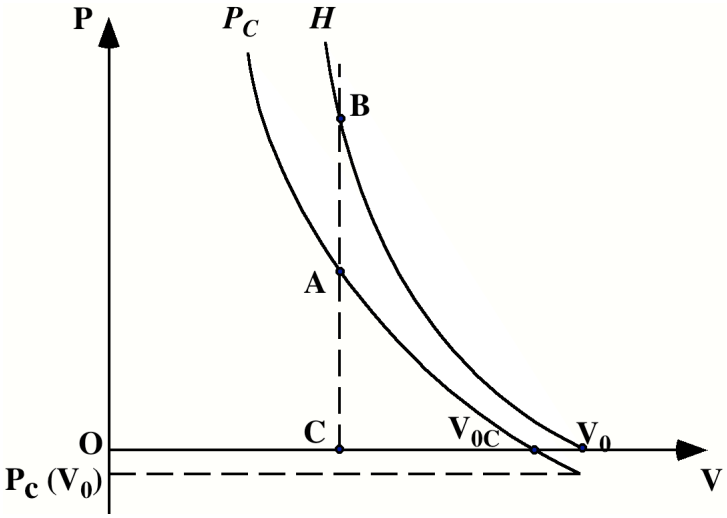


***Fig.2.8**: Représentation sur le plan (P,V) d'une Hugoniot H et de la courbe P_c.*

2.8 Les équations d'état

Les expériences qui se déroulent dans le cadre des recherches sur la fusion par confinement inertiel et, plus généralement, de la physique des hautes pressions (et/ou hautes densités), utilisent comme support des simulations numériques produites par des codes hydrodynamiques. Ces codes donnent l'évolution spatiale et temporelle des grandeurs hydrodynamiques (ρ, T, u etc....) d'un matériau. Une donnée fondamentale pour la réalisation de ce type de calcul est l'équation d'état du matériau dont on veut simuler le comportement hydrodynamique. Le succès d'un programme expérimental peut dépendre fortement de la qualité et de la fiabilité de notre connaissance de l'équation d'état du matériau. Nous présentons dans la suite de ce paragraphe les modèles d'équations d'état aujourd'hui les plus communs:

- les tables SESAME[9] tabulées sur des grilles et donc bien adaptées à l'utilisation dans

les codes de simulations et
- le modèle QEOS[10] auto- cohérent utilisable en ligne.

Il faut souligner que les tables SESAME s'appliquent à un nombre limité de matériaux et que pour certains d'entre eux on observe des différences significatives avec les résultats de QEOS. Il est donc important de disposer d'un support expérimental dans l'étude des équations d'état pour pouvoir ainsi, d'une part discriminer les théories différentes, et d'autre part déterminer le comportement de matériaux dont l'équation d'état est encore inconnue.

La suite de ce paragraphe a pour but de donner une idée de l'approche avec laquelle les équations d'état sont calculées sur tout le plan (ρ,T).* Notre intention est de fournir au lecteur une vue d'ensemble des tables SESAME et du modèle QEOS, sans entrer dans les détails des calculs car ce n'est pas l'objet de ce travail de thèse. Nous donnons les références nécessaires pour ceux qui souhaitent approfondir ce sujet.

2.8.1 Généralités

Afin de décrire l'état d'équilibre d'un système, on peut utiliser soit une description macroscopique (thermodynamique) soit une description microscopique (statistique). Habituellement on utilise les variables macroscopiques thermodynamiques et donc dans ce cas le système est décrit par la relation [2.20], appelée équation d'état. D'un point de vue général, on peut dire qu'une équation d'état est connue lorsque l'énergie libre F(ρ,T) du système à l'équilibre est connue. En effet, la pression, l'entropie et l'énergie du système sont données par

$$P = \rho^2 \left(\frac{\partial F}{\partial \rho}\right)_T \qquad [2.38]$$

$$S = -\left(\frac{\partial F}{\partial T}\right)_\rho \qquad [2.39]$$

$$E = F + TS \qquad [2.40]$$

L'énergie libre F se déduit en principe de la fonction de partition du système Z par la relation $F = - kT \log Z$.

Dans les calculs d'équations d'état, on est amené à distinguer entre les ions (ou atomes) et les électrons; on suppose alors que les quantités relatives aux deux espèces

* Bien sur si l'on s'intéresse aux détails du comportement d'un matériau dans une partie bien précise du plan (ρ,T), il est nécessaire de disposer des calculs très sophistiqués spécifiques à ces conditions.

sont additives. Par conséquent, comme mentionné au § 2.7 ([2.35] et [2.36]), toutes les quantités en jeu peuvent être exprimées comme la somme de trois termes: les deux premiers sont relatifs aux électrons et aux ions et le troisième aux effets des liaisons chimiques. Par exemple l'énergie libre sera donnée par

$$F = F_e + F_i + F_c \qquad [2.41]$$

où F_e et F_i sont les énergies libres électroniques et ioniques et F_c représente une correction due aux interactions électron-électron à $T \approx 0$[1]. Ces interactions peuvent être dues aux liaisons chimiques à l'état solide, aux effets d'échange ou à d'autres effets quantiques (cf.§ 2.8.3).

Il faut enfin souligner qu'aucun calcul d'équation d'état ne peut traiter correctement tout le plan (ρ, T); on doit appliquer différents modèles suivant les régions de ρ et T considérées.

2.8.2 Cas des plasmas: leur classification

La méthode de calcul de l'équation d'état d'un plasma dépend du type de plasma considéré. La classification des différents types de plasmas fait intervenir les valeurs de la densité ρ et de la température T par l'intermédiaire de paramètres tels que le facteur de couplage ionique Γ ou le rapport T/T_F (T_F température de Fermi). Le facteur de couplage ionique Γ est défini par

$$\Gamma = \frac{(Z^* e)^2}{R_0 kT} \qquad [2.42]$$

où R_0 est le rayon de la sphère ionique ($R_0 = (3n_i/4\pi)^{-1/3}$; n_i est la densité ionique), Z* est le degré d'ionisation moyen et T la température du plasma. Le facteur Γ représente le rapport entre l'énergie coulombienne de deux ions et leur énergie thermique. L'équation [2.42] s'écrit en unités physiques

$$\Gamma = 2.32\ 10^{-7}\ Z^{*2}\ \frac{(n_i(cm^{-3}))^{1/3}}{kT\ (eV)} \qquad [2.43]$$

Lorsque $\Gamma << 1$, on parle de plasma classique et l'interaction entre les particules chargées n'influence pas beaucoup leur mouvement. Dans ce régime, le plasma est bien

décrit par la théorie de Debye-Hückel qui tient compte de l'écrantage à grandes distances des interactions coulombiennes. L'équation d'état de ce type de plasma est donc celle d'un gaz parfait avec une petite correction due aux interactions coulombiennes écrantées:

$$P = \sum_i n_i k T - \frac{kT}{24\pi\lambda_D^3} \qquad [2.44]$$

où λ_D est la longueur de Debye.

Lorsque $\Gamma >> 1$, on parle de plasma fortement couplé. La densité est tellement élevée que λ_D est plus petite que R_0. Les niveaux liés de Rydberg des ions proches se superposent alors pour former des bandes de conduction, ce qui a pour effet d'abaisser l'énergie du continuum (continuum lowering).

Une autre caractérisation du plasma s'obtient en comparant la température T à la température de Fermi

$$T_F = \frac{h^2}{2m_e} n_e^{2/3} \frac{(3/\pi)^{2/3}}{4k} \qquad [2.45]$$

où m_e est la masse de l'électron, h la constante de Planck. En unités physiques, la température de Fermi s'écrit

$$T_F\ (eV) = 3.68\ 10^{-15}\ (n_e\ (cm^{-3}))^{2/3} \qquad [2.46]$$

Lorsque $T \leq T_F$, on parle de plasma dégénéré et les électrons doivent être décrits par la distribution de Fermi-Dirac. Les phénomènes d'ionisation par pression peuvent être importants; les électrons libres comprimés pénètrent à l'intérieur des orbites des électrons liés ce qui réduit l'énergie de liaison de ces derniers.

Dans les ondes de choc produites par laser, la matière est amenée à des densités électroniques de l'ordre de 3-4 10^{23} cm^{-3} et à des températures de quelques eV. Les plasmas obtenus sont donc des plasmas couplés et partiellement dégénérés (voir Fig.2.9).

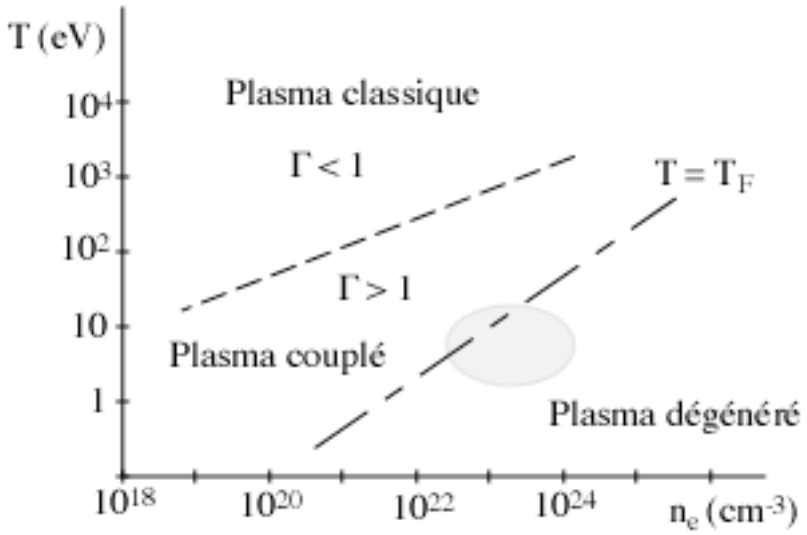


Fig.2.9: *Classification des plasmas sur le plan (T,n_e). La région grise correspond approximativement aux plasmas des chocs produits dans nos expériences.*

2.8.3 Les équations d'état QEOS

QEOS est un modèle théorique développé par R. M. More[10] au Lawrence Livermore National Laboratory. C'est un modèle auto-cohérent qui ne nécessite pas de base extérieure de données sur les équations d'état. Les données sont simplement la composition du matériau et les propriétés du solide froid [la densité et le "bulk modulus" B défini comme $B = \rho\,(\partial P / \partial \rho)_{\rho_S}$]. Le modèle donne alors la pression, l'énergie, l'entropie, l'énergie libre ainsi que toutes les dérivés (dP/dρ, dP/dT, etc.). Les grandeurs sont thermodynamiquement cohérentes, c'est-à-dire qu'elles vérifient la relation:

$$\rho^2 \left(\frac{\partial E}{\partial \rho}\right) = P - T\left(\frac{\partial P}{\partial T}\right). \qquad [2.47]$$

La pression, l'énergie ionique et l'énergie électronique sont calculées séparément. On parle donc d'équation d'état ionique et électronique. Dans QEOS on fait l'hypothèse que les quantités ioniques et électronique sont additives, l'énergie libre F est donc donnée par l'Eq.[2.41] où le terme F_c est une correction semi-empirique du terme électronique due aux liaisons chimiques du solide froid ($\rho = \rho_S$ et $T \approx 0$). En fait, le terme électronique F_e est calculé sur la base du modèle de Thomas-Fermi. Ce modèle ne s'applique pas pour $\rho \approx \rho_S$ et $T \approx 0$ où il peut prévoir une pression électronique de

quelques Mbar au lieu de zéro. Cette incohérence est alors corrigée par F_C.

2.8.3.a L'équation d'état ionique

Cette équation d'état décrit la pression et l'énergie associées au mouvement des ions. Dans QEOS les propriétés des ions et des électrons sont supposées complètement indépendantes, à l'exception de la condition de neutralité locale du matériau. Cette hypothèse ne cause pas de problèmes dans les conditions de validité de l'approximation des gaz parfaits. A densité élevée ou à basse température, le potentiel coulombien $U(R) = (Z^*e)^2/R$ entre les ions, qui dépend de la température électronique T_e à travers $Z^*(T_e)$, devient important. On peut alors justifier l'hypothèse faite en remarquant qu'à hautes densités on a $T_e \approx T_i$ et que pour des matériaux de Z^* plus grand que 10, la contribution ionique dans le calcul des équations d'état est inférieure à 10%.

Le calcul de l'équation d'état ionique est basé sur le modèle de Cowan[11] qui unit les théories de Debye, de Grüneisen et une loi d'échelle pour l'état liquide (qui consiste en la loi du gaz parfait avec un terme correctif). Le modèle de Cowan peut être divisé en deux parties: *une partie structurale* qui calcule les quantités thermodynamiques P, E, S et F avec des expressions données pour les températures de Debye $\theta_D(\rho)$ et de fusion $T_m(\rho)$, et *une partie empirique* qui essaie de calculer $\theta_D(\rho)$ et $T_m(\rho)$ pour n'importe quel matériau.

On va décrire brièvement la première partie. Selon le modèle de Cowan la partie ionique de l'énergie libre est donnée par

$$F_i(\rho,T) = \left(\frac{kT}{AM_P}\right) f(u,w) \qquad [2.48]$$

où A est le poids atomique, M_P est l'unité de masse atomique, $u = \theta_D(\rho)/T$, $w = T_m(\rho)/T$ et f est une fonction, donnée par des expressions différentes suivant les valeurs des deux nouvelles variables u et w. Celles-ci sont cohérentes avec l'équation d'état de Grüneisen pour les solides, la théorie de Debye pour la chaleur spécifique d'un solide à basses températures, la loi de Dulong et Petit pour les températures élevées et le théorème de Nernst ($\lim_{T \to 0} S(\rho,T) = 0$). On rappelle que l'équation d'état de Grüneisen est donnée par

$$P_i = \gamma_S(\rho)\rho E_i, \quad \gamma_S(\rho) = \frac{\partial \log \theta_D}{\partial \log \rho}, \qquad [2.49]$$

et qu'on l'obtient à partir de la fonction de partition d'un système de N ions couplés qui

oscillent collectivement. Le modes d'oscillations sont 3N et le spectre est caracterisé par des frequences ν comprises entre 0 et ν_D, où $\nu_D = k\theta_D/h$ (modèle des solides de Debye).

2.8.3.b L'équation d'état électronique

L'équation d'état électronique est calculée à partir du modèle de Thomas-Fermi[12]. Dans ce modèle les électrons sont traités comme un fluide chargé entourant le noyau. Les propriétés de ce gaz d'électrons sont décrites par la statistique de Fermi-Dirac. Les effets de plasma sont introduits grâce au modèle de la "sphère-ionique" où chaque noyau se trouve au centre d'une sphère de rayon $R_0 = (3/4\pi n_i)^{1/3}$. Cette cavité sphérique contient un nombre suffisant d'électrons pour assurer la neutralité. Les autres ions sont supposés rester à l'extérieur de la sphère. Dans la sphère-ionique, le potentiel électrostatique V(r) est solution de l'équation de Poisson

$$\nabla^2 V = \frac{1}{\varepsilon_0}[e\, n(r) - Ze\, \delta(r)] \qquad [2.50]$$

où n(r) est la densité électronique (électrons liés et libres) et Z le numéro atomique. Les conditions aux limites sont $V(R_0) = 0$ et $(dV/dr)_{r=R0} = 0$ (condition de neutralité de la sphère ionique). La densité n(r) est donnée par la statistique de Fermi-Dirac

$$n(r) = \int \frac{2}{h^3} \frac{1}{1 + \exp\left[\frac{1}{kT}\left(\frac{p^2}{2m} - eV(r) - \mu\right)\right]} d^3p \qquad [2.51]$$

où le potentiel chimique μ se déduit de la normalisation $Z = \int n(r)\, d^3r$ qui représente encore la condition de neutralité de la sphère ionique. Dans ce modèle le degré d'ionisation est calculé soit en déterminant le nombre d'électrons libres ($p^2/2m > eV(r)$) à l'intérieur de la sphère ionique soit à partir de la valeur de la densité $n(R_0)$ au bord de la sphère. Les variables thermodynamiques électroniques (E_e, F_e, S_e) sont déduites de l'énergie cinétique, des énergies électrostatiques électron-noyau et électron-électron et de la fonction de partition *Z* du système. Pour la pression P_e on obtient

$$P_e = \frac{1}{2\pi^2}\left(\frac{2m}{\hbar^2}\right)^{3/2} (kT)^{5/2} \int_0^{+\infty} \frac{x^{3/2}}{1 + \exp\left(x - \frac{\mu}{kT}\right)} dx \qquad [2.52]$$

Ce modèle relativement simple est capable de bien décrire plusieurs phénomènes typiques des plasmas denses. L'interaction ion-ion est bien décrite à l'aide du modèle de la sphère ionique. Les électrons libres qui peuvent être dégénérés sont traités de façon auto-cohérente: quand la densité augmente les électrons se rapprochent du noyau et l'effet d'écrantage est pris en compte par V(r).

Un des défauts les plus importants de ce modèle est celui, déjà mentionné au début de ce paragraphe, de n'être pas capable de décrire les forces attractives entre atomes neutres. Ceci se traduit par une surestimation importante de la pression à la densité du solide. On verra dans la suite que cette surestimation est corrigée par le terme semi-empirique F_C de l'Eq.[2.41]. Il faut remarquer également que ce modèle ne tient pas compte de l'énergie d'échange provenant de la nature antisymétrique de la fonction d'onde électronique. Le modèle de Thomas-Fermi avec cette correction est le modèle de Thomas-Fermi-Dirac.

Ce modèle amélioré est sûrement plus précis, mais pas suffisamment, comme on peut le voir sur la Fig 2.10, pour éliminer la nécessité de la correction empirique F_C.

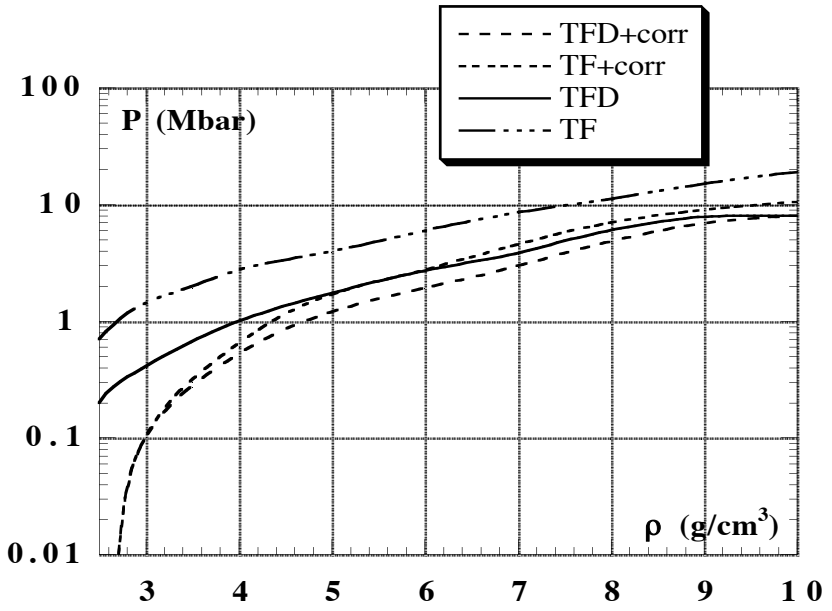


***Fig.2.10**: Pression de l'aluminium en fonction de la densité calculée avec les modèles Thomas-Fermi et Thomas-Fermi-Dirac avec et sans le terme P_c[10].*

2.8.3.c Correction due aux liaisons chimiques

Dans le modèle de Thomas-Fermi, la pression d'un gaz d'électrons libres est de quelques Mbar à des densités proches de celle du solide ρ_s et à des températures très basses. En raison de cette contribution électronique importante, la pression totale est positive alors qu'en réalité on devrait trouver $P_{tot} = 0$. Pour corriger cette erreur on introduit un terme supplémentaire E_c à l'énergie $E_i + E_e$ donné par

$$E_c = E_0 \left[1 - \exp\left\{b\left[1 - \left(\frac{\rho_S}{\rho}\right)^{1/3}\right]\right\}\right] \qquad [2.53]$$

où b et E_0 sont des constantes liées à la portée et à l'intensité des forces de liaison. Cette correction, introduite par Barnes[13], est indépendante de la température et donne donc directement la correction à l'énergie libre. Le terme de pression correspondant est alors donné directement par $P_c = \rho^2 \partial E_c / \partial\rho$. Les deux constantes b et E_0 sont déterminées en imposant que le bulk modulus $B = \frac{1}{\rho}\left(\frac{\partial P_{tot}}{\partial \rho}\right)_S$ soit égal à la valeur expérimentale et que $P_{tot}(\rho_S, o) \approx 0$ (Fig.2.10).

2.8.4 Les tables d'équations d'état SESAME

Les tables d'équations d'état ont été développées au Los Alamos National Laboratory à la fin des années '70[9, 14, 15]. Ces tables ont été calculées en combinant divers modèles théoriques valables dans différentes régions du plan densité-température et en faisant des interpolations des points expérimentaux existants. Pour le calcul de ces tables, on traite séparément la contribution ionique, électronique et la contribution due aux forces électroniques à température nulle[14] (cf. [2.41]). Les tables donnent la pression et l'énergie interne en fonction de la température et de la densité. Jusqu'à très récemment, les tables SESAME ne donnaient qu'une équation d'état globale à une température ($T = T_e = T_i$). Pour l'utilisation des codes hydrodynamiques à un fluide et à deux températures qui nécessitent une description séparée des énergies électronique et ionique, on considère habituellement que l'équation d'état des ions est celle du gaz parfait et on déduit l'équation d'état électronique comme la différence entre les tables SESAME et l'équation ionique. Aujourd'hui SESAME fournit aussi les équations d'état ionique et électronique déjà séparées pour les matériaux les plus communs.

2.8.4.a La contribution ionique

Les ions à l'état solide sont décrits par l'équation d'état de Debye-Grüneisen

$$P_i = \rho\, \gamma_s(\rho)\, R \left[\frac{9}{8}\, \theta_D + 3\, T\, D(\theta_D / T) \right] \qquad [2.54]$$

où $D(x) = (3 / x^3) \int_0^x y^3 / (e^y - 1)\, dy$, R est la constante des gaz parfaits et θ_D est la température de Debye. L'Eq.[2.54] inclut la contribution thermique et la contribution du point zéro.

Les valeurs de $\gamma_s(\rho)$ et $\theta_D(\rho)$ sont estimées en utilisant la formule de Dugdale-MacDonaldou des approximations similaires, comme par exemple $\gamma_s\, \rho = cost$[1].

Pour des températures élevées ou de très basses densités, les ions sont décrits par l'équation du gaz parfait. La méthode d'interpolation entre les régimes état solide et état gazeux utilisée dans les tables SESAME est celle de Kormer *et al.*[16] et Thomson[17]. L'équation [2.54] est applicable seulement pour $\rho \geq \rho_S$ (ρ_S est la densité du solide). Dans le cas $\rho < \rho_S$, on utilise pour certains matériaux l'expression du type "développement du viriel" donné par Barnes[18]

$$P_i = RT\, [\, \rho + B(T)\, \rho^2 + C(T)\, \rho^3\,] \qquad [2.55]$$

où B(T) et C(T) sont déterminés en imposant que $P_i(\rho)$ et $(dP_i/d\rho)$ données par [2.54] ($\rho > \rho_S$) et [2.55] ($\rho < \rho_S$) soient continues en $\rho = \rho_S$. Dans certaines tables (par exemple pour l'aluminium dans la région $\rho < 0.1$ g/cm^3 et $T > 2$ eV) un modèle statistique de plasma non idéal, développé par Rogers[19], est utilisé. Dans ce modèle on tient compte aussi de la présence des électrons et l'approche est complètement différente de celle de Barnes; la théorie de Rogers utilise une méthode perturbative ("cluster expansion") de la fonction de partition grand canonique pour un système à N-corps. En particulier, on tient compte de la formation d'un composé électron-noyau, du couplage entre les ions (liquidlike) et du faible couplage entre les électrons (gazlike).

2.8.4.b La contribution électronique

La contribution thermique électronique est calculée par le modèle de Thomas-Fermi-Dirac (TFD) à température non nulle. Il diffère du modèle de Thomas Fermi (cf.

§ 2.8.3b) par une correction due à la dégénérescence d'échange. Essentiellement il faut ajouter à l'énergie interne du système le terme:

$$E_{ex} = -\int \frac{3}{4} e^2 \left(\frac{3}{\pi}\right)^{1/3} n^{4/3} d^3r \qquad [2.56]$$

qui représente l'énergie d'échange[1] où n(r) est donnée par l'Eq.[2.51].

Pour un grande nombre de matériaux, la structure électronique à température non nulle est décrite par un modèle de Liberman[20] (appelé "INFERNO"). La Fig. 2.11 illustre ce modèle.

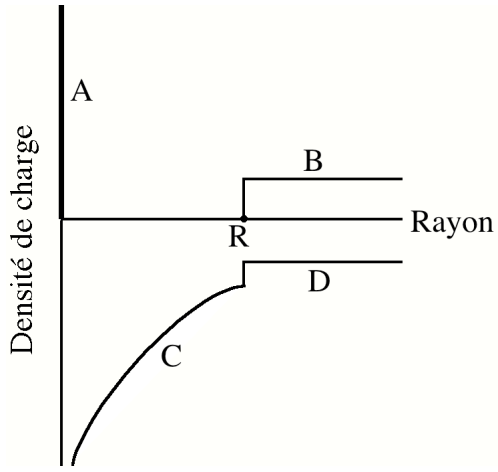


Fig.2.11*: Schéma de la distribution de charge dans le modèle de Liberman. A: noyau central, B: une densité de charge positive à l'extérieur de la cavité sphérique représentant les ions voisins, C: une densité de charge électronique à symétrie sphérique, D: une densité de charge électronique moyennée sur le volume. R est le rayon de la cavité sphérique.*

Un noyau ponctuel est placé au centre d'une cavité sphérique de rayon R. A l'extérieur de la sphère, il y a une distribution uniforme de charge positive qui remplace les ions voisins. Une quantité suffisante d'électrons dans le système global est présente afin d'assurer la neutralité électrique et la neutralité à l'intérieur de la sphère est imposée. Pour simplifier le calcul de l'énergie libre du système, la densité électronique à l'extérieur de la sphère est remplacée par une densité moyennée sur le volume. Cette simplification, appelée "muffin-tin", est souvent utilisée dans les calculs des structures de bandes. Liberman résout alors l'équation de Dirac pour chaque électron (libre et lié) soumis à un potentiel auto-cohérent d'un atome à l'intérieur de la sphère et à un

potentiel constant à l'extérieur (en raison de l'approximation "muffin-tin"). Ce modèle est une extension de TFD au sens où il est valide non seulement dans le cas de densités élevées mais également dans le cas des basses densités. En effet, lorsque la cavité sphérique devient grande, ce modèle donne la description d'un atome isolé ou d'un ion en équilibre avec un gaz d'électrons.

2.8.4.c La contribution due aux liaisons chimiques

Dans plusieurs tables SESAME, la contribution due aux liaisons chimiques, c'est-à-dire aux forces électroniques de cohésion et de répulsion à $T \approx 0$, est calculée comme dans QEOS (cf. § 2.8.3.c) par le terme correctif de Barnes (Eq.[2.53]).

Une méthode alternative utilisée dans certaines tables SESAME est celle proposée par Rice *et al* [21]. Ils ont montré que la contribution $E_c(\rho)$ à l'énergie due aux liaisons chimiques peut être déterminée à partir de l'Hugoniot $P_H(\rho)$. En effet l'équation d'état de Mie-Grüneisen [2.49] peut s'écrire

$$P_c(\rho) - \rho\,\gamma_S(\rho)\,E_c(\rho) = P_H(\rho) - \rho\,\gamma_S(\rho)\,E_H(\rho) \qquad [2.57]$$

et en écrivant $P_c(\rho) = \rho^2\,\partial E_c / \partial\rho$ on obtient une équation différentielle pour $E_c(\rho)$ qu'on peut intégrer facilement. En tenant compte de la définition [2.49] de $\gamma_S(\rho)$, on obtient

$$E_c(\rho) = \theta(\rho)\left[\frac{E_c(\rho_S)}{\theta(\rho_S)} + \int_{\rho_0}^{\rho} \frac{P_H(x) - x\,\gamma_S(x)E_H(x)}{x^2\,\theta(x)}\,dx\right] \qquad [2.58]$$

où $\gamma_S(\rho)$ et $\theta_D(\rho)$ sont donnés par la formule de Mugdale-MacDonald. Avec cette procédure Rice *et al* [21] ont déterminé la courbe $E_c(\rho)$ pour 25 métaux.

2.8.4.d Modèles pour l'état liquide-vapeur

Dans la région d'un métal comprimé à l'état liquide pour des densités proches de la courbe d'Hugoniot (pour l'aluminium $\rho > 4$ g/cm^3) les tables SESAME ont été calculées à l'aide d'un modèle développé par M. Ross[22]. Ce modèle est la généralisation des méthodes variationnelles-perturbatives pour un gaz dégénéré d'électrons[23] au cas d'un métal liquide à températures élevées et d'un plasma partiellement ionisé.

Dans le calcul de Ross, en effet, on tient compte de l'excitation des électrons libres et liés à l'aide d'un champ moyen appelé pseudo-potentiel. Ce pseudo-potentiel

décrit aussi l'interaction entre les électrons et les ions et il est donné par une expression semi-empirique.

Pour décrire les effets d'échange et de corrélation entre les électrons on fait l'approximation usuelle d'Hartree-Fock, selon laquelle on impose que la fonction d'onde des électrons soit de la forme d'un déterminant de Slater et on calcule l'énergie par méthode variationnelle. Ross fait une approximation supplémentaire qui consiste à remplacer le potentiel d'échange pour les électrons libres par un potentiel local (égal pour tous) calculé à partir de la densité de charge locale. Avec cette approximation les équations pour les électrons ne sont plus couplées entre elles. Cette approximation, appelée d'Hartree-Fock-Slater (ou d'échange localisé), est utilisée habituellement dans la théorie des bandes de conduction dans les solides[24].

La méthode du calcul de l'énergie libre du système est basée sur la théorie variationnelle selon laquelle

$$F_{syst} \leq F_0 + \langle U - U_0 \rangle_0 \qquad [2.59]$$

où F_0 et U_0 sont l'énergie libre et l'énergie potentielle du modèle de référence, U est l'énergie potentielle du système réel et $< >_0$ indique la moyenne sur toutes les configurations possibles du modèle de référence. L'énergie U est donnée par

$$U = U_M + U_{ei} + U_{core} \qquad [2.60]$$

où U_M est l'énergie de Madelung, U_{ei} est l'énergie correspondant à l'interaction électron-ion (décrite par le pseudopotentiel) pour une configuration ionique donnée et U_{core} l'énergie des électrons liés qui interagissent avec les électrons de conduction à travers le pseudopotentiel. Comme modèle de référence Ross choisit celui d'une sphère rigide dont le diamètre d a la valeur qui minimise le second membre de [2.59]. On obtient enfin un modèle qui fournit les grandeurs thermodynamiques pour tous les états d'équilibre à partir d'un métal liquide jusqu'à un plasma dense partiellement ionisé.

Dans la région des basses températures (pour l'aluminium $T < 0.3$ eV et 0.01 g/cm$^3 < \rho < 1$ g/cm^3) de coexistence des deux états liquide-vapeur, un modèle de Young[25] a été utilisé où on décrit le liquide par des sphères non rigides. Ce modèle est basé sur une méthode de calcul Monte-Carlo appliquée aux fluides avec un potentiel d'interaction entre les particules de la forme $\Phi(r) = \varepsilon(r_0/r)^n$ où $4 \leq n \leq 12$, ε et r_0 sont des paramètres phénoménologiques et r la distance entre les particules. L'énergie est calculée comme la somme de différents termes: un terme cinétique (gaz parfait), un

terme de Madelung, un terme de capacité thermique pour la sphère non rigide, un terme attractif de Van der Waals et un terme de cohésion (donné par un champ moyen). Dans ces termes interviennent plusieurs paramètres qu'il faut ajuster afin d'interpoler les données expérimentales[26].

2.8.5 Comparaison entre SESAME et QEOS

Comme nous l'avons expliqué dans les deux derniers paragraphes, les tables SESAME diffèrent de QEOS essentiellement par le fait qu'elles sont calculées à partir de modèles indépendants entre eux. Bien que ces modèles soient continuellement améliorés et testés expérimentalement, il peut s'avérer que l'équation d'état ne soit pas cohérente thermodynamiquement à la transition entre deux modèles. Par exemple, les dérivées de certaines quantités peuvent être discontinues si bien que les identités thermodynamiques ne sont plus vérifiées. En ce qui concerne le modèle QEOS, la limitation la plus importante est le manque de précision autour du point de fusion et la difficulté de décrire les matériaux polyatomiques. Une autre limitation est que l'équation d'état QEOS ne peut être appliquée qu'aux plasmas à l'équilibre ETL (cf. § 1.4.2). QEOS néglige aussi les effets quantiques d'échange et de corrélation entre les électrons ainsi que les transitions de phase cristal-cristal.

Puisqu'un choc (cf. § 2.4) permet d'atteindre uniquement les états de la matière qui se trouvent sur l'Hugoniot, nous considérons dans ce paragraphe les polaires de choc et les courbes (T,D) de matériaux différents obtenues soit avec QEOS soit avec SESAME. Nous avons choisi de comparer les données QEOS et SESAME sur ces deux plans parce que ce sont les plans où nos points expérimentaux seront présentés: le plan (P, u) utilisé dans la méthode de désadaptation d'impédance, le plan (T, D) car nous mesurons directement ces deux paramètres (cf. chapitre V).

Dans nos mesures relatives d'équations d'état, nous considérons comme matériau de référence l'aluminium (cf. chapitres III, IV et V) qui est communément utilisé comme tel dans la littérature[8]. Ce choix est dicté par le fait que dans le régime de pressions atteintes ($P < 20$ Mbar) les deux équations d'états SESAME et QEOS sont pratiquement confondues (elles diffèrent de < 1 %) et que tous les points expérimentaux relatifs à l'aluminium valident ces modèles, comme on peut le voir sur la figure 2.12.

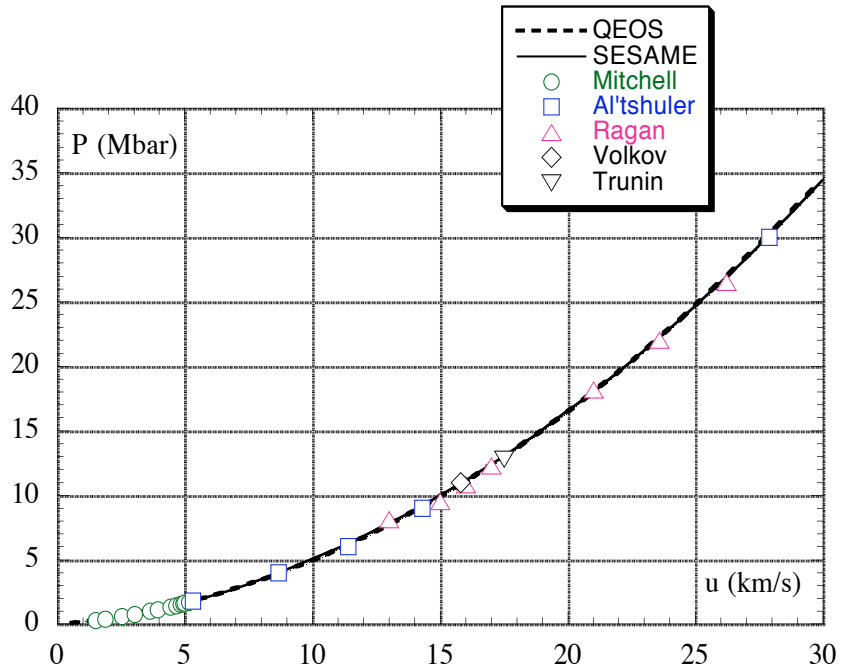


***Fig. 2.12**: Polaire de choc de l'aluminium donnée par les tables SESAME et par QEOS et points expérimentaux*[7, 27-32]

Il y a toutefois de nombreux matériaux pour lesquels il existe une différence importante entre SESAME et QEOS. C'est en particulier le cas pour le cristal polyatomique SiO_2 (ou quartz), comme le montrent les figures 2.13 et 2.14. On observe un désaccord de 10 % sur le plan (P,u) et un désaccord beaucoup plus important sur le plan (T,D). Pour des températures inférieures à 1 eV, la différence atteint 50%. Au fur et à mesure que la température augmente, le désaccord se réduit jusqu'à 20% quand $T \approx 6$ eV. Cette grande différence dans la région des basses températures ($T < 1$ eV, $P < 3$ Mbar) est probablement due au fait qu'avec QEOS la transition de phase cristal-cristal, qui se produit dans cette région[10], n'est pas correctement décrite.

Le fait que la différence soit plus importante pour la température que pour la pression est caractéristique pour beaucoup de matériaux. La température est en effet la grandeur thermodynamique sur laquelle l'incertitude est la plus grande[33]. Il est donc important de trouver une technique expérimentale fiable (cf. chapitre V) pour mesurer la température de façon plus fine et pouvoir ainsi discriminer différentes théories.

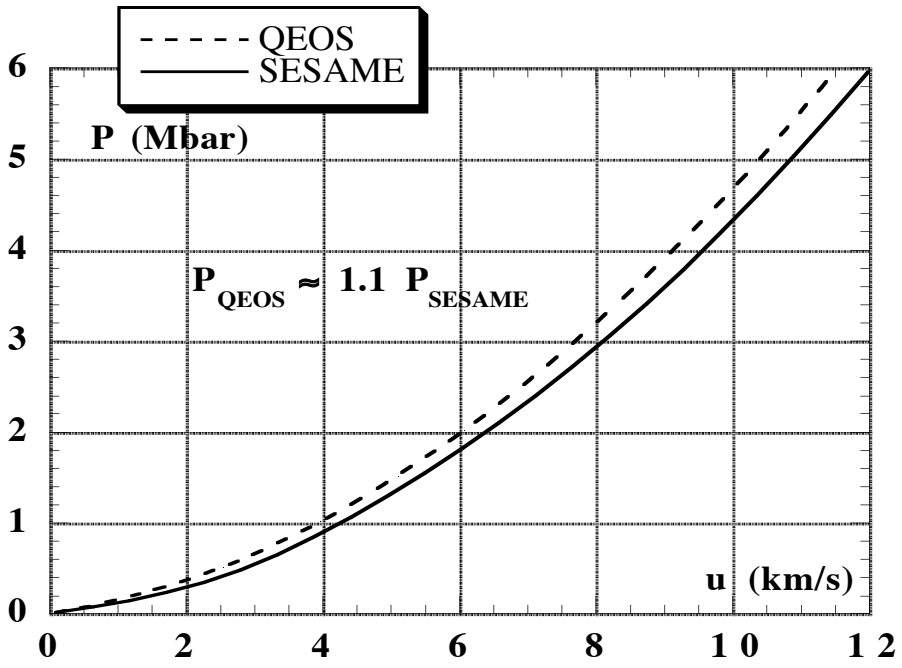


***Fig. 2.13**: Polaires de choc du quartz données par le modèle QEOS et par les tables SESAME*

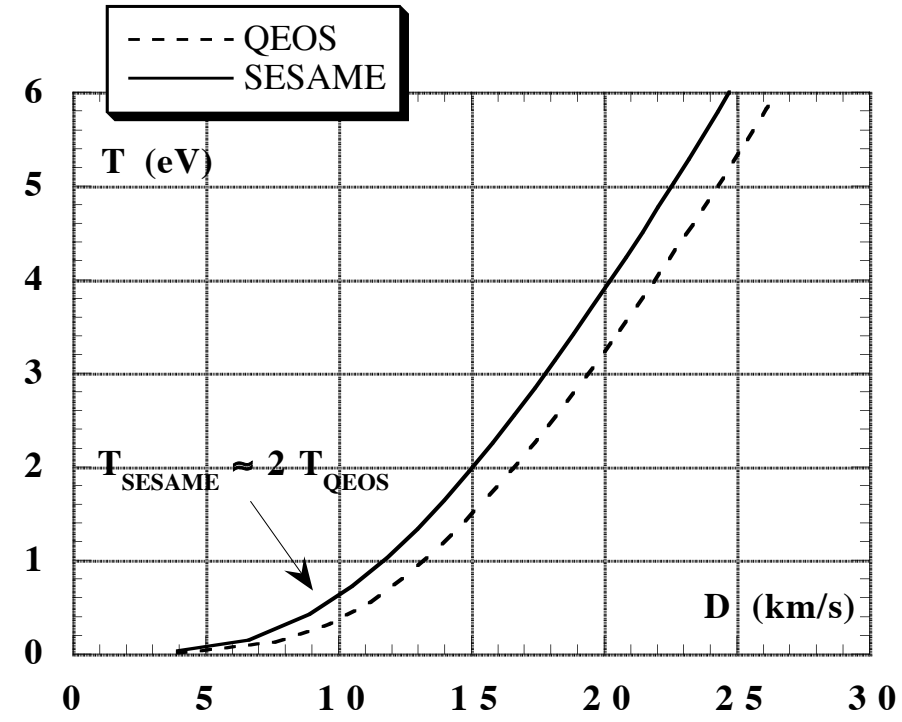


***Fig. 2.14**: Courbes (T,D) pour le quartz données par le modèle QEOS et par les tables SESAME*

2.9 Conclusion

Au cours de ce chapitre nous avons introduit les éléments généraux qui nous permettront de comprendre comment les ondes de choc peuvent être utilisées dans l'étude des équations d'état. Nous avons vu qu'une perturbation suffisamment importante de densité (ou de pression) dans un milieu évolue vers une discontinuité (appelée onde de choc). Les équations qui décrivent la propagation d'un choc sont les relations d'Hugoniot-Rankine. Si on détermine deux des cinq quantités physiques de l'onde de choc (la pression, l'énergie, la densité, la vitesse fluide et la vitesse du choc) on obtient un point sur l'équation d'état du milieu comprimé. Nous avons vu qu'il existe une méthode pour réaliser des mesures relatives des équations d'état, basée sur la mesure de la vitesse du choc dans deux milieux différents dont un connu.

Nous avons ensuite présenté l'approche habituelle du calcul des équations d'état qui consiste d'une part à distinguer entre les électrons et les ions (ou atomes) et d'autre part à appliquer des méthodes différentes suivant la région considérée du plan (ρ,T). Nous avons décrit plus en détail les équations d'état les plus utilisées aujourd'hui dans les codes hydrodynamiques: le modèle QEOS et les tables SESAME. Bien que pour certains matériaux comme l'aluminium ces équations d'état donnent les mêmes résultats (validés par les expériences), il existe de nombreux matériaux pour lesquels ces équations d'état sont contradictoires et pour lesquels il est nécessaire de disposer d'un support de données expérimentales. Dans le chapitre qui suit nous allons présenter la première étape de ce travail de thèse, consacrée précisément à la mise au point d'une méthode fiable et précise pour la mesure relative des équations d'état des matériaux fortement comprimés.

Bibliographie

[1] S. Eliezer, A. Ghatak, H. Hora & E. Teller, *An introduction to equations of state: theory and applications* (Cambridge University Press, Cambridge, 1986).

[2] A. Jayaraman, Pour la Science 35 (Juin 1984).

[3] Y. B. Zel'dovich & Y. P. Raizer, *Physics of shock waves and high temperature hydrodynamic phenomena* (Academic Press, New York, 1967).

[4] L. V. Al'tshuler, S. B. Kormer, A. A. Bakanova & R. F. Trunin, Sov. Phys. JETP **11**, 573 (1960).

[5] A. C. Mitchell, W. J. Nellis, J. A. Moriarty, R. A. Heinle, N. C. Holmes, R. E. Tipton & G. W. Repp, J. Appl. Phys. **69**, 2981 (1991).

[6] R. Fabbro, B. Faral, J. Virmont, F. Cottet & J. P. Romain, Phys. Fluids B **1**, 644 (1989).

[7] C. E. Ragan III, Phys. Rev. A **21**, 458 (1980).

[8] R. F. Trunin, Phys.-Usp. **37**, 1123 (1994).

[9] T4 Group LANL, No. LALP-83-4 (1983).

[10] R. M. More, K. H. Warren, D. A. Young & G. B. Zimmerman, Phys. Fluids **31**, 3059 (1988).

[11] C. W. Cranfill & R. M. More, LANL, Los Alamos National Laboratory report LA-7313-MS (1978).

[12] R. P. Feynman, N. Metropolis & E. Teller, Phys. Rev. **75**, 1561 (1949).

[13] J. F. Barnes, Phys. Rev. **153**, 269 (1967).

[14] B. I. Bennett, J. D. Johnson, G. I. Kerley & G. T. Rood, LANL, No. LA-7130-UC-34 (1978).

[15] K. S. Holian, LANL, No. LA-10160-MS UC-34 (1984).

[16] S. B. Kormer, A. I. Funtikov, V. D. Urlin & A. N. Kolesnikova, Soviet Physics J.E.T.P. **15**, 477 (1962).

[17] S. L. Thomson & H. S. Lauson, Sandia Laboratories report, No. SC-RR-710714 (1972).

[18] J. F. Barnes & A. I. Fickett, Bull. Am. Phys. Soc. **18**, 376 (1973).

[19] F. J. Rogers, Phys. Rev. A **24**, 1531 (1981).

[20] D. A. Liberman, Phys. Rev. B **20**, 4981 (1976).

[21] M. H. Rice, R. G. McQueen & J. M. Walsh, Solid State Phys. **6**, 1 (1958).

[22] M. Ross, Phys. Rev. B **21**, 3140 (1980).

[23] N. W. Ashcroft & D. Stroud, Solid State Phys. **33**, 1 (1978).

[24] J. C. Slater, *Quantum Theory of Atomic Structure* (McGraw-Hill, New York, 1960).

[25] D. A. Young, LLNL, No. UCRL-52352 (1977).

[26] K. S. Holian, J. Appl. Phys. **59**, 149 (1985).

[27] C. E. Ragan III, Phys. Rev. A **25**, 3360 (1982).

[28] C. E. Ragan III, Phys. Rev. A **29**, 1391 (1984).

[29] A. P. Volkov et al., Sov. Phys. JETP Lett. **31**, 588 (1980).

[30] A. C. Mitchell & W. J. Nellis, J. Appl. Phys. **52**, 3363 (1980).

[31] L. V. Al'tshuler, N. N. Kalitkin, L. V. Kuz'mina & B. S. Chekin, Sov. Phys. JETP **45**, 167 (1977).

[32] R. F. Trunin, A. B. Medvedev & A. I. Funtikov, Sov. Phys. JETP **68**, 356 (1972).

[33] P. Celliers & A. Ng, Phys. Rev. E **47**, 3547 (1993).

PLAN DU CHAPITRE III:
MESURE RELATIVE DES EQUATIONS D'ETAT

3.1 Introduction

3.2 Description du dispositif expérimental
- **3.2.1 Le laser du LULI**
- **3.2.2 La conversion de fréquence**
- **3.2.3 Les principaux diagnostics utilisés**
  - ***3.2.3a Emissivité: mesure de la vitesse du choc***
  - ***3.2.3b Contrôle de la tache focale***
- **3.2.4 Les cibles**

3.3 Lissage optique du faisceau laser
- **3.3.1 Les lames de phases aléatoires**
- **3.3.2 Les Phase Zone Plates**
  - ***3.3.2a: La lentille de Fresnel***
  - ***3.3.2b: Principe de fonctionnement***

3.4 Détermination de l'intensité laser sur cible

3.5 La qualité de l'onde de choc
- **3.5.1 Stationnarité de l'onde de choc: simulations hydrodynamiques**
- **3.5.2 Planéité: aspect expérimental**
- **3.5.3 Préchauffage: comportement au cours du temps de l'émissivité de la face arrière**

3.6 Mesures de la cohérence des équations d'état par la méthode de désadaptation d'impédance
- **3.6.1 Présentation des résultats**
- **3.6.2 Précision des mesures**

3.7 Application de la méthode à un matériau "inconnu": CH-Br

3.8 Conclusions
ANNEXE: calibration temporelle d'une caméra à balayage de fente
Bibliographie 66

Chapitre III
Mesure relative des équations d'état

3.1 Introduction

La réalisation des mesures absolues des équations d'état nécessite de déterminer simultanément deux des cinq grandeurs (ρ, T, P, D et u) qui interviennent dans les relations d'Hugoniot (cf. § 2.4). Les deux seules grandeurs qui peuvent être mesurées directement, c'est à dire sans le support d'une modélisation, sont la vitesse fluide u et la vitesse du choc D.

La mesure de la vitesse fluide u est soumise à des contraintes sévères. Il est en particulier nécessaire de disposer d'un laser puissant afin d'assurer une pression d'ablation stationnaire sur un temps long[1], i.e., suffisant pour que la cible se déplace sur des distances typiquement supérieures à 100 μm. La technique expérimentale pour la mesure de la vitesse u sera expliquée plus en détail dans les "Conclusions et Perspectives" de cette thèse. La première mesure absolue (en déterminant D et u) des équations d'état a été réalisée très récemment au laboratoire de Livermore (LLNL) sur le deutérium liquide[2]. Nous envisageons également la réalisation, fin 1997, d'une expérience sur le laser Phébus du CEA Limeil ($E_{2\omega} \approx 2.5$ kJ en 3 ns) pour effectuer les premières mesures absolues des matériaux métalliques fortement comprimés (cf. "Conclusions et Perspectives").

En attendant, les moyens à notre disposition au LULI ($E_{2\omega} \approx 100$ J en 600 ps) ne sont pas suffisants pour assurer une mesure fiable de la vitesse fluide u et ne nous permettent donc pas de réaliser des mesures absolues des équations d'état. Cela nous a conduit à mettre au point une méthode fiable pour la mesure relative des équations d'état par choc laser.

Dans ce chapitre, nous allons présenter cette méthode qui, comme nous l'avons expliqué au § 2.5.2, fait appel au principe de désadaptation d'impédance et est basée sur la mesure simultanée de la vitesse du choc D dans deux matériaux différents, dont un de référence. Ces mesures ont été réalisées au cours d'une série d'expériences au laboratoire LULI. La première partie de ce chapitre sera consacrée à une description des dispositifs expérimentaux utilisés: schéma expérimental, diagnostics, cibles, techniques de lissage spatial du faisceau laser,.... Nous présenterons ensuite les résultats obtenus sur la qualité

des ondes de choc*, première étape pour pouvoir réaliser des mesures d'équations d'état fiables. La dernière partie sera consacrée à la présentation des mesures relatives des équations d'état et à la discussion de leur précision.

3.2 Description du dispositif expérimental

Le schéma expérimental est représenté sur la Fig.3.1. Trois faisceaux laser sont focalisés sur une cible positionnée au centre de la chambre d'interaction à l'aide de lentilles de longueur focale f = 50 cm.

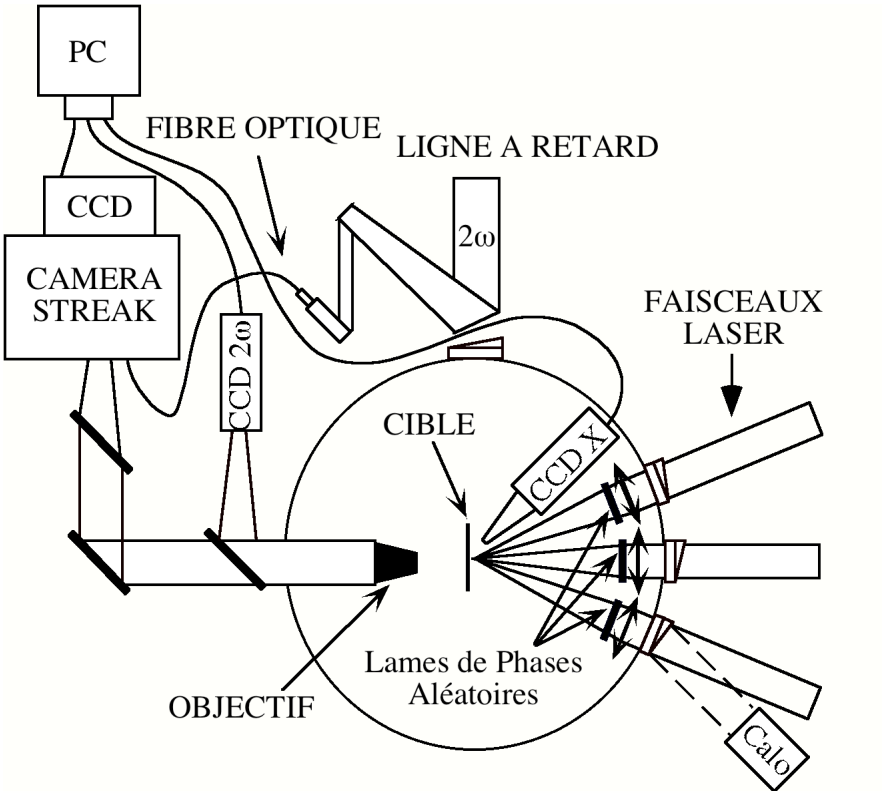


***Fig.3.1**: Schéma expérimental*

Le centre de l'enceinte, où a lieu l'interaction laser-cible, est défini par trois télémicroscopes fixés sur l'enceinte et mis en coïncidence à l'aide d'une micro-bille de diamètre 100-300 μm. Ainsi, l'alignement des cibles, des lentilles de focalisation des faisceaux laser, et des diagnostics est fait sur ce point avec une précision de 10-20 μm.

* Dans ces expériences les ondes de choc ont été générées uniquement par attaque directe

Les trois faisceaux ont été lissés spatialement par différents types de lames de phases aléatoires (cf. §3.3). Un quatrième faisceau est utilisé comme référence temporelle. Les points critiques de ce montage expérimental sont: la précision des alignements, la coïncidence spatiale des faisceaux, leur synchronisation temporelle et la synchronisation des diagnostics résolus en temps avec les tirs laser. La mesure de l'énergie laser est réalisée au moyen de calorimètres, précédemment calibrés, placés juste devant l'entrée de l'enceinte. Ces calorimètres collectent une partie de l'énergie incidente réfléchie par les hublots (voir Fig.3.1 où on n'a représenté qu'un seul calorimètre pour alléger la figure).

Le but de l'expérience est d'enregistrer l'émissivité résolue spatialement et temporellement de la face arrière de la cible dont l'image est réalisée à l'aide d'un objectif photographique de large ouverture (Olympus 50 mm, 1/1.2) monté à l'intérieur de l'enceinte. Cet objectif est protégé des débris de la cible par un film de plastique transparent et est écranté de la lumière diffusée par un cône (Fig. 3.1). L'image est projetée sur la fente d'une caméra à balayage de fente, fonctionnant dans le visible. Nous avons utilisé deux diagnostics pour le contrôle de la tache focale: une caméra sténopé (ou "pin-hole") positionnée dans l'enceinte et une caméra CCD visible placée à l'extérieur.

3.2.1 Le laser du LULI

Le laser utilisé dans la plupart des expériences présentées dans cette thèse est celui du laboratoire LULI de l'Ecole Polytechnique. Le laser est constitué schématiquement de deux parties: le banc d'oscillateur et la chaîne d'amplification (voir Fig.3.2).

a) *Le banc d'oscillateur*. L'oscillateur est un cristal YLF dopé au néodyme, excité par un flash hélicoïdal. La longueur d'onde du rayonnement émis par l'oscillateur est 1.053 μm avec une largeur spectrale de ≈ 0.5 Å. L'oscillateur peut délivrer des impulsions longues (2 ns et 30 ns) ou des impulsions "courtes" (600 ps). Sur la Fig.3.3 est représentée l'impulsion temporelle utilisée dans nos expériences. En sortie de l'oscillateur (après le passage par un filtre spatial de diamètre $\Phi = 700$ μm) le faisceau a une divergence de $2\ 10^{-4}$ rad. Ses caractéristiques spatiales et temporelles sont fixées par la cavité oscillatrice à l'aide d'un diaphragme qui permet de faire une sélection transverse et longitudinale de modes, et d'un modulateur acoustico-optique.

b) *La chaîne d'amplification.* L'impulsion en sortie du banc d'oscillateur est ensuite amplifiée par passages successifs dans des amplificateurs à verre phosphate dopés au néodyme de diamètre croissant. La chaîne d'amplification est constituée par un tronc commun qui donne lieu à deux faisceaux d'environ 60 J (pour une durée temporelle de

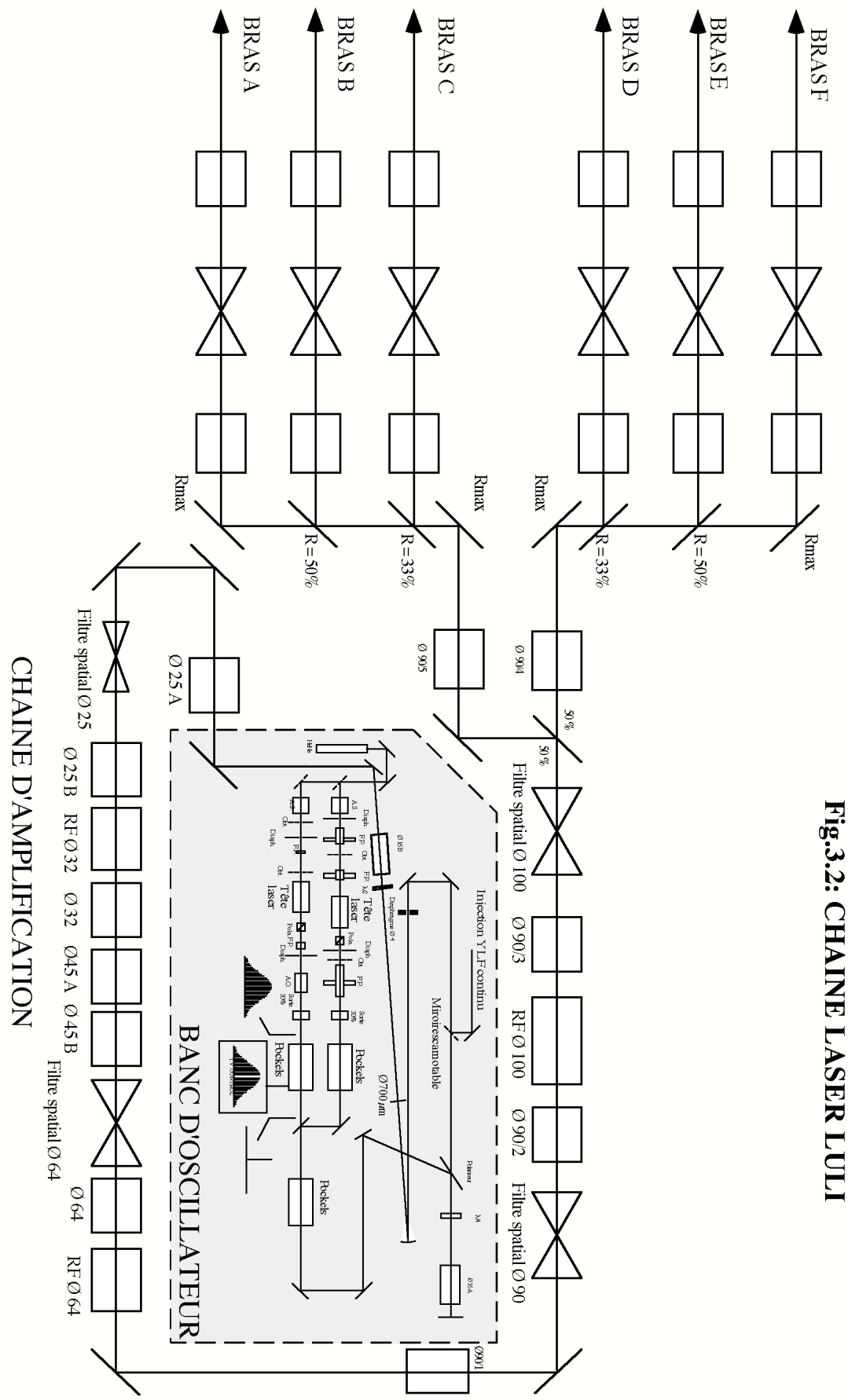


Fig.3.2: CHAINE LASER LULI

600 ps), ainsi que par des stades d'amplification indépendants à la sortie desquels on a six faisceaux d'énergie maximale de 85 J en 600 ps. Cette chaîne comprend en plus des amplificateurs, un apodiseur à liquide en début de chaîne ainsi que plusieurs filtres spatiaux (couplés à des apodiseurs à dents) afin d'assurer la qualité optique du faisceau. La protection anti-retour est assurée par des rotateurs de Faraday. Le faisceau en fin de chaîne a un diamètre de 82-85 mm et une divergence de 2 10^{-4} rad.

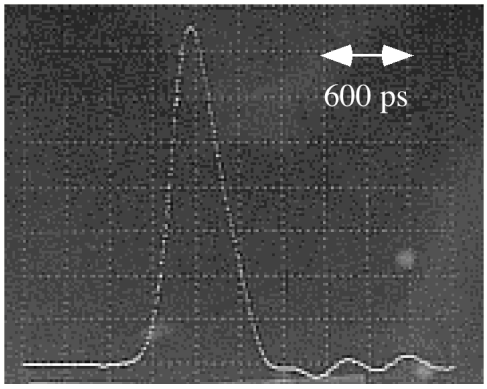


Fig. 3.3*: Impulsion temporelle gaussienne utilisée dans nos expériences. La largeur à mi-hauteur est de 600 ps.*

3.2.2 La conversion de fréquence

Dans nos expériences, nous avons toujours effectué le doublage en fréquence. Les énormes avantages qu'offrent les courtes longueurs d'onde ont été mis en évidence depuis la fin des années 70:

* Absorption quasi-totale de l'énergie du laser à des densités élevées[3]

* Absence d'électrons suprathermiques (l'absorption résonnante est négligeable devant l'absorption collisionnelle et les instabilités paramétriques sont minimisées) et par conséquent diminution du préchauffage[4, 5]

* Meilleure efficacité hydrodynamique[6]

Le doublage de fréquence se produit lorsque l'onde électromagnétique du laser se propage dans un milieu diélectrique non linéaire, dans notre cas un cristal KDP d'une épaisseur de 7 mm. Le rendement de conversion dépend de trois paramètres: l'intensité incidente, l'orientation du cristal qui fixe la valeur de déphasage entre l'onde incidente et

l'onde transmise, et l'épaisseur du cristal (l'épaisseur a été calculée afin d'obtenir une conversion maximale[7]). Le rendement de conversion est une fonction croissante de l'intensité incidente. L'efficacité de conversion que nous avons obtenue est typiquement de 50%.

En conclusion, les caractéristiques du laser que nous avons utilisé pour générer l'onde de choc sont:

Impulsion: *Gaussienne de largeur à mi-hauteur 600 ps*
Longueur d'onde: *0.53 µm*
Energie maximale: *100 J*
Diamètre du faisceau avant focalisation: *82-85 mm*

3.2.3 Les principaux diagnostics utilisés

3.2.3a Emissivité: mesure de la vitesse du choc

L'interaction des faisceaux laser avec la cible solide (des feuilles minces de 10 à 15 μm) génère une onde de choc qui se propage à l'intérieur de la cible (cf.§1.1). Lorsque cette onde débouche en face arrière (le côté de la cible non directement illuminé par le laser), il se produit un accroissement soudain de la température de cette face qui commence à rayonner dans un domaine spectral qui va de l'IR à la zone X-UV. A partir de l'évolution temporelle de l'émissivité de la face arrière de la cible on peut donc déduire, à l'aide d'un faisceau de référence temporelle, le temps de débouché du choc.

Afin d'enregistrer l'émissivité résolue temporellement et spatialement de la face arrière de la cible nous avons utilisé une caméra à balayage de fente fonctionnant dans le visible (Hadland S-20, Imacon 500, achromatique). La résolution spatiale de ce diagnostic nous permet de contrôler l'uniformité et la planéité de l'onde de choc, alors que sa résolution temporelle très élevée nous permet de déterminer précisément le temps de débouché du choc et d'avoir aussi des informations sur la présence d'éventuels effets de préchauffage (cf. §3.5.3).

En utilisant des cibles avec marche (voir Fig 3.4) il est alors possible de mesurer, sur chaque tir, le temps de traversée Δt de la marche. En connaissant l'épaisseur L de la marche, nous déduisons la vitesse du choc $D = L/\Delta t$.

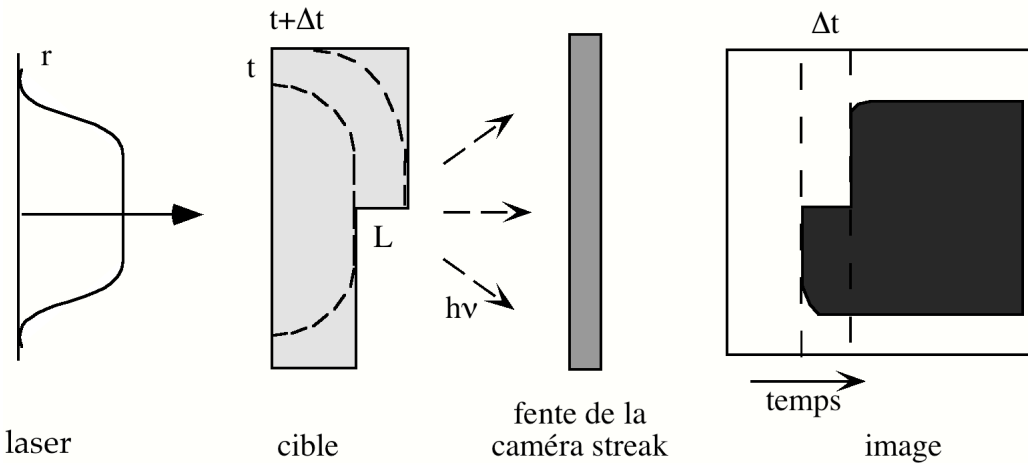


Fig. 3.4: *Principe de la mesure de la vitesse du choc*

Le principe de fonctionnement d'une caméra à balayage de fente est simple. La photocathode de la caméra convertit le rayonnement incident en électrons par effet photoélectrique. Le pinceau de photoélectrons est accéléré et collimaté par une optique électronique, puis dévié par application d'une rampe de tension dont la pente définit la vitesse de balayage. Ces photoélectrons sont convertis en photons visibles par impact sur un écran plan phosphorescent. Nous avons enregistré l'image à l'aide d'une caméra CCD (Charge Coupled Device; 12 bits, 512 x 512 pixels) montée en contact avec l'écran phosphorescent.

Le grandissement du système était G = 22. Nous avons déterminé précisément le grandissement en enregistrant d'abord l'image d'une grille millimétrée positionnée sur la fente de la caméra (nous avons ainsi obtenu 1 pixel = 24.3 μm) et ensuite l'image d'une micro-bille de diamètre connu. En considérant que la résolution spatiale d'une caméra à balayage de fente est d'environ 100 μm, ce grandissement nous a permis d'avoir une résolution spatiale de 5 μm. Nous avons vérifié cette valeur en faisant l'image d'une mire micrométrique positionnée au centre de l'enceinte.

Afin de connaître précisément la vitesse de balayage de la caméra pour déterminer la variable temporelle, nous avons réalisé une calibration à l'aide du laser "femto" du LULI[8] (cf. Annexe). La résolution temporelle, en tenant en compte du calibre utilisé (50 ps/mm ou 100 ps/mm ou 200 ps/mm) et de l'épaisseur de la fente (100 μm-50μm), était de 5-10 ps.

3.2.3b Contrôle de la tache focale

Afin de contrôler la qualité de la tache focale, nous avons installé deux diagnostics complémentaires:

- Le premier est une caméra à sténopé X, placée à l'intérieur de l'enceinte à 22.5° par rapport au plan du laser. Cette caméra permet d'enregistrer des images dans le domaine X de la face "côté laser" de la cible. Nous obtenons ainsi une image du plasma formé, ce qui nous permet d'avoir un contrôle direct sur chaque tir du profil spatial et des dimensions de la tache focale (Fig.3.5). L'image, enregistrée avec une caméra CCD, est résolue uniquement spatialement. La sélection spectrale est réalisée par un filtre d'aluminium qui permet de couper le visible ainsi que le rayonnement peu énergétique du domaine X-XUV. Les profils de la tache focale obtenus avec ce diagnostic sont particulièrement lisses (Fig.3.5). Cela peut être imputé d'une part aux effets de lissage de transport thermique et d'autre part à la grande largeur de la bande spectrale des photons que nous détectons. Le grandissement, déterminé par le rapport des distances image-trou et objet-trou, est ici G = 17. La résolution spatiale, donnée par la dimension du trou, est de 10 μm.

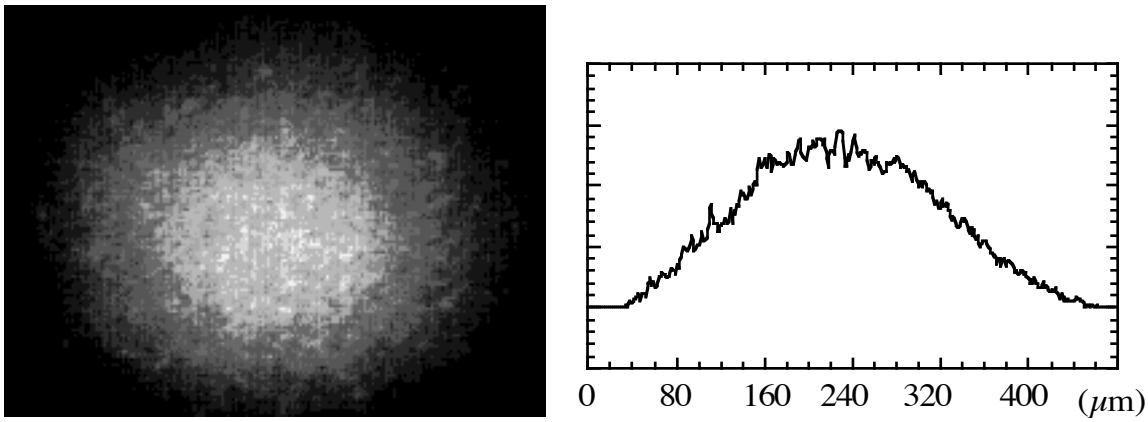


Fig.3.5*: A gauche: image dans le domaine X de la face "coté laser" de la cible, obtenue avec la caméra à sténopé. A droite: densitométrie de l'image*

- Le second diagnostic est une caméra CCD placée à l'extérieur de l'enceinte. Un miroir escamotable nous permet d'envoyer, entre deux tirs sur cible, l'image de la tache focale à 2ω sur la caméra CCD (voir Fig.3.1). Les résultats obtenus avec ce diagnostic seront montrés au § 3.3.

3.2.4 Les cibles

Au cours de nos expériences, nous avons utilisé différents types de cibles suivant la mesure à effectuer.

* Afin de vérifier la qualité de l'onde de choc et les dimensions sur lesquelles le front de choc est plan, nous avons utilisé des cibles d'aluminium d'épaisseur 5 à 20 μm sans ou avec marche (Fig.3.4).

* La méthode de désadaptation d'impédance (cf. §2.5.2) pour la mesure des équations d'état nécessite de mesurer sur chaque tir laser la vitesse du choc dans deux matériaux différents. Dans ce but nous avons utilisé des cibles de géométrie particulière (Fig.3.6). Ces cibles sont constituées d'une base commune d'un matériau A (le matériau de référence, dans notre cas l'aluminium cf. §2.8.5) sur laquelle sont déposées deux marches, une du même matériau A et l'autre du matériau B dont on veut déterminer l'équation d'état ou vérifier la cohérence avec le matériau A (dans notre cas l'or et le plastique bromé).

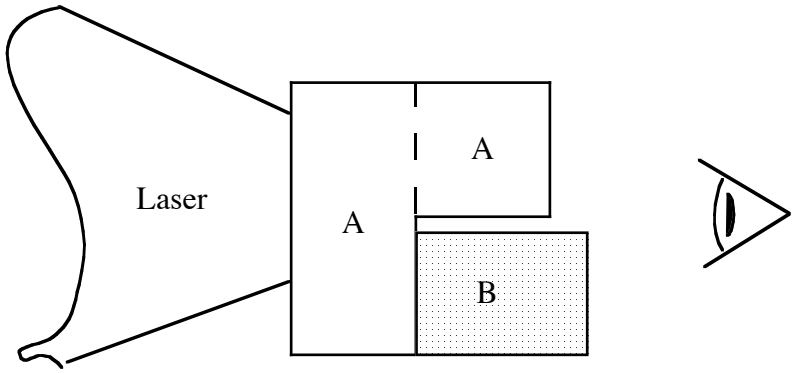


Fig.3.6*: Cible bimarche utilisée pour la mesure tir sur tir de la vitesse du choc dans deux matériaux (A et B). Le laser irradie la base de la cible et on réalise la reprise d'image de la face arrière (côté marches)*

La fabrication de ces cibles[9] est très importante pour une bonne réussite de nos expériences. Les qualités requises pour une fabrication de haute qualité sont essentiellement :

i) une très bonne précision sur l'épaisseur des marches. Cette contrainte est liée au principe même de nos expériences où nous déterminons les vitesses de choc dans les deux matériaux à partir de la hauteur des marches.

ii) un bord le plus franc possible des marches (un bord émoussé impliquerait une imprécision sur la détermination des temps de débouché des chocs en haut et au pied de la marche)

iii) les marches doivent être suffisamment proches pour que le choc ait les mêmes caractéristiques au pied de chaque marche. Par ailleurs les deux marches ne doivent pas être trop proches l'une de l'autre ce qui entraînerait une mauvaise visibilité du choc débouchant entre elles. L'espacement optimal avec le grandissement utilisé dans nos expériences est entre 40 μm et 50 μm. On voit que ce type de cible exige un profil du choc plan sur une distance au moins supérieure à l'écartement des marches.

Sur le tableau 3.1 nous avons reporté les épaisseurs typiques des marches des différents matériaux utilisés et de la base (toujours d'aluminium).

Base Al	Marche Al	Marche Au	Marche CH-Br
$\gtrsim 10$ μm	$\approx$ 4-5 μm	≈ 2 μm	≈ 11 μm

Tableau 3.1: Epaisseurs typiques des cibles

Les cibles ont été réalisées au laboratoire des cibles du Commissariat à l'Energie Atomique (CEA) de Limeil-Valenton par dépôt de matériaux avec un canon à électrons. Cet appareil assure une très bonne directivité et permet donc de réaliser des marches à bords francs, en plaquant un masque de faible épaisseur sur la base commune. Lors du dépôt, l'ensemble du montage était refroidi à température ambiante pour éviter les dilatations thermiques susceptibles de conduire à un trop grand écartement des marches.

La fabrication se fait en trois étapes:

i) dépôt de la base d'aluminium sur une lame de verre recouverte d'une fine couche de résine. Celle ci sert *in fine* à pouvoir décoller la cible de la lame (par dissolution de la résine dans de l'acétone).

ii) Application d'un masque sur la base et dépôt de la marche d'aluminium.

iii) Application d'un masque sur la marche d'aluminium, dépassant du bord de la marche de la distance voulue, et dépôt d'or. Dans le cas du CH-Br, en raison de difficultés techniques dans l'opération du dépôt, on a procédé à un collage de la marche par du polyvinyle alcool dilué à 10%.

L'épaisseur de chaque dépôt est mesurée par un quartz piézo-électrique. La hauteur des marches, ainsi que l'épaisseur de la base, sont connues avec une excellente précision ($\pm$ 0.03 μm) grâce à un stylet mobile très fin (Dektat), qui donne le profil de la cible (hauteur, espacement, qualité du bord des marches). Un exemple de ce type de cible (bimarche aluminium-or) est présentée sur la Fig. 3.7 dont nous montrons une photographie et le profil correspondant.

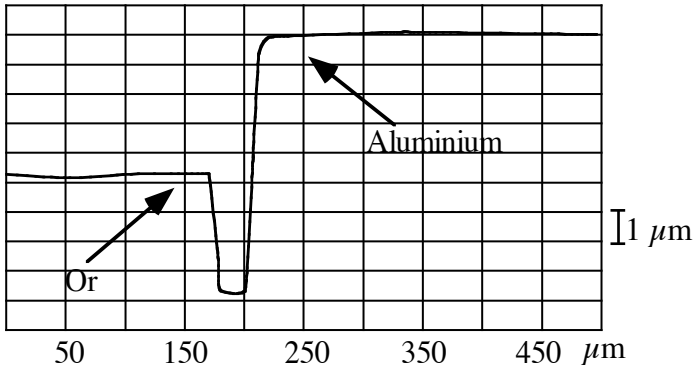


***Fig. 3.7a**: Profil d'une bimarche obtenu avec un Dektat*

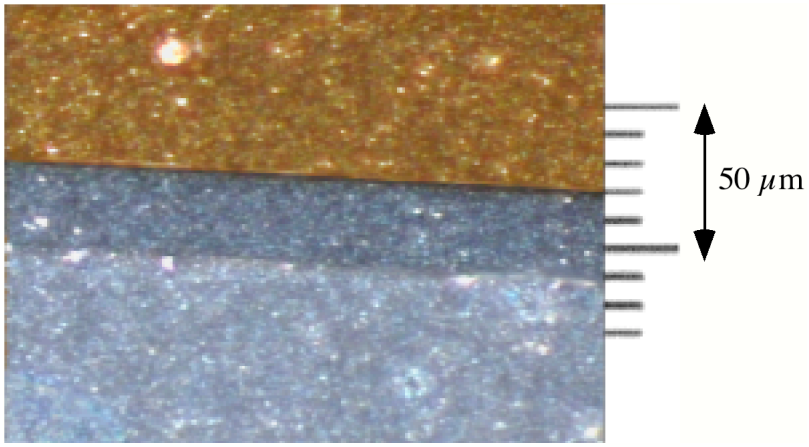


***Fig.3.7b**: Photographie d'une bimarche (vue de dessus). L'or est la partie sombre située en haut. La marche d'aluminium est la partie claire en bas, et la base d'aluminium est entre les deux. La différence de luminosité des deux parties en aluminium ainsi que l'aspect granuleux apparent (mais non réel), provient de*

l'éclairage.

3.3 Lissage optique du faisceau laser

Les expériences de génération d'ondes de choc par illumination laser directe sont redevenues d'un grand intérêt grâce à l'introduction, dans les années 80, des techniques de lissage optique du faisceau laser. En effet, la grande cohérence de la lumière laser induit des effets d'interférence qui produisent de grandes non uniformités et surintensités (points chauds) dans l'illumination de la cible. Cela entraine la génération d'un front de choc non uniforme spatialement et donc caractérisé par différentes valeurs de pressions. Par ailleurs, ces surintensités peuvent conduire à la génération d'électrons suprathermiques qui risquent de préchauffer le solide à l'avant du choc. Les paramètres P_0, E_0 et ρ_0 des relations d'Hugoniot, modifiés par les effets de ces électrons suprathermiques, sont alors inconnus et l'étude de la propagation du choc ne peut pas être utilisée pour la mesure des équations d'état. Il est donc indispensable de casser la cohérence du faisceau laser par l'utilisation de techniques dites de lissage optique.

Ces techniques -qui ont été introduites initialement dans le cadre des expériences sur la fusion par confinement inertiel afin de réduire les instabilités hydrodynamiques (par exemple les instabilités Rayleigh-Taylor) et paramétriques (par exemple la filamentation)- ont été utilisées pour la première fois dans nos expériences afin de produire des chocs uniformes utilisables pour l'étude des équations d'état. Avec nos épaisseurs de cibles, l'onde de choc ne pouvant pas être rattrapée par le front des instabilités hydrodynamiques, il n'était pas nécessaire d'utiliser le lissage temporel et nous nous sommes limités à éliminer seulement la cohérence spatiale du faisceau laser.

Nous présentons maintenant brièvement le principe de fonctionnement des deux techniques de lissage spatial utilisées dans nos expériences.

3.3.1 Les lames de phases aléatoires

La lame de phase aléatoire[10] [ou la Random Phase Plate (RPP)] est la technique la plus utilisée et la plus simple pour lisser spatialement un faisceau laser. C'est celle que nous avons adoptée dans un premier temps dans nos expériences.

La RPP est une lame transparente avec un pavage bidimensionnel de pupilles carrées qui produisent un déphasage aléatoire de 0 ou π (Fig. 3.8). Ces pupilles sont obtenues par dépôt de résines spéciales.



Fig. 3.8: *Structure d'une lame RPP*

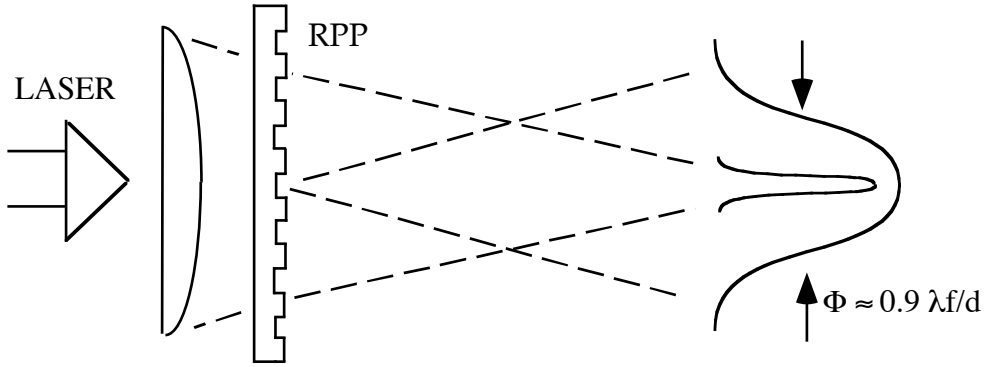


Fig. 3.9: *Principe de fonctionnement d'une lame RPP*

Dans nos expériences nous avons placé la lame RPP juste après la lentille de focalisation du faisceau laser (Fig.3.9). La distribution spatiale de l'intensité laser I(x,y) dans le plan focal de la lentille est caractérisée, en accord avec les lois de la diffraction d'une ouverture carrée, par une enveloppe du type $sinc^2$. L'ordre zéro de diffraction, limité par $x_0,y_0 = \pm \lambda f/d$, contient 82% de l'énergie laser (λ est la longueur d'onde du laser, f la longueur focale de la lentille et d la dimension de la pupille carrée). La dimension de la tache focale Φ peut être alors estimée par la largeur à mi-hauteur de l'ordre zéro de diffraction:

$$\Phi \approx 0.9\ \lambda f/d \qquad [3.1]$$

Le profil spatial de l'intensité dans le plan focal est caractérisé en outre par la présence de petits points chauds (speckles), dus aux phénomènes d'interférence entre les ondes diffractées par chaque pupille carrée. Ces points chauds ont une dimension

donnée par

$$l \approx 1.2\,\lambda f/D \qquad [3.2]$$

où D est le diamètre du faisceau laser. Dans notre cas la taille de ces points chauds est suffisamment petite (l = 3.5 μm) pour que les fluctuations de température qu'ils produisent soient lissées efficacement par conduction thermique[11, 12].

La Fig.3.10 représente un profil typique de tache focale produite avec RPP dans nos expériences ainsi que son interpolation par une gaussienne. La dimension d de la pupille étant de 2.5 mm et la longueur focale f de 50 cm, nous avons produit une tache focale avec $\Phi \approx 95$ μm. Le choc généré par cette tache focale sera présenté dans le § 3.5.2 et montre qu'avec cette technique on peut obtenir un bon contrôle de l'uniformité spatiale du dépôt de l'énergie laser.

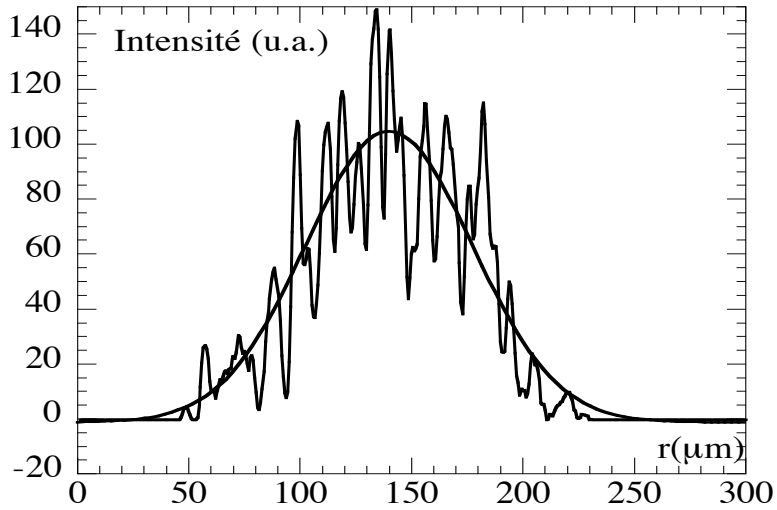


Fig.3.10*: Profil expérimental de la tache focale obtenue avec une lame RPP et son interpolation gaussienne.*

Toutefois, comme on peut le voir sur la figure 3.10, le profil d'intensité donné par cette technique de lissage spatial n'est pas suffisamment plan pour pouvoir être tout à fait satisfaisant. En effet, dans notre cas il est indispensable de produire des chocs plans afin de pouvoir interpréter facilement les mesures (les relations d'Hugoniot sont déduites dans le cas d'un choc monodimensionnel) et afin de pouvoir appliquer correctement la méthode de désadaptation d'impédance avec les cibles bimarches (cf. § 3.2.4). Ces raisons nous ont amenés à prendre en considération une autre technique de lissage: les

Phases Zones Plates (PZP).

3.3.2 Les Phase Zone Plates

La Phase Zone Plate (PZP) est une technique de lissage spatial récente qui a été développée il y a trois ans au Rutherford Appleton Laboratory[13, 14].

Une PZP est un pavage bidimensionnel de lentilles de Fresnel déphasées aléatoirement de 0 ou π. La technique de fabrication est une technique lithographique.

3.3.2a: La lentille de Fresnel

Une lentille de Fresnel est une lame circulaire avec des zones alternativement transparentes et opaques de dimensions égales aux zones de Fresnel (Fig. 3.11).

Rappelons au lecteur que, dans le cas d'une onde incidente plane (i.e. la source est à l'infini), les zones de Fresnel sont définies par la relation $R^2_n = n\lambda r_0 + \lambda^2 n(n-1)/4$ où R_n est le rayon de la n-ième zone, λ la longueur d'onde de la radiation et r_0 est la distance du point d'observation au plan équiphase où sont définies les zones. On peut montrer que le déphasage entre deux zones successives est π.

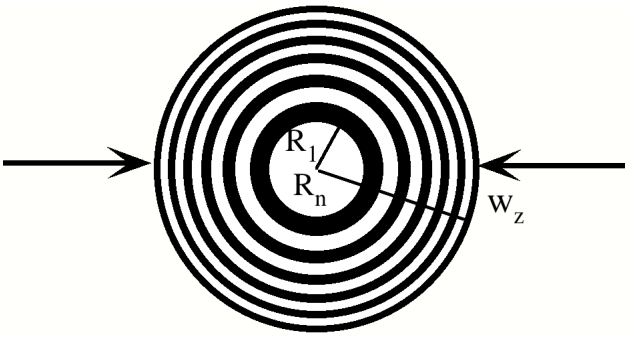


Fig. 3.11: *La lentille de Fresnel*

Le déphasage total de la lentille (0 ou π) est déterminé par la première zone selon qu'elle est opaque ou transparente. Dans notre cas les zones opaques sont recouvertes de résines spéciales d'une épaisseur égale à λ/2. On peut voir facilement, à partir de la définition même de zone de Fresnel [dans le cas $r_0 >> \lambda(n-1)$], que ce système optique agit comme une lentille de longueur focale

$$f_L = \frac{R_1^2}{\lambda} = \frac{R_n^2}{n\lambda} \qquad [3.3]$$

où R_1 et R_n sont respectivement les rayons de la première et de la n-ième zone de Fresnel, λ est la longueur d'onde du laser. Le diamètre W_z d'une lentille de Fresnel est alors donné par

$$W_z = 2\, R_{max} = 2\, (n_{max})^{1/2}\, R_1 \qquad [3.4]$$

où n_{max} est le nombre de zones présentes dans la lentille.

3.3.2b: Principe de fonctionnement

Toutes les lentilles de Fresnel sont placées dans des pupilles hexagonales, chacune adjacente à l'autre de façon à former un pavage. Dans nos expériences nous avons positionné la PZP juste après la lentille de focalisation du faisceau laser.

Après le passage à travers la PZP, le faisceau est séparé en petits sous-faisceaux qui se focalisent dans un plan déterminé par la longueur focale f_{tot} du système optique en considération. Ce système étant formé par les lentilles de Fresnel et par la lentille de focalisation, on a

$$\frac{1}{f_{tot}} = \frac{1}{f_L} + \frac{1}{f}\,. \qquad [3.5]$$

Dans le plan défini par la longueur f_{tot}, comme on peut le voir sur la Fig. 3.12, les petits sous-faisceaux se focalisent individuellement en différents endroits.

Dans le plan de la lentille de focalisation, tous les petits sous-faisceaux sont superposés: la superposition des ordres zéro de diffraction donne un profil de la tache focale caractérisé par un grand pic central et dont l'allure est représentée sur la Fig. 3.12. Il faut remarquer que ces deux plans sont presque coïncidents puisque l'on a $f_L >> f$ ce qui donne, d'après [3.5], $f_{tot} \approx f$.

Afin d'obtenir un profil uniforme de la tache focale, on doit défocaliser de quelques centaines de microns. On peut indifféremment déplacer le plan focal devant ou derrière le foyer de la lentille principale car il y a une symétrie par rapport à ce point due aux lentilles de Fresnel qui sont à la fois des lentilles positives et négatives. On trouve alors une position optimale (voir Figs. 3.12 et 3.13). Avec la PZP, contrairement à la RPP, le profil de la tache focale est déterminé aussi par les ordres supérieurs de diffraction. On peut estimer que dans la tache focale produite par une PZP il y a 82% de l'énergie incidente[13, 14].

Une autre différence importante par rapport à la RPP est la faible profondeur de champ (≈ 100 μm) de la position optimale où la tache focale produite par la PZP est plane. Pour une RPP la profondeur de champ de la tache focale lissée (≈ 1 mm) est supérieure à la longueur de Rayleigh[15]. Il faut donc effectuer un réglage beaucoup plus fin avec la PZP qu'avec la RPP.

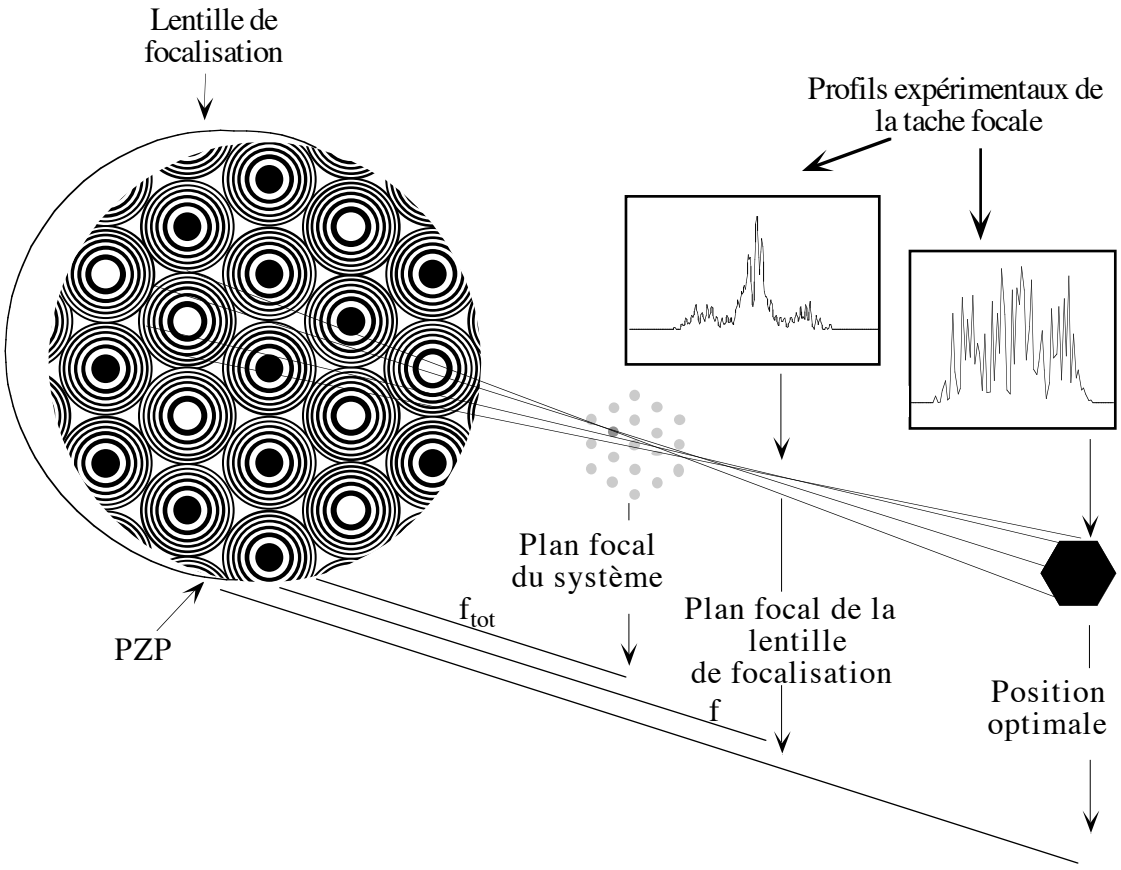


***Fig.3.12**: Principe de fonctionnement d'une lame PZP*

Si l'on suppose petite la distance entre la lentille de focalisation et la lame PZP, on trouve que la tache focale a un diamètre

$$\Phi \approx \frac{W_z f}{f_L} = \frac{4 n_{max} \lambda f}{W_z} \qquad [3.6]$$

Les conditions optimales pour l'utilisation des PZP sont les suivantes:

* le faisceau laser doit recouvrir un grand nombre de lentilles de Fresnel, afin d'optimiser l'effet de lissage.

* chaque lentille doit avoir un grand nombre de zones, afin d'optimiser le pouvoir de focalisation.

* pour un fonctionnement correct des lentilles de Fresnel, le faisceau doit avoir un front de phase plan à l'échelle de chaque lentille. Des imperfections du front de phase conduisent à avoir différents plans de focalisation.

Dans les expériences réalisées au LULI, nous avons utilisé des PZP avec les caractéristiques suivantes:

$n_{max} = 5$

$w_z = 1.325$ cm

$N \approx 46$

où N est le nombre de lentilles de Fresnel recouvertes par le faisceau laser. Avec ces paramètres, nous avons produit une tache focale de diamètre $\Phi = 400$ μm. Au cours de chaque expérience, l'image de la tache focale était enregistrée périodiquement sur une CCD (cf. § 3.2.3b). Cet enregistrement permettait d'abord de trouver la position optimale, puis de contrôler la qualité de la tache focale.

Le résultat de ce diagnostic est montré sur la Fig.3.13a, qui représente l'image de la tache focale approximativement 400 μm derrière le foyer de la lentille principale. La Fig. 3.13b montre une coupe de la tache focale. On peut remarquer, comme dans le cas de la RPP, la présence de petits points chauds dont la taille l est donnée par l'Eq.[3.2] (dans notre cas l = 3.5 μm). Pour de tels points chauds le processus de "lissage thermique" du dépôt d'énergie dans la tache focale, que nous avons mentionné au § 3.3.1 dans le cas des RPP, s'applique également. Il en résulte une tache focale effective dont le profil est donné par la ligne continue en gras de la Fig. 3.13b.

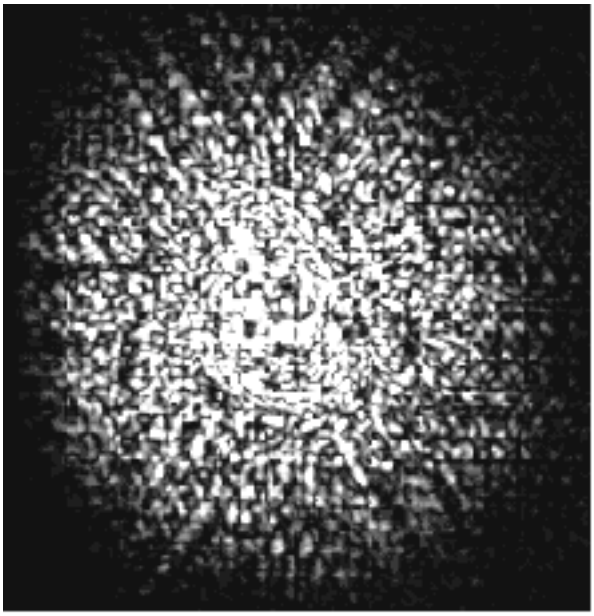


***Fig.3.13a**: Image de la tache focale avec PZP, enregistrée 400 µm au-delà du plan de focalisation de la lentille principale*

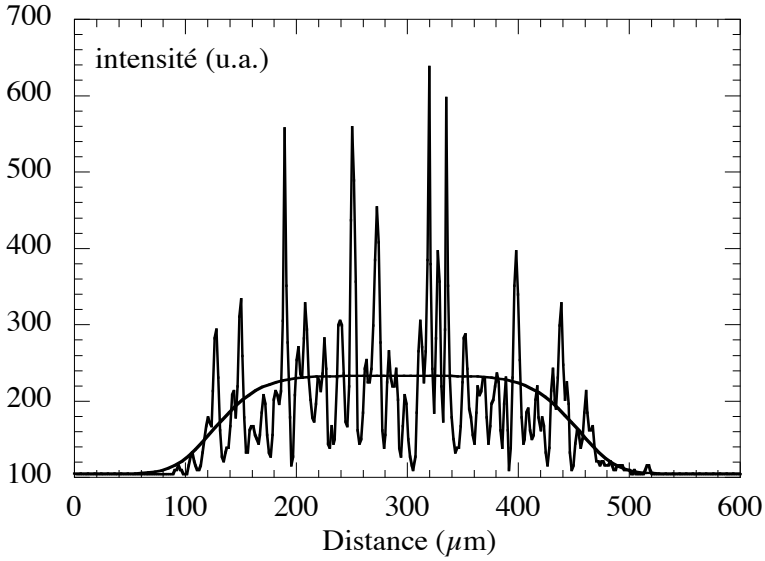


***Fig.3.13b**: Coupe de la tache focale de la Fig.3.13a. La ligne continue représente une interpolation supergaussienne d'ordre 6*

Si l'on compare ce profil effectif à celui de la figure 3.10, on constate une bien meilleure "planéité" de l'éclairement dans le cas des PZP que dans celui des RPP. Cette caractéristique fait des PZP un outil beaucoup plus performant que les RPP pour la génération de chocs plans, ce qui explique que nous ayons choisi cette technique de lissage dans nos expériences de mesures d'équations d'état. Les chocs générés par une tache focale produite avec une PZP seront présentés dans le § 3.5.2.

3.4 Détermination de l'intensité laser sur cible

Nous avons estimé l'intensité atteinte sur cible I_L en considérant que le profil d'intensité peut s'écrire comme

$$I(r,t) = I_L \, e^{-2.77\, t^2 / \tau^2} \, f(r)$$

où τ est la durée de l'impulsion du laser à mi-hauteur et f(r) est la fonction qui décrit le profil de la tache focale. Nous distinguons alors deux cas:

i) avec une lame RPP, nous avons vu que la tache focale a un profil gaussien. On a donc

$$f(r) = e^{-2.77\, r^2 / \Phi^2}$$

où Φ est le diamètre de la tache focale à mi-hauteur.

ii) avec la lame PZP que nous avons utilisée, le profil de la tache focale obtenu (Fig. 3.13b) peut être approximé par:

$$f(r) = 1 \qquad 0 \le r \le 100\ \mu m$$
$$f(r) = e^{-2.77\,(r-100)^2 / (200)^2} \qquad r > 100\ \mu m$$

A partir de la condition

$$E_L = \int_{-\infty}^{+\infty} dt \int_0^{+\infty} I(r,t)\, 2\pi r dr$$

où E_L est l'énergie sur cible, nous obtenons respectivement:

i) RPP: $I_L(W/cm^2) = 1.3\ 10^{13}\ E_L(J)$
ii) PZP: $I_L(W/cm^2) = 1.1\ 10^{12}\ E_L(J)$

Pour évaluer l'énergie sur cible E_L, il faut prendre en compte les pertes dues aux lames de phase utilisées (RPP ou PZP), les réflexions sur les surfaces sans traitement antireflet (hublots de l'enceinte etc...) et la réfraction dans la couronne ($\leq 5\%$, valeur obtenue par des simulations numériques avec le code bidimensionnel DUED[16]). Nous avons ainsi estimé une perte de $\approx 50\%$ dans le cas des expériences réalisées avec les RPP, et de $\approx 30\%$ dans le cas des expériences réalisées avec les PZP. Cette différence est due au fait que les surfaces même des lames RPP étaient alors sans traitement antireflet ainsi que les lentilles de focalisation.

3.5 La qualité de l'onde de choc

Dans les années 80, plusieurs travaux expérimentaux[17-22] ont démontré la possibilité de produire, au moyen d'une irradiation laser non lissée, des ondes de choc pouvant atteindre des pressions jusqu'à la centaine de Mbar*. Toutefois, en raison de l'importante inhomogénéité de l'irradiation laser, ces ondes de choc ne pouvaient pas être utilisées pour réaliser des mesures précises dans le cadre de la physique des hautes pressions. En effet, afin de réaliser des mesures d'équations d'état dans le domaine du Mbar il est indispensable de produire des chocs de très haute qualité, à savoir

i) des chocs dont les paramètres sont stationnaires

ii) des chocs uniformes

iii) des chocs avec effets de préchauffage négligeables

L'objectif de la première étape de notre travail était donc de parvenir à générer des chocs qui satisfont les contraintes ci-dessus.

* Plus récemment[23] la pression record de 0.75 Gbar a été atteinte au laboratoire LLNL de Livermore avec la technique de collision de feuilles

3.5.1 Stationnarité de l'onde de choc: simulations hydrodynamiques

L'utilisation des cibles bimarches permet de mesurer, sur chaque tir, les vitesses de choc dans les deux matériaux. Cette méthode est fiable si la pression de l'onde de choc est la même au pied de chaque marche (cf. § 3.5.2) et si la pression de l'onde de choc, et donc la vitesse du choc, est constante dans chaque marche au cours du temps.

Nous avons abordé le problème de la stationnarité en réalisant des simulations numériques avec le code hydrodynamique MULTI développé à l'Institut Max Planck de Garching[24]. Il s'agit d'un code hydrodynamique lagrangien monodimensionnel avec transfert radiatif dont une description détaillée sera présentée en appendice de cette thèse. La Fig. 3.14 présente un graphique de la position de l'onde de choc en fonction du temps pour une cible d'aluminium de grande épaisseur (100 μm) avec des paramètres laser correspondant à nos expériences (I_L = 7 10^{13} W/cm^2; durée de l'impulsion 600 ps).

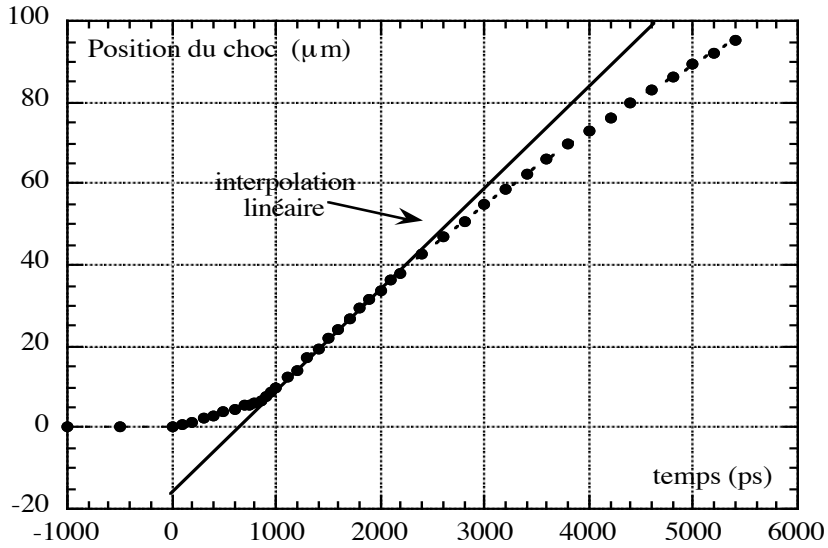


***Fig. 3.14**: Position du choc en fonction du temps, obtenue à partir des simulations avec le code MULTI (I_L = 7 10^{13} W/cm^2, impulsion gaussienne maximale à t = 1 ns et de largeur à mi hauteur 600 ps). L'interpolation linéaire donne une vitesse de choc D ≈ 24 µm/ns.*

On peut facilement observer que l'onde de choc a une vitesse quasi constante sur une épaisseur 10 μm ≤ d ≤ 30 μm. Hors de cette région la vitesse mesurée ne serait qu'une vitesse moyenne et l'utilisation de cibles avec une marche perdrait donc toute utilité. L'épaisseur des cibles que nous avons utilisées a été choisie, en accord avec ces

résultats, pour que la vitesse du choc soit raisonnablement constante.

Les points du graphique de la Fig. 3.14, ont été obtenus en considérant la propagation du front de pression dans la cible à des temps différents. La Fig. 3.15, résultat de simulation réalisée avec MULTI pour une cible d'aluminium de 40 μm, permet de bien visualiser l'avancée du profil de pression. Le graphique montre 9 profils de pression, chacun à un temps différent. On peut observer que le choc avance jusqu'à l'instant t = 2200 ps (le temps de débouché du choc en face arrière étant approximativement t ≈ 2300 ps). Sur la courbe à 2400 ps, on peut déjà voir l'onde de raréfaction qui revient vers l'avant de la cible. Cette simulation montre que le choc a une pression à peu près constante (entre 10 Mbar et 11 Mbar) entre t ≈ 1200 ps et t ≈ 1800 ps, c'est à dire pour une position comprise entre 12 μm et 30 μm. Ensuite, la pression commence à chuter (à l'instant t = 2200 ps, P = 6 Mbar) car la cible n'est plus éclairée par le laser, ce qui explique la non-stationnarité du choc dans nos conditions expérimentales pour des épaisseurs d > 30 μm.

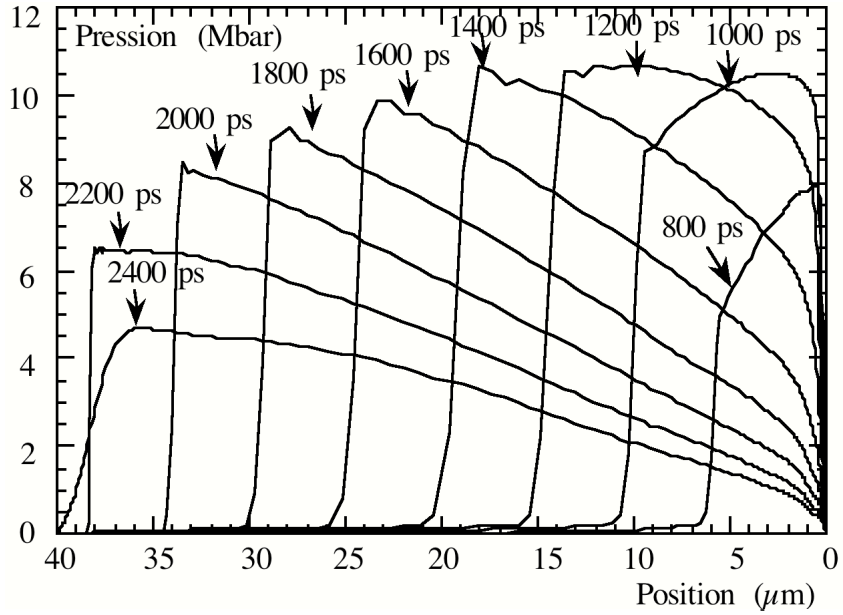


***Fig.3.15**: Simulation réalisée avec le code MULTI: profils de pression à différents instants dans une cible d'aluminium de 40 μm (le laser qui irradie la cible vient de la droite; la position zéro correspond à la face avant)*

3.5.2 Planéité: aspect expérimental

A titre d'exemple nous montrons sur la Fig. 3.16 une onde de choc obtenue sans utiliser aucune lame de phase. Nous avons défocalisé légèrement le faisceau laser pour avoir une tache focale d'une grande dimension (de l'ordre de la centaine de microns). Cette image représente l'émissivité de la face arrière de la cible, résolue dans l'espace (axe horizontal) et dans le temps (axe vertical). On peut facilement observer les fortes irrégularités temporelles et de luminosité au niveau du débouché du choc dues à la dépôt non uniforme de l'énergie laser.

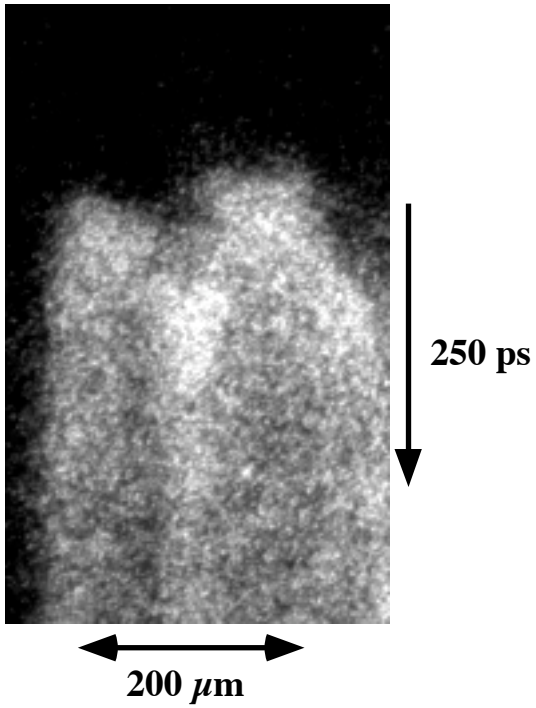


Fig. 3.16*: Image de l'émissivité de la face arrière d'une cible d'aluminium de 12 μm, obtenue sans lissage du faisceau laser.*

Dans le but de générer des chocs uniformes nous avons utilisé dans nos premières expériences, des lames RPP (§ 3.3.1) (N.B. les lames PZP, qui étaient en train d'être mises au point, n'étaient pas encore disponibles). Nous avons produit une tache focale de grande dimension (cf. Fig.3.10), pour minimiser les effets bidimensionnels, en atteignant des intensités maximales I_L = 2-3 10^{14} W/cm^2. Le choc obtenu est montré sur la figure suivante (Fig. 3.17).

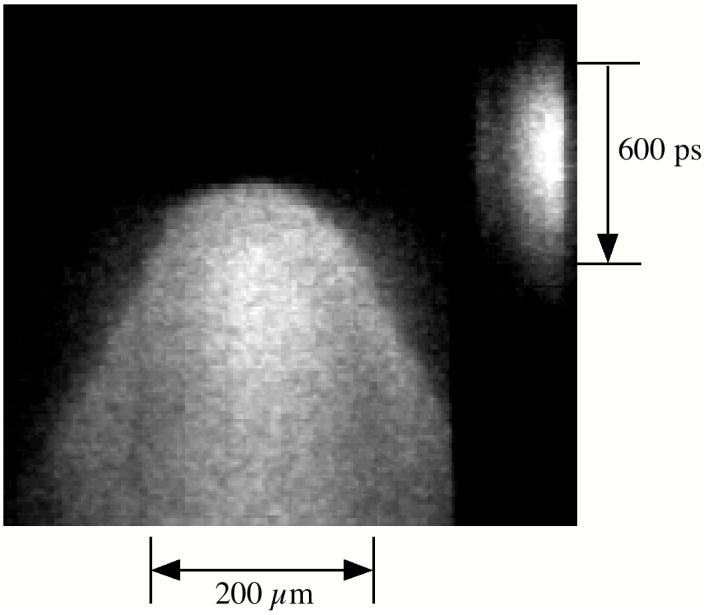


***Fig. 3.17**: Image de l'émissivité de la face arrière d'une cible d'aluminium de 18 µm obtenue avec une énergie laser $E_{2\omega}$ = 30 J. Le lissage spatial du faisceau laser est réalisé avec des lames RPP. Le choc débouche 92 ps après le maximum de l'impulsion laser. Le faisceau de référence temporelle est en haut à droite.*

On peut observer que le profil spatial du choc reflète le profil gaussien de la tache focale: l'intensité sur les bords est plus faible et l'onde de choc se propage à une vitesse moindre et débouche plus tard. Ce profil de l'onde de choc est reproductible sur chaque tir et ne montre jamais de "pré-débouchés" localisés typiques de la présence de points chauds. Plusieurs tirs sur des cibles de différentes épaisseurs nous ont permis d'estimer une vitesse de choc $D \approx 30$ km/s avec une dispersion de ± 20% due surtout aux oscillations d'énergie entre les tirs successifs. Pour chaque épaisseur nous avons déduit le temps de débouché du choc par rapport au laser à l'aide du faisceau de référence temporelle. Ensuite nous avons trouvé le meilleur "fit" linéaire (et donc la vitesse du choc) des points "temps de débouchés-épaisseur de la cible"[25].

Dans un deuxième temps, vue la nécessité de produire des chocs parfaitement plans, nous sommes passés à l'utilisation des PZP dont le principe de fonctionnement est décrit au §3.3.2. La tache focale produite est celle de la Fig. 3.13, avec une largeur à mi-hauteur de 400 µm et une région plane d'environ 200 µm. Nous avons alors atteint sur cible des intensités laser maximales de 8 10^{13} W/cm^2. Sur la Fig. 3.18, nous reportons

une image de l'émissivité de la face arrière obtenue avec ce type de lame. On remarque tout de suite, que le choc est caractérisé par une région plane bien marquée qui s'étend sur 190 μm, en très bon accord avec les dimensions de la tache focale. Cette planéité spatiale nous donne aussi une "planéité" temporelle du débouché du choc. Nous avons estimé une différence typique dans le temps de débouché du choc de seulement $\Delta t = \pm 5$ ps sur une région de 130 μm.

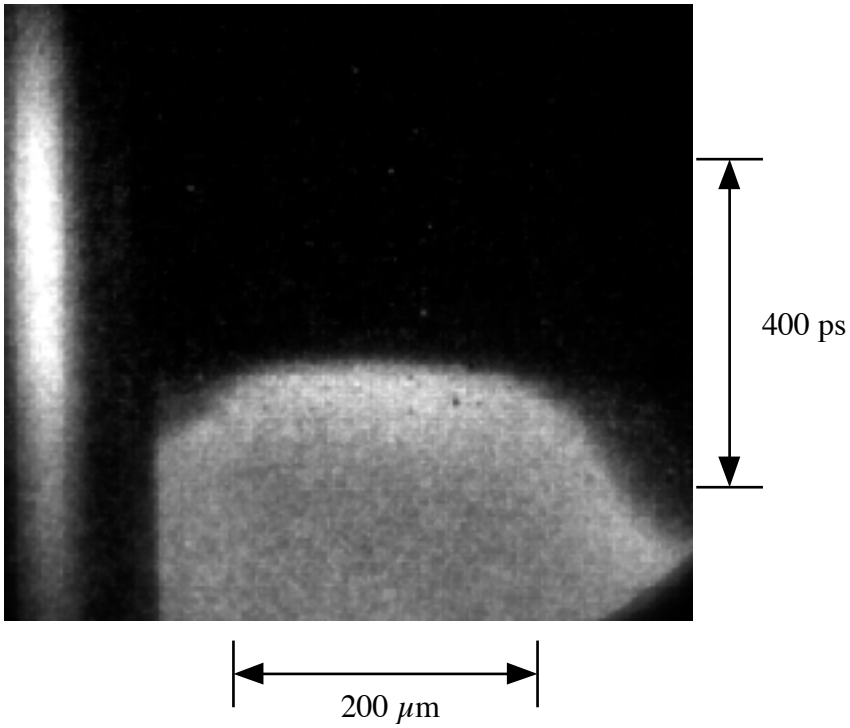


***Fig.3.18**: Image de l'émissivité de la face arrière d'une cible de 13.8 µm d'aluminium. Le lissage spatial du laser est réalisé par les lames PZP. La référence temporelle est en haut à gauche.*

Après avoir vérifié la très bonne uniformité du choc, nous avons pu mettre au point notre méthode de mesure directe de la vitesse du choc tir par tir. Dans ce but nous avons utilisé des cibles, toujours d'aluminium, avec une marche. Une image typique obtenue avec ce type de cible est présentée sur la Fig. 3.19. La bonne planéité nous a permis de mesurer précisément (nous reviendrons en détail sur le problème de la précision des mesures au §3.5.1) la vitesse D qui est, dans ce cas de 24 μm/ns. Ces tirs nous ont donné en outre la possibilité de connaître le domaine de pressions accessibles dans l'aluminium. En effet, en mesurant D à chaque tir et utilisant l'équation d'état de l'aluminium (notre matériau de référence, cf. § 2.8.5), nous déduisons la pression. A partir des tables d'équation d'état SESAME on trouve qu'à cette vitesse de 24 μm/ns

correspond une pression P ≈ 11 Mbar.

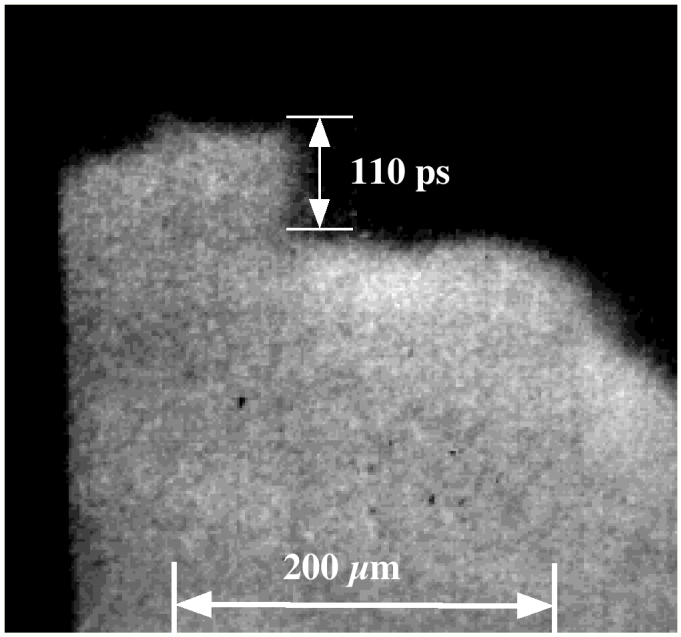


Fig.3.19*: Débouché du choc enregistré par la caméra streak, d'une cible d'aluminium avec une base de 7.5 µm et une marche de 2.8 µm. Le lissage des faisceau est réalisé avec des PZP.*

En conclusion, pour la première fois nous avons démontré la possibilité d'obtenir un dépôt uniforme de l'énergie laser sur cible (comparable, comme nous le verrons au cours du prochain chapitre, au cas de l'attaque indirecte) et de produire ainsi des chocs utilisables pour des mesures précises d'équation d'état[26].

3.5.3 Préchauffage: comportement au cours du temps de l'émissivité de la face arrière

Nous avons déjà mis en évidence l'absence, dans nos conditions expérimentales, d'électrons suprathermiques (l'absorption résonnante est négligeable et les points chauds de grandes dimensions sont éliminés par les techniques de lissage). Cependant d'autres phénomènes de préchauffage sont possibles comme ceux causés par les rayons X pénétrants générés dans la zone de conversion (cf. §1.4.1). Nous rappelons qu'un préchauffage important est néfaste pour la mesure des équations d'état car le choc produit se propage dans un milieu perturbé dont l'état est inconnu. L'étude et la quantification de ce phénomène est un problème complexe car il implique une description fiable du transfert radiatif. Ici, nous avons pris en considération les effets du

préchauffage d'une façon qualitative, suivant la même analyse que Th. Löwer *et al*.[27], en étudiant le comportement au cours du temps de l'émissivité de la face arrière. Les points à analyser dans les profils de la luminosité en face arrière sont:

a) la présence d'une pré-émissivité avant le débouché du choc,

b) le temps de montée du signal au moment du débouché du choc,

c) le temps de décroissance du signal après le débouché du choc.

Th. Löwer *et al*. ont observé qu'une émissivité sans aucun pré-signal, avec un temps très rapide de montée (≤ 20 ps) au moment du débouché et avec un temps court (≤ 100 ps) de décroissance est typique des ondes de choc avec un préchauffage faible (température de préchauffage ≤ seuil de détection de la caméra à balayage de fente). En effet, dans la limite idéale sans préchauffage[28], il n'y aucun type d'émission de la face arrière avant le débouché du choc parce que le matériau est non perturbé. Après le débouché du choc, la face arrière chauffée par le choc se détend adiabatiquement dans le vide et on peut définir[28] une tranche de plasma -dite tranche radiative- d'où provient la majeure partie de la radiation. Cette tranche radiative se refroidit au cours du temps en raison de l'expansion et par conséquent l'émission diminue. Ces caractéristiques correspondent bien à celles observées par Löwer *et al*.. Au contraire, dans le cas d'un fort préchauffage il y a d'une part un échauffement de la matière avant le débouché du choc, et d'autre part une décroissance beaucoup plus lente de la luminosité après le débouché du choc; ce dernier effet étant dû au chauffage résiduel provoqué par le rayonnement X provenant de la matière chaude de la cible.

Un exemple de luminosité typique d'un taux de préchauffage élevé est reporté sur la Fig.3.20. Par contre la Fig. 3.21 présente un profil typique d'émissivité enregistré dans nos expériences. On peut observer la croissance et la décroissance rapide du signal au moment du débouché du choc et après (respectivement ≈ 20 ps et ≈ 100 ps). Les luminosités des ondes de choc produites dans nos expériences entrent dans le cadre de celles présentées par Th. Löwer *et al*. dans le cas de préchauffage négligeable.

Cependant au cours du chapitre VI, nous présenterons une étude plus approfondie sur le phénomène du préchauffage basée sur la mise en place d'un diagnostic spécifique basé sur la mesure de la réflectivité de la face arrière. Nous montrerons d'une part comment ce diagnostic est plus sensible au préchauffage qu'une simple mesure de l'émissivité et, d'autre part, comment cette méthode permet d'estimer la température de préchauffage et donc de quantifier ce phénomène.

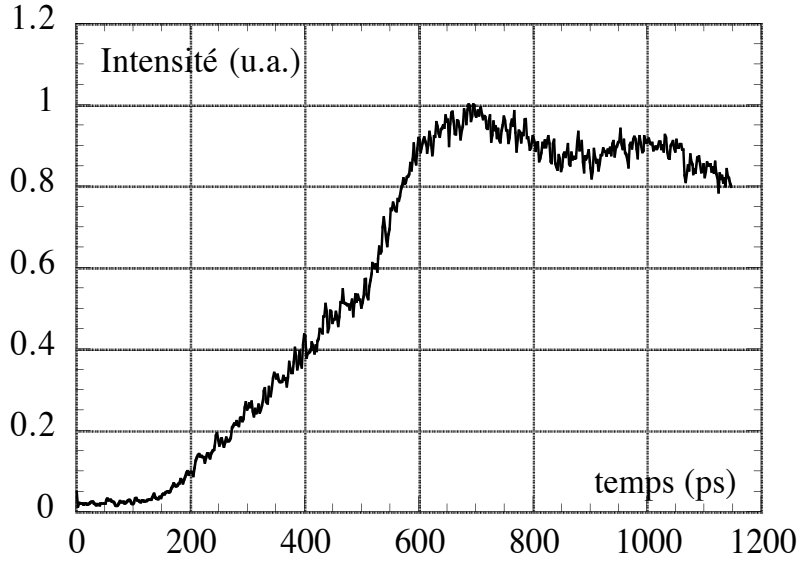


Fig.3.20: Profil d'émissivité typique d'importants effets de préchauffage

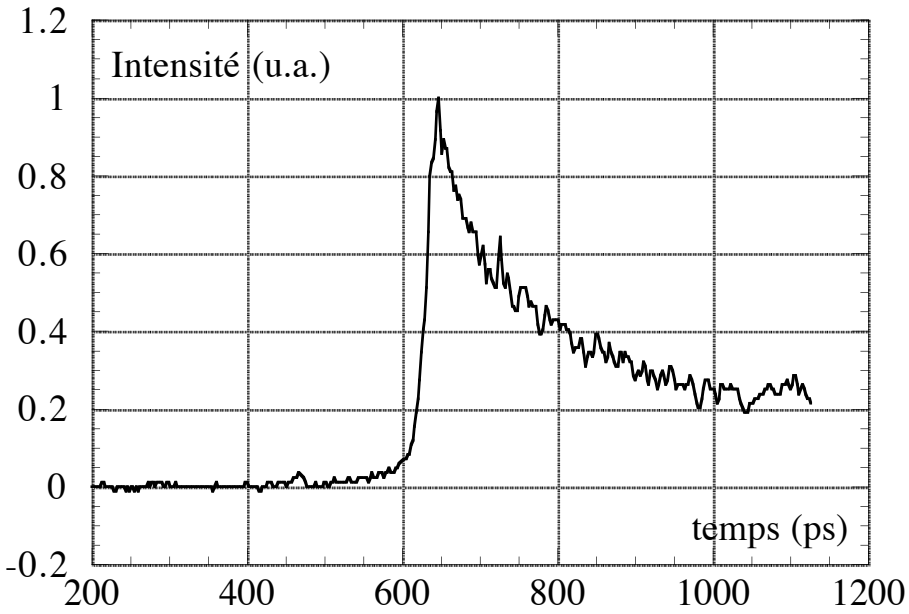


Fig.3.21: Profil d'émissivité typique de préchauffage négligeable

3.6 Mesures de la cohérence des équations d'état par la méthode de désadaptation d'impédance

Dans ce paragraphe nous présentons la réalisation des mesures de la cohérence des équations d'état de deux matériaux[29], *à priori* connus, par la méthode de désadaptation d'impédance[28]. Ce type de mesure a pour but de tester la fiabilité et la précision de la méthode expérimentale*. Dans la suite nous l'avons appliquée pour la mesure relative des équations d'état d'un matériau inconnu (avec un matériau de référence).

3.6.1 Présentation des résultats

Nous avons choisi comme matériaux l'aluminium et l'or dont les équations d'état sont *à priori* connues dans le domaine de pressions atteint. Les cibles utilisées dans ces mesures avaient une base d'aluminium de 9-10 μm, les marches d'aluminium et d'or étaient respectivement de ≈ 4 μm et ≈ 2 μm. Un exemple de résultat expérimental est reporté sur la Fig. 3.22.

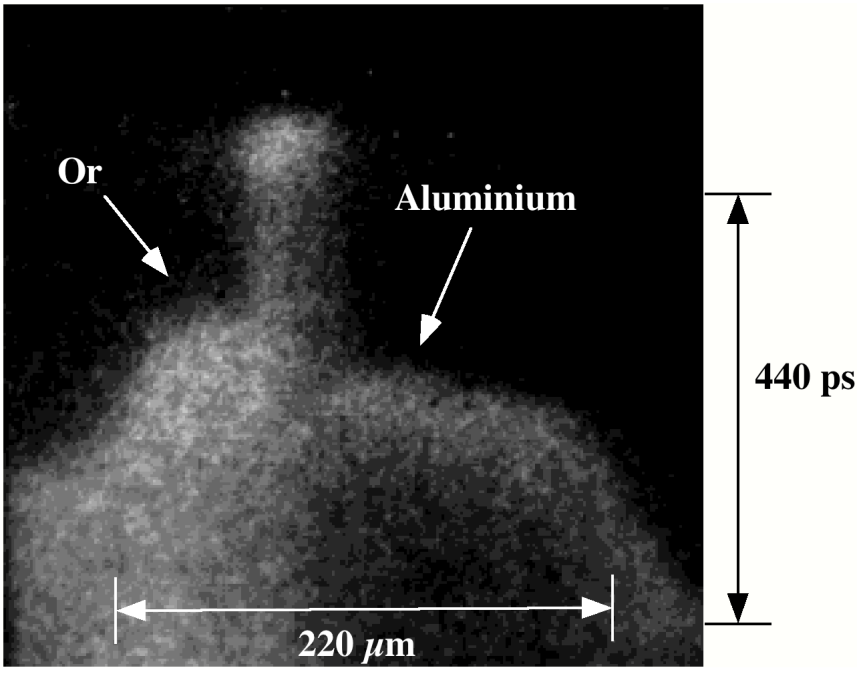


Fig.3.22*: Image de l'émissivité de la face arrière obtenue avec une bimarche (base Al 9.5 µm; marche Al 4.25 µm; marche Au 1.85 µm). Le lissage du faisceau*

* Cette méthode a déjà été utilisée dans le passé par N. C. Holmes *et al.*[30], mais sans utiliser de précautions spéciales sur la qualité du choc. Cela limite fortement la précision de leur mesures.

était realisé avec des PZP

Elle représente l'image de l'émissivité obtenue avec la caméra streak. On remarque les débouchés bien nets du choc au niveau de la base et des deux marches (l'espacement entre les deux marches était de ≈ 45 μm) ainsi que la planéité du choc sur ≈ 200 μm. En faisant une coupe verticale des images expérimentales au niveau des marches et de la base (entre les deux marches), nous déterminons le temps de traversée Δt du choc dans les deux marches. Dans le cas de la Fig.3.22, $\Delta t_{or} \approx 133$ ps et $\Delta t_{al} \approx 173.4$ ps. En connaissant les épaisseurs des marches, nous en avons déduit pour ce tir une vitesse dans l'or $D_{or} \approx 13.9$ μm/ns (correspondant à une pression P = 22 Mbar) et dans l'aluminium $D_{al} \approx 24.5$ μm/ns (correspondant à une pression P = 10 Mbar). L'ensemble des nos résultats expérimentaux[29] est représenté sur la Fig.3.23 qui montre la vitesse du choc D_{or} en fonction de la vitesse du choc D_{al}. Nous avons généré des chocs tels que 17 μm/ns < D_{al} < 30 μm/ns et 10 μm/ns < D_{or} < 17 μm/ns. Cette gamme des valeurs des vitesses du choc est due au fait que nous avons varié l'énergie laser de 30 J jusqu'à 100 J.

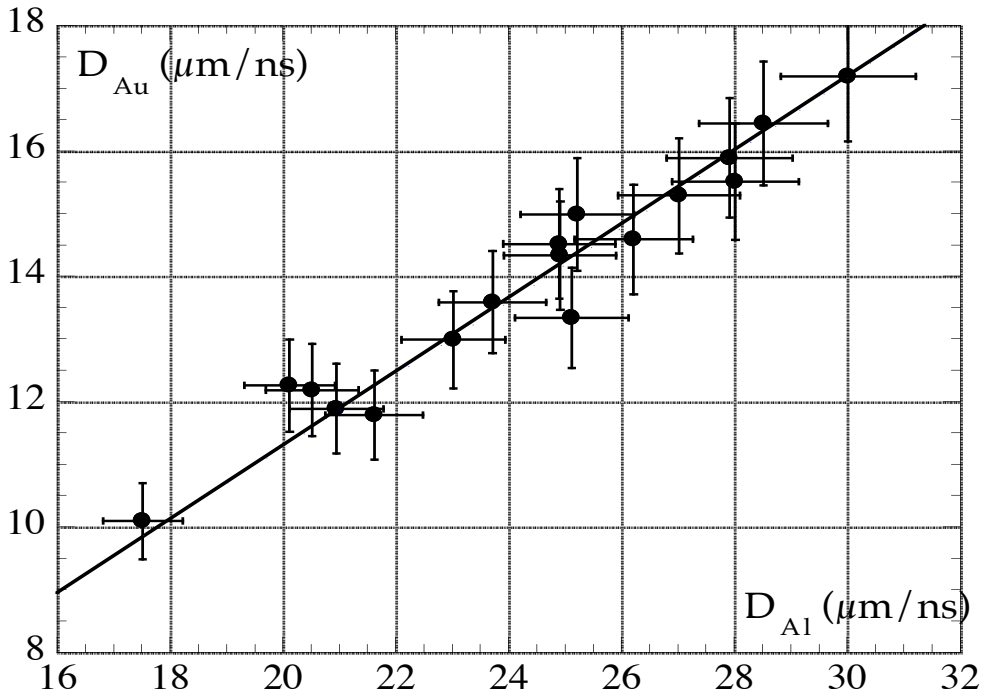


***Fig.3.23**: Points expérimentaux avec cibles bimarches Al-Au. La ligne continue représente les données des tables SESAME*

Nos données sont comparées avec les tables SESAME (ligne continue) des deux matériaux. Cette ligne continue a été déduite par la méthode de désadaptation

d'impédance (cf. § 2.5.2): nous rappelons qu'à chaque point sur le plan (P,U) représentant un choc dans l'aluminium correspond un et un seul point représentant le choc transmis dans l'or. Nos points sont en très bon accord avec les tables SESAME, l'écart maximum pour la plupart des points étant de ± 3%.

Nos résultats peuvent également être présentés sur le plan (P,U) de l'or. Contrairement à la représentation précédente, cette approche ne nécessite pas la connaissance au préalable de l'équation d'état de l'or (voir Fig.3.24). En effet, pour obtenir chaque point de ce graphique nous avons calculé la polaire chaude réfléchie issue du point (P_{Al},U_{Al}) déduite des tables SESAME de l'aluminium. Le point (P_{Au},U_{Au}) est alors donné par l'intersection de la polaire chaude avec la droite expérimentale $P=\rho_{oAu}D_{Au}U$. Nous avons comparé les points obtenus avec les tables SESAME de l'or, et observé le même bon accord que celui du graphique de la Fig.3.23. La Fig. 3.24 donne l'intervalle des pressions atteintes dans l'or: 9.5 Mbar ≤ P_{or} ≤ 36 Mbar. Dans l'aluminium par contre les pressions atteintes sont beaucoup plus basses en accord avec le principe même de la désadaptation d'impédance. Nous avons obtenu 4.5 Mbar ≤ P_{al} ≤ 16.5 Mbar. En effet à l'interface aluminium-or le choc rencontre un matériau plus dense et la pression augmente. Le facteur d'amplification P_{or}/P_{al} est ≈ 2.1. Ce facteur dépend évidemment du saut d'impédance (définie comme $\rho_o D$) entre les deux matériaux.

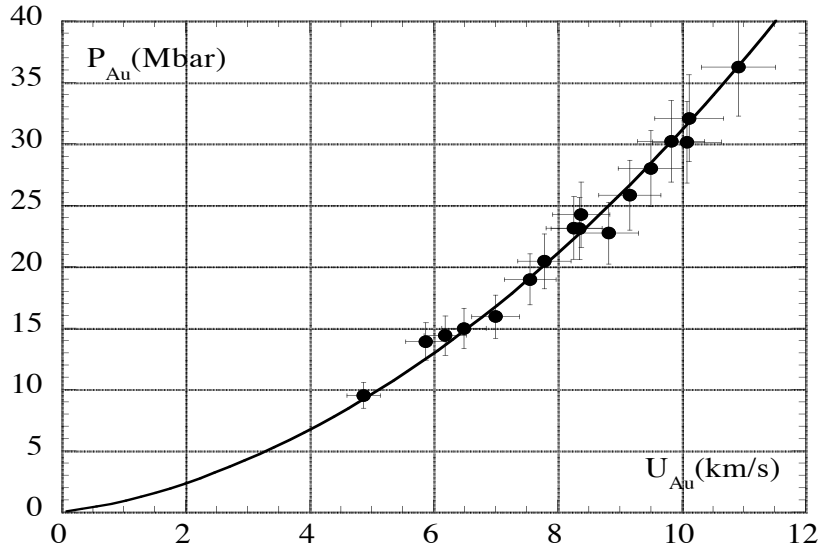


***Fig.3.24**: Points expérimentaux comparés avec la polaire de l'or donnée par SESAME*

3.6.2 Précision des mesures

Nous avons porté une attention particulière à la précision de nos mesures, ce point étant fondamental pour une "bonne" mesure des équations d'état.

Les barres d'erreurs des Figs. 3.23 et 3.24 ont été déterminées en tenant compte des trois sources d'erreurs possibles dans la mesure de la vitesse du choc. A savoir,

a) l'erreur sur l'épaisseur de la cible
b) l'erreur sur le temps de débouché du choc
c) l'erreur sur la vitesse de balayage de la caméra streak.

Grâce à la fabrication très soignée des cibles, nous avons une incertitude sur leur épaisseur de seulement ± 0.03 μm. Cela implique une erreur relative de ± 1.5% pour les marches d'or (leur épaisseur étant de ≈ 2 μm) et une erreur relative de ± 0.75% pour les marches d'aluminium (leur épaisseur étant de ≈ 4 μm).

La bonne planéité de l'onde de choc nous a permis d'avoir une incertitude sur le temps de débouché du choc de ± 5ps, correspondant à la résolution temporelle de la caméra à balayage de fente. En considérant les temps caractéristiques Δt de traversé du choc, nous avons obtenu une erreur relative de ± 2.5-3%.

L'erreur sur la vitesse de balayage de la caméra streak à été soigneusement déterminée à l'aide d'une calibration avec le laser femtoseconde du LULI[8]. Une présentation détaillée de cette calibration sera faite dans l'Annexe de ce Chapitre. Nous avons obtenu une erreur relative maximale de 1%. En conclusion nous avons au maximum:

$$D_{Al} \pm 4.25\%$$
$$D_{Au} \pm 5.5\%.$$

Si maintenant, nous passons à l'analyse des barres d'erreurs de la Fig. 3.23, on peut montrer (à l'aide des relations d'Hugoniot) que l'erreur relative sur la vitesse fluide U_{Au} est comparable à l'erreur relative sur D_{Au}. Ce résultat a été confirmé aussi par la méthode graphique présentée sur la Fig.3.24. En ce qui concerne la précision sur la pression P_{Au}, nous avons trouvé graphiquement (voir Fig. 3.25) sur le plan (P,U), en accord avec sa dépendance quadratique vis à vis de la vitesse du choc (cf. Eq.[1.16]), que l'erreur relative sur P_{Au} est le double de l'erreur relative sur D_{Au}. Nous avons alors

$$P_{Au} \pm 11\%$$
$$U_{Au} \pm 5.5\%.$$

On peut envisager d'améliorer la précision de nos mesures soit par l'augmentation de l'épaisseur des marches soit en améliorant la résolution temporelle. En ce qui concerne la première possibilité, la limite supérieure pour l'épaisseur est donnée par le fait que le temps de traversée Δt (cf. §3.2.3a) doit être inférieur à la durée temporelle de la fenêtre de la caméra streak et que la pression demeure constante. En ce qui concerne la résolution temporelle, nous envisageons d'appliquer la méthode basée sur l'utilisation d'un faisceau sonde "chirpé" couplé avec un spectromètre (cf. "Conclusions et Perspectives"), proposée par D. M. Gold *et al*.[31] Avec cette méthode, on pourrait arriver à une résolution temporelle de 1-2 ps.

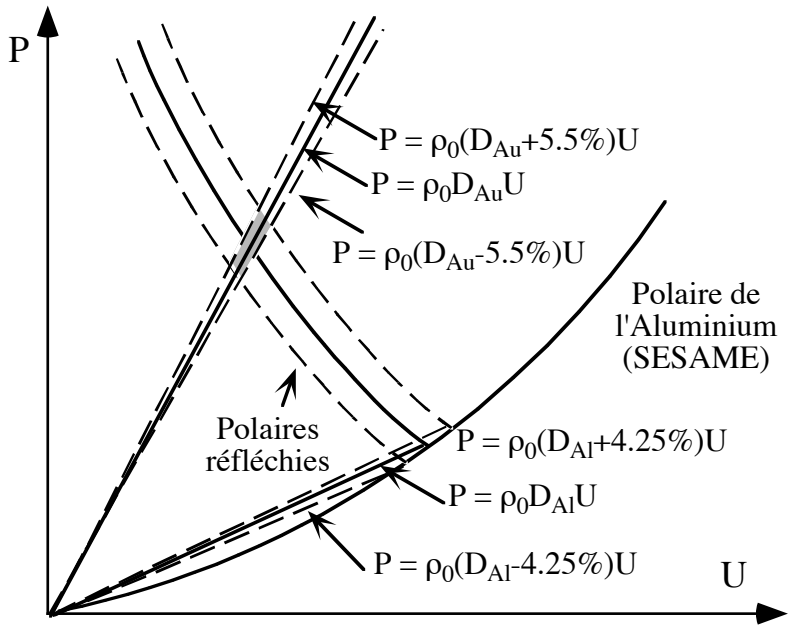


***Fig.3.25**: Méthode graphique pour déterminer l'erreur sur P_{Au} et U_{Au} à partir des erreurs sur D_{Al} et D_{Au}. L'incertitude sur P_{Au} et U_{Au} est donnée par la région grise.*

3.7 Application de la méthode à un matériau "inconnu": CH-Br

Après avoir vérifié la validité de la méthode sur les cibles Al-Au, nous l'avons appliquée à un matériau dont l'équation d'état n'est pas connue, à savoir le polystyrène bromé (2.3% atomique). La connaissance de sa réponse à des compressions élevées est très importante dans le contexte de la fusion par confinement inertiel dans le cadre de l'attaque indirecte. En effet le polystyrène bromé est un des matériaux candidats comme

ablateur de la capsule contenant le fuel. Le choix de doper le plastique avec un matériau opaque comme le brome est dicté par le fait qu'on veut minimiser le préchauffage dû aux rayons X primaires de la cavité, le brome jouant le rôle d'un absorbant pour ces rayons.

Les mesures des équations d'état du polystyrène bromé ont été réalisées dans une expérience qui s'est déroulée au LULI, en collaboration avec un groupe de recherche du CEA. Le schéma expérimental est toujours celui de la Fig.3.1. Dans ces mesures, nous avons utilisé comme matériau de référence l'aluminium.

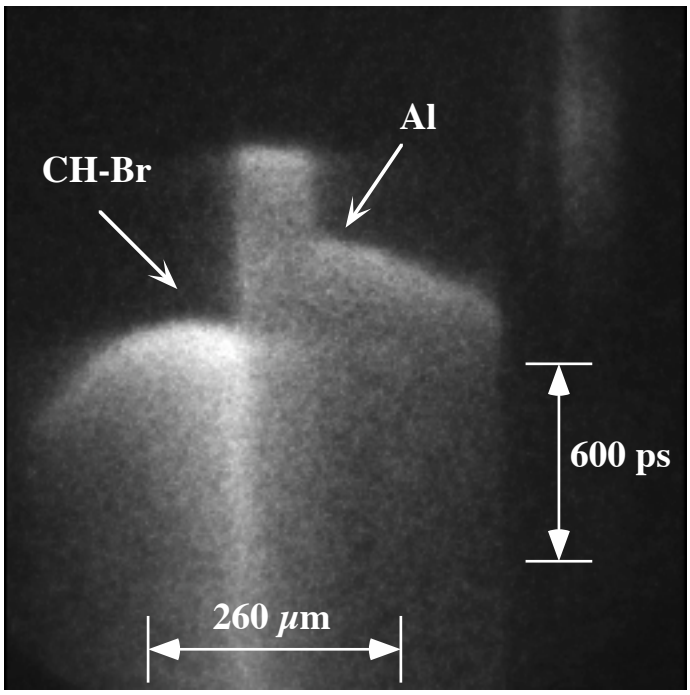


Fig.3.26*: Image de l'émissivité de la face arrière obtenue avec une bimarche Al-CHBr (base Al 11.34 µm; marche Al 5.3 µm; marche CH-Br 11.5 µm). Le lissage du faisceau était réalisé avec des PZP.*

La cible était constituée d'une base et d'une marche d'aluminium ainsi que d'une autre marche de polystyrène bromé (A = 8.31, Z = 4.28, ρ = 1.24 g/cm^3). Afin d'obtenir des chocs plans nous avons toujours lissé les faisceaux avec des PZP. La Fig. 3.26 présente une image expérimentale obtenue avec la caméra streak. On peut remarquer un débouché du choc franc et net. Dans cet exemple nous avons mesuré les vitesses D_{Al} = 18.14 μm/ns et $D_{CH\text{-}Br}$ = 19.39 μm/ns.

Ici, contrairement au cas des cibles Al-Au où le choc était réfléchi au passage de

l'interface, le choc se propageant dans l'aluminium rencontre un matériau moins dense (le CH-Br) et c'est une onde de détente qui est réfléchie (cf. §2.5.1). Cette onde de détente est décrite par les lois des écoulements isentropiques. Il est alors nécessaire de calculer pour chaque point expérimental la courbe sur le plan (P,U) décrivant une détente isentropique dans l'aluminium. L'intersection de cette courbe avec la droite $P = D_{CHBr}\,\rho_{CHBr}\,U$ détermine un point sur l'équation d'état du polystyrène bromé.

L'ensemble de nos résultats est présenté sur la Fig. 3.27. Sur ce graphique, nos points (points ronds) et les points obtenus par Rothman *et al.*[32] au laboratoire AWE d'Aldermaston (carrés) sont comparés avec l'équation d'état donnée par le modèle QEOS (cf §2.8.3; N.B. il n'existe pas jusqu'à présent de table SESAME pour le CH-Br). Les mesures du groupe anglais ont été réalisées dans la configuration de l'attaque indirecte, en utilisant la même méthode de désadaptation d'impédance.

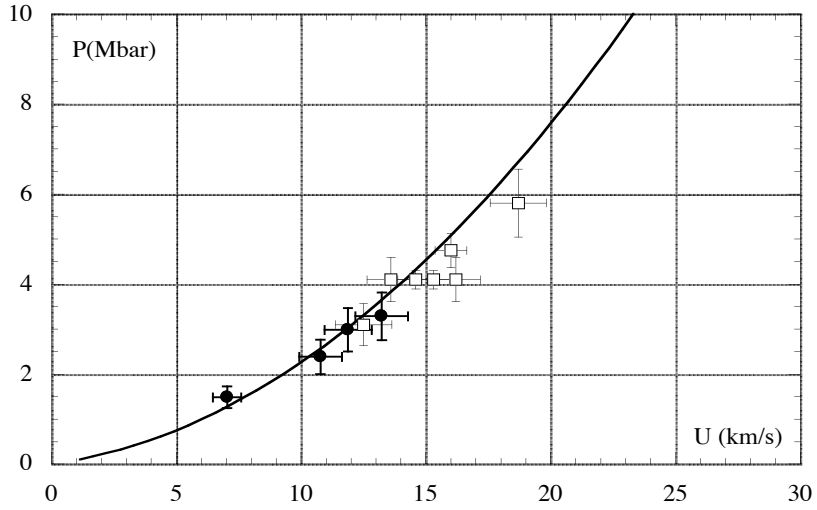


***Fig.3.27**: Nos résultats expérimentaux (points ronds) et les résultats du laboratoire AWE (carrés), comparés avec la polaire du polystyrène bromé donnée par le modèle QEOS.*

Comme on peut le voir sur cette figure, nous avons atteint des pressions dans le CH-Br comprises entre 1.5 Mbar et 3.5 Mbar (dans l'aluminium 2 Mbar < P_{Al} < 6 Mbar).

Les barres d'erreurs sont principalement dues à l'incertitude sur le temps de traversée de la marche Δt et à l'incertitude sur l'épaisseur de la marche de CH-Br. En effet nous avons eu une incertitude de ± 15 ps sur le Δt car ces mesures ont été realisées avec le calibre 200 ps/mm de la caméra streak et une erreur de ± 0.5 μm sur la marche de CH-Br en raison de son collage sur la base d'aluminium (cf. §3.2.4). L'erreur sur la

marche de Al était de 0.05 μm. En tenant compte de toutes les sources d'erreurs (cf. §3.6.2) nous avons mesuré les vitesses D_{Al} et $D_{CH\text{-}Br}$ avec une erreur relative de ± 7% et ± 8% respectivement. Cela conduit à une erreur sur la pression P_{CHBr} de ± 16% et sur la vitesse fluide U_{CHBr} de ± 8%.

Le point délicat de ces mesures, qui a limité le nombre de points obtenus, a été la fabrication des cibles. Comme mentionné au §3.2.4, la marche de CH-Br n'a pas été déposée, mais collée. Plusieurs tirs n'ont pas pu être exploités en raison du décollement de la marche et plus généralement de la qualité médiocre de la cible.

En conclusion, compte tenu des incertitudes expérimentales, nos résultats ainsi que ceux du AWE sont compatibles avec QEOS dans le régime de pressions P < 5 Mbar.

3.8 Conclusions

Dans ce chapitre, nous avons présenté les étapes qui nous ont amené à mettre au point une méthode pour la mesure relative des équations d'état. Nous avons montré pour la première fois qu'il est possible de générer des chocs de très bonne qualité, en utilisant la technique de lissage optique des lames Phaze Zone Plates. Nous avons démontré la possibilité d'étudier la matière sous conditions extrêmes (pressions de 10-40 Mbar) avec un laser de dimension relativement modeste ($E_{2\omega}$ = 100 J). Nous avons vérifié la fiabilité et la précision de la méthode puis nous l'avons utilisée pour déterminer les équations d'état d'un matériau intéressant pour ses applications dans la fusion par confinement inertiel.

ANNEXE: calibration temporelle d'une caméra à balayage de fente

Nous avons vu que les phénomènes physiques, qui se développent lors de l'interaction d'un faisceau laser avec la matière, ont une échelle temporelle typique qui peut descendre jusqu'à la dizaine de picosecondes. Par conséquent les diagnostics pour étudier ces phénomènes, imposent souvent l'utilisation d'un instrument de résolution temporelle élevée. Dans ce but, notre laboratoire dispose de caméras à balayage de fente (ou caméra "streak") qui opèrent dans la région visible ou dans la région X-UV du spectre électromagnétique.

La calibration temporelle des caméras streak a été réalisée à l'aide du laser "femto" du LULI converti à 2ω ($\lambda_{2\omega}$ = 0.53 μm) et avec une durée d'impulsion de 240 fs, ce qui est très inférieur à la résolution temporelle des caméras. La fréquence de répétition des impulsions est de 10 Hz. Le principe pour mesurer la vitesse de balayage d'une caméra est très simple: il consiste à créer et enregistrer deux (ou plus) signaux avec une différence temporelle connue. Pour ceci, on a construit un Fabry-Perot dont les caractéristiques sont telles qu'on obtient en sortie un train d'impulsions d'intensités comparables. Ce dernier point nous a permis de visualiser avec une acquisition une série de 4 ou 5 signaux (fig.A3.2). Le schéma expérimental est représenté en fig.A3.1. L'intervalle temporel entre les impulsions a été déterminé avec précision (± 0.3 ps) par la distance d séparant les deux miroirs.

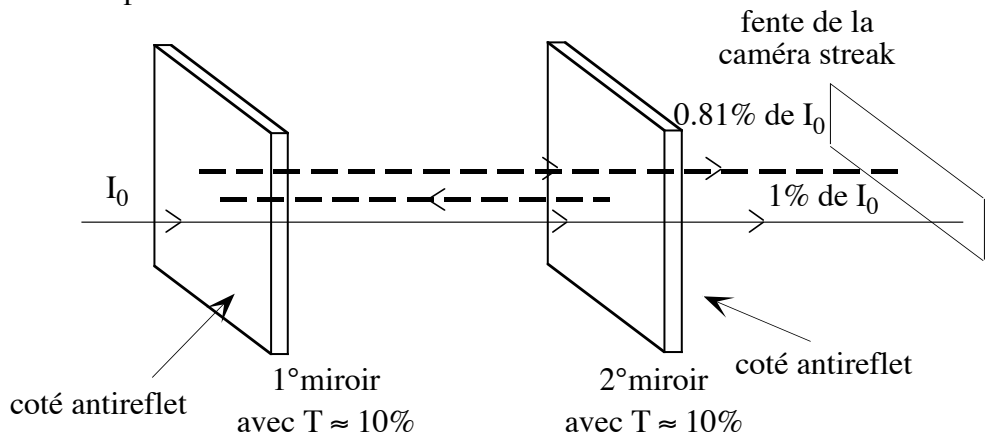


***Fig.A3.1**: Schéma du dispositif expérimental*

L'acquisition des images a été réalisée avec une caméra CCD ARP à 12 bits (512 X 512 pixels). Nous avons effectué les mesures pour chaque caméra streak visible avec des calibres différents et pour obtenir dans la fenêtre temporelle 3 ou 5 impulsions nous

avons modifié la distance entre les deux miroirs. On reporte sur la fig.A3.2 deux exemples d'images obtenues avec deux calibres différents et sur la fig.A3.3 les profils densitométriques correspondants.

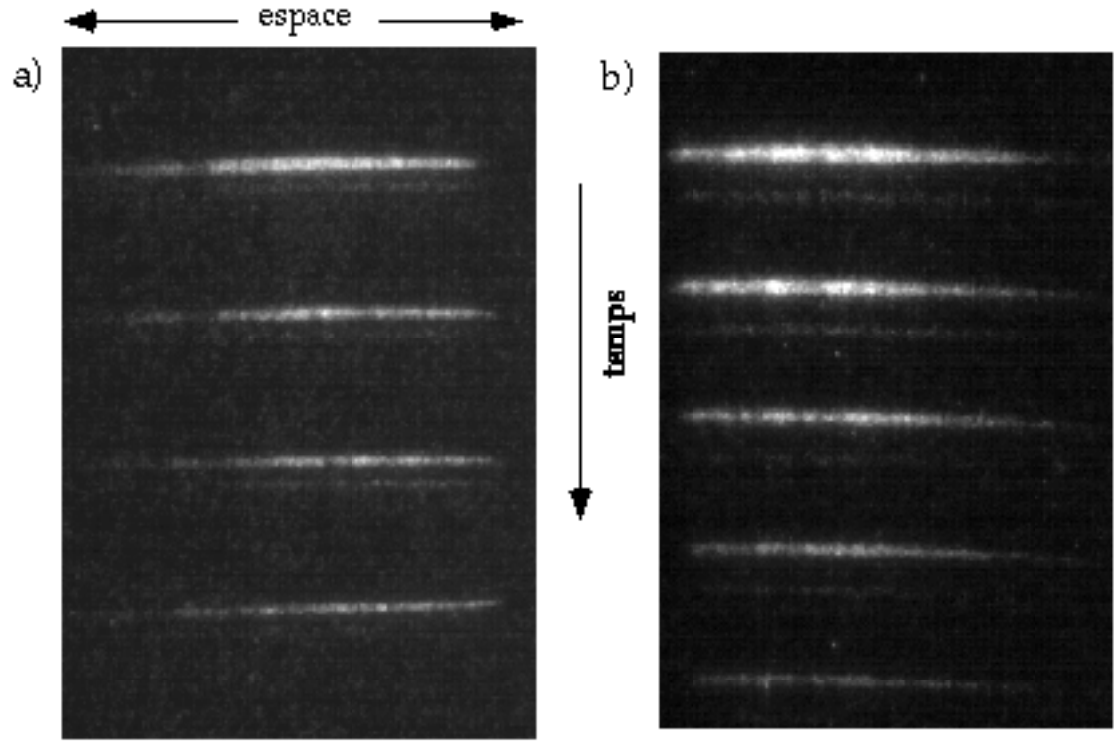


***Fig.A3.2**: Images obtenues avec la caméra streak Hadland achromatique Imacon 500. a) La distance entre les miroirs du Fabry Perot était 6 cm, le calibre de la caméra 200 ps/mm. b) La distance entre les miroirs était 3 cm, le calibre de la caméra 100 ps/mm.*

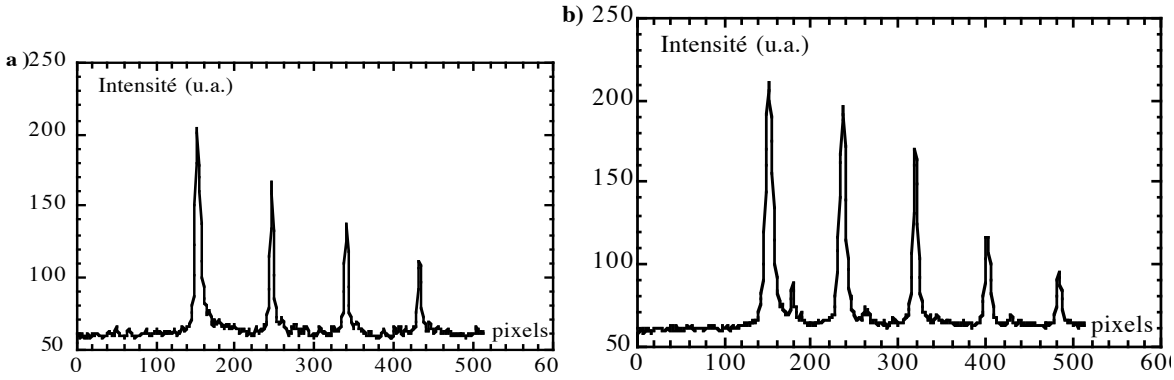


***Fig.A3.3**: Densitométries des images de la Fig.A3.2*

Dans le tableau suivant (A3.4) nous présentons la mesure de la vitesse de balayage (c'est à dire la relation entre les pixels et les picosecondes) moyennée sur la durée de la fenêtre temporelle. La mesure a été réalisée pour chaque caméra streak travaillant dans le visible disponibles au laboratoire. L'incertitude sur cette mesure est de ± 1%.

CAMERA	**CALIBRE (ps/mm)**	**Vit.Balayage (ps/pixels)**
Hadland S-20 achromatique	200 ps/mm	4.36 ps/pix
	100 ps/mm	2.40 ps/pix
	50 ps/mm	1.23 ps/pix
Hadland S-20 chromatique	200 ps/mm	5.27 ps/pix
	100 ps/mm	2.55 ps/pix
	50 ps/mm	1.24 ps/pix
ARP	100 ps/mm	6.35 ps/pix
	50 ps/mm	3.35 ps/pix
	25 ps/mm	1.93 ps/pix

***Tab.A3.4**: Vitesses de balayage moyennes*

On rappelle au lecteur qu'un pixel de la CCD utilisée mesure 19.2 μm, que chaque caméra avait des réducteurs après l'amplificateur de brillance et que l'optique présente dans chaque caméra a un grandissement intrinsèque. Pour connaître la correspondance entre 1 mm au niveau de la fente et les pixels de la CCD, il est nécessaire d'enregistrer l'image d'une grille millimétrée positionnée sur la fente de la caméra. Pour cette caméra les trois différents calibres correspondent donc aux vitesses de balayage effectives suivantes: 50.6 ps/mm (calibre 50 ps/mm), 98.7 ps/mm (calibre 100 ps/mm) et 180 ps/mm (calibre 200 ps/mm).

Bibliographie

[1] B. A. Hammel, D. Griswold, O. Landen, T. Perry, B. Remington, P. Miller, T. Peyser & J. Kilkenny, Phys. of Fluids B **5**, 2259 (1993).

[2] L. Da Silva, P. Celliers, G. W. Collins, K. S. Budil, N. C. Holmes, A. Ng, T. W. Barbee, B. A. Hammel, J. D. Kelkenny, R. J. Wallace, G. Chiu & R. Cauble, Phys. Rev. Lett. **78**, 483 (1997).

[3] C. Labaune, E. Fabre, C. E. Max, R. Fabbro, F. Amiranoff, J. Virmont, M. Weinfeld & A. Michard, Phys. Rev. Lett. **48**, 1018 (1982).

[4] R. Fabbro, E. Fabre, F. Amiranoff, C. Labaune, J. Virmont, M. Weinfeld & C. Max, Phys. Rev. **26**, 2289 (1982).

[5] E. Fabre, F. Amiranoff, R. Fabbro & C. Labaune, *Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research* (IAEA, Vienne, 1980).

[6] F. Amiranoff, R. Fabbro, E. Fabre, C. Labaune & M. Weinfeld, J. of Phys. **43**, 1037 (1982).

[7] D. Bruneau, A. M. Tournade & E. Fabre, Appl. Optics **24**, 3740 (1985).

[8] A. Benuzzi, E. D. Wispelaere, J. Krishnan, D. Descamps, M. Koenig & V. Malka, LULI, Rapport LULI 1995 (1996).

[9] B. Faral, J. M. Boudenne, M. Koenig, M. Belinguard, F. Zielinski & J. P. Perrine, LULI, Rapport LULI 1993 (1994).

[10] Y. Kato, K. Mima, N. Miyanaga, S. Arinaga, Y. Kitagawa & M. Nakatsuka, Phys. Rev. Lett. **53**, 1057 (1984).

[11] E. M. Epperlein, G. J. Rickard & A. R. Bell, Phys. Rev. Lett. **61**, 2453 (1988).

[12] A. R. Bell. in *Laser plasma interactions 5: Inertial Confinement Fusion* (ed. M.B. Hooper) (SUSSP Pubications, Scotland, 1995).

[13] R. M. Stevenson, M. J. Norman, T. H. Bett, D. A. Pepler, C. N. Danson & I. N. Ross, Opt. Lett. **19**, 363 (1994).

[14] T. H. Bett, C. N. Danson, P. Jinks, D. A. Pepler, I. N. Ross & R. M. Stevenson, Appl. Opt. **34**, 4025 (1995).

[15] B. Y. Zel'dovich & N. F. Pilipetsky, *Principles of Phase Conjugation* (Springer Verlag, Berlin, 1985).

[16] S. Atzeni, Comput. Phys. Comm. **43**, 107 (1986).

[17] R. Fabbro, B. Faral, J. Virmont, H. Pepin, F. Cottet & J. P. Romain, Las. Part. Beams **4**, 413 (1986).

[18] B. Faral, R. Fabbro, J. Virmont, F. Cottet, J. P. Romain & H. Pepin, Phys. Fluids B **2**, 371 (1990).

[19] R. J. Trainor, J. W. Shaner, J. M. Auerbach & N. C. Holmes, Phys. Rev. Lett. **42**, 1154 (1979).

[20] J. P. Romain, F. Cottet, M. Hallouin, R. Fabbro, B. Faral & H. Pépin, Proceedings of American Physical Society Topical Conference on Shock Waves in Condensed Matter, Amsterdam (1986)

[21] F. Cottet, J. P. Romain, R. Fabbro & B. Faral, Phys. Rev. Lett. **52**, 1884 (1984).

[22] F. Cottet, M. Hallouin, J. P. Romain, R. Fabbro, B. Faral & H. Pepin, Appl. Phys. Lett. **47**, 678 (1985).

[23] R. Cauble, D. W. Phillion, T. J. Hoover, N. C. Holmes, J. D. Kilkenny & R. W. Lee, Phys. Rev. Lett. **70**, 2102 (1993).

[24] R. Ramis, R. Schmalz & J. Meyer-Ter-Vehn, Comp. Phys. Comm. **49**, 475 (1988).

[25] D. Batani, S. Bossi, A. Benuzzi, M. Koenig & B. Faral, Laser and Part. Beams **14**, 221 (1996).

[26] M. Koenig, B. Faral, A. Benuzzi, D. Batani, S. Bossi & J. M. Boudenne, Phys. Rev. E **50**, R3314 (1994).

[27] T. Löwer, R. Sigel, K. Eidmann, I. B. Földes, S. Hüller, J. Massen & G. D. Tsakiris, Phys. Rev. Lett. **72**, 3186 (1994).

[28] Y. B. Zel'dovich & Y. P. Raizer, *Physics of shock waves and high temperature hydrodynamic phenomena* (Academic Press, New York, 1967).

[29] M. Koenig, B. Faral, D. Batani, A. Benuzzi, S. Bossi, C. Rémond, J. Perrine, M. Temporal, S. Atzeni & J. M. Boudenne, Phys. Rev. Lett. **74**, 2260 (1995).

[30] N. C. Holmes, R. J. Trainor, R. A. Anderson, L. R. Veeser & G. A. Reeves. in *Shock Waves in Condensed Matter-1981 (Menlo Park)* (eds. W.J. Nellis, L. Seaman & R.A. Graham) (American Institute of Physics, New York, 1982).

[31] D. M. Gold, A. Sullivan, R. Sheperd, J. Dunn & R. Stewart, Proceedings of 26th Annual Anomalous Absorption Conference, Fairbanks, Alaska (1996)

[32] S. D. Rothman, A. M. Evans, D. H. Kalantar & B. A. Remington, *Brominated Plastic Equation of State Measurements by Indirectely Driven Shocks*, (1996).

PLAN DU CHAPITRE IV:
COMPARAISON ATTAQUE DIRECTE ET ATTAQUE INDIRECTE

4.1 Introduction

4.2 Description du dispositif expérimental

4.2.1 Le laser Asterix

4.2.2 La configuration "attaque directe": le lissage optique du faisceau laser

4.2.3 La configuration "attaque indirecte": la cavité

4.2.4 Les cibles et la caméra streak

4.3 Comparaison de la qualité de l'onde de choc

4.4 Mesures des équations d'état du cuivre (10-40 Mbar)

4.5 Conclusions

Bibliographie

Chapitre IV
Comparaison attaque directe et attaque indirecte

4.1 Introduction

A partir des années 70[1], lorsque les recherches sur la fusion par confinement inertiel ont commencé à se développer, deux approches différentes ont été envisagées simultanément : l'attaque directe et l'attaque indirecte (cf. Introduction).

L'attaque directe consiste en l'illumination directe de la cible par le faisceau laser. Le grand avantage de cette approche est l'efficacité hydrodynamique, i.e. une conversion élevée de l'énergie laser en énergie cinétique de la capsule. Son principal inconvénient réside dans la difficulté, liée à la cohérence du laser, d'avoir une irradiation la plus uniforme possible de la cible. En effet la non uniformité du dépôt de l'énergie laser provoque le développement d'instabilités hydrodynamiques comme celles de Rayleigh Taylor. Bien que des efforts considérables aient été faits pour diminuer le développement de ces instabilités, notamment par le développement et l'utilisation de techniques de lissages optiques, le problème de l'"imprinting" (i.e. l'empreinte initiale des non uniformités de l'irradiation) n'est pas encore compris et donc résolu[2]. Un autre inconvénient est celui du préchauffage induit par les rayons X générés dans la zone de conversion capables de pénétrer jusqu'au combustible. Les plus grands efforts pour la résolution des problèmes liés à l'attaque directe ont été faits à l'Université de Rochester. Le développement du laser Omega de Rochester (Omega Upgrade) est consacré principalement à cet objectif[3,4]. Il est également prévu que des expériences d'attaque directe soient réalisées dans le cadre des grands projets Mégajoules et NIF[5].

L'attaque indirecte consiste en la focalisation du laser dans une cavité de matériau de Z élevé puis dans l'illumination de la cible par la radiation thermique ainsi produite à l'intérieur de celle-ci. Le grand avantage de cette approche est la très bonne uniformité d'irradiation de la cible. En effet celle-ci est irradiée par un rayonnement X de corps noir non cohérent (les mécanismes de génération de cette radiation sont expliqués au Chapitre I). L'inconvénient évident par rapport à l'attaque directe est la faible efficacité de conversion de l'énergie laser en énergie de compression, due à l'étape intermédiaire de conversion X. Un autre point critique de l'attaque indirecte est que le laser doit traverser une grande longueur de plasma entre les trous d'entrée de la cavité et ses parois. Cela facilite le développement d'instabilités paramétriques qui dégradent le

faisceau laser avant la fin de son interaction avec les parois. Pour éviter l'expansion rapide des parois et le remplissage de la cavité par un plasma de Z élevé, cette dernière est remplie d'un gaz de Z faible. Enfin un dernier problème, mais non des moindres, est celui du préchauffage qui n'a pas dans ce cas la même origine que dans celui de l'attaque directe. En effet, ici, ce sont les rayons X primaires de la cavité qui peuvent pénétrer jusqu'à l'intérieur non perturbé de la cible et le chauffer.

Depuis 1976 (date de la première expérience d'implosion en attaque indirecte[5]) les groupes de recherches de Livermore (LLNL) se sont consacrés au développement et au perfectionnement de cette méthode. Leurs résultats ont été déclassifiés très récemment et ont ainsi pu être publiés entre autres dans un article de revue[5]. Citons aussi le laboratoire Max Planck Institut für Quantenoptik à Garching[6] qui a également grandement contribué au développement de l'attaque indirecte et à la compréhension des mécanismes fondamentaux qui la régissent.

Dans ce chapitre, nous présentons des expériences, réalisées au Max Planck Institut für Quantenoptik (MPQ) à Garching, où le laser de forte puissance a permis de générer des chocs en utilisant aussi bien la méthode de l'attaque directe que celle de l'attaque indirecte.

Pour la première fois, nous avons ainsi pu comparer la qualité des ondes de choc générées par attaque directe, en utilisant la technique de lissage spatial des Phase Zone Plate, et par attaque indirecte. Cette comparaison porte essentiellement sur la planéité des ondes de choc et sur l'évolution temporelle de l'émissivité de la face arrière de la cible, qui nous renseigne sur l'existence éventuelle d'importants effets de préchauffage. Nous présentons ensuite l'application de ces chocs aux mesures d'équations d'état du cuivre par la méthode de désadaptation d'impédance mise au point au LULI (cf. Chapitre précédent). Dans nos mesures, nous avons pu également établir et quantifier la différence d'énergie laser nécessaire pour atteindre une même pression de choc dans les deux configurations.

4.2 Description du dispositif expérimental

Le schéma expérimental utilisé pendant cette série d'expériences au laboratoire MPQ est similaire à celui du LULI (cf. Fig.3.1). Le but de l'expérience étant le même, c'est-à-dire d'enregistrer l'émissivité résolue spatialement et temporellement de la face arrière de la cible, nous avons utilisé les mêmes diagnostics: une caméra streak fonctionnant dans le visible pour enregistrer l'émissivité, une caméra sténopé

positionnée dans l'enceinte et une CCD visible placée à l'extérieur pour le contrôle de la tache focale. Il y a toutefois quelques différences qu'il faut souligner:

i) Un seul faisceau (le laser Asterix est "mono-faisceau") est focalisé dans l'enceinte d'interaction à l'aide d'une lentille de longueur focale f = 56.4 cm

ii) Deux configurations différentes sont utilisées afin de générer le choc à l'intérieur de la cible: l'attaque directe et l'attaque indirecte (Fig.4.1). Une caractéristique importante de cette expérience a été de pouvoir passer facilement d'une configuration à l'autre, grâce à la géométrie de la cavité et au positionnement des diagnostics.

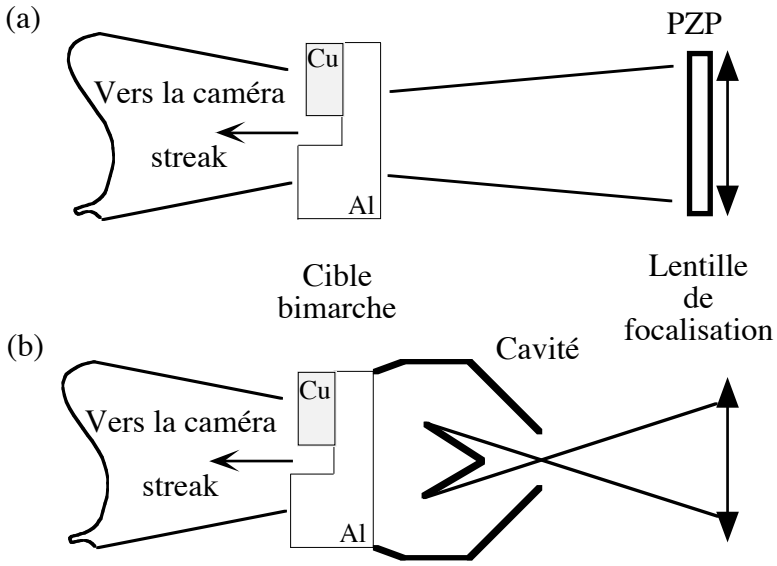


Fig.4.1*: Schéma des deux configurations. Les cibles bimarches Al-Cu sont utilisées afin de mesurer simultanément les vitesses du choc D_{Al} et D_{Cu} (cf. §3.2.3-3.2.4). (a) Configuration de l'attaque directe. Le faisceau laser, lissé avec une Phase Zone Plate, est focalisé sur la cible. (b) Configuration de l'attaque indirecte. Le faisceau entre par une petite ouverture dans la cavité et est focalisé sur le bouclier interne.*

iii) Le système de reprise d'image de la face arrière est constitué d'un objectif (f/2, de longueur focale f =100 mm). Il est placé à l'intérieur d'un long tube métallique qui a pour but de protéger la caméra streak de la lumière diffusée dans l'enceinte. L'objectif est protégé des débris de la cible par un verre plan et une feuille de plastique interchangeables (dans le cas de l'attaque indirecte la quantité de débris peut être importante). A l'extrémité du tube, nous positionnons un cône sur la pointe duquel nous

collons soit la cible (attaque directe) soit l'ensemble cavité+cible (attaque indirecte).

La Fig. 4.2 montre une photographie de la chambre d'interaction et du système de reprise d'image.

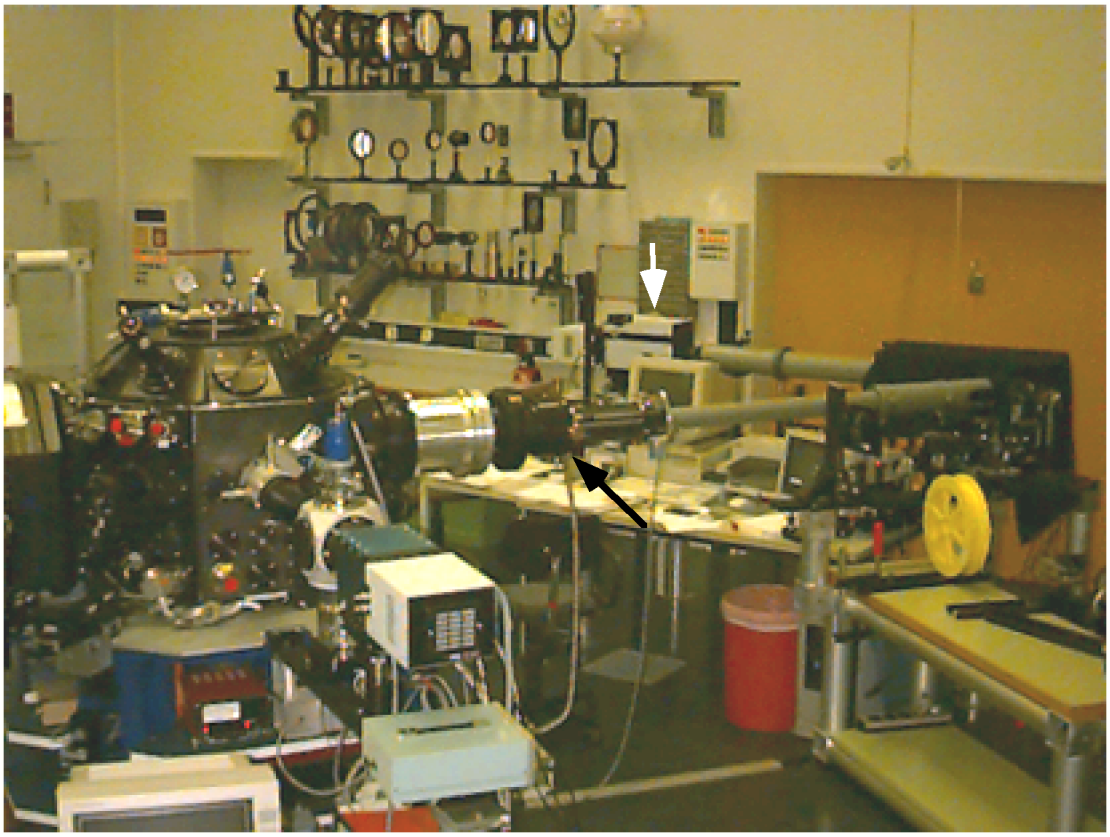


***Fig.4.2**: Photographie de la chambre d'interaction du MPQ. On voit (indiqué avec la flèche noire) l'extrémité extérieure du tube introduit à chaque tir dans l'enceinte avec l'objectif de reprise d'image. La flèche blanche indique la caméra streak.*

4.2.1 Le laser Asterix

Le laser du MPQ (Asterix IV) est un laser à iode qui délivre un faisceau de 27 cm de diamètre. Le schéma représentant le laser et son parcours jusqu'aux chambres d'interaction est montré sur la Fig. 4.3. Sa longueur d'onde fondamentale est $\lambda = 1.315\ \mu$m. Il génère des impulsions "brèves" dans le régime picoseconde ou des impulsions longues dans le régime nanoseconde (entre 0.4 et 5 ns). Sa puissance maximale est de 3 TW. La cadence de tir est d'environ 1 tir toutes les 20 minutes. Le profil spatial du faisceau laser avant focalisation est contrôlé à chaque tir; il est

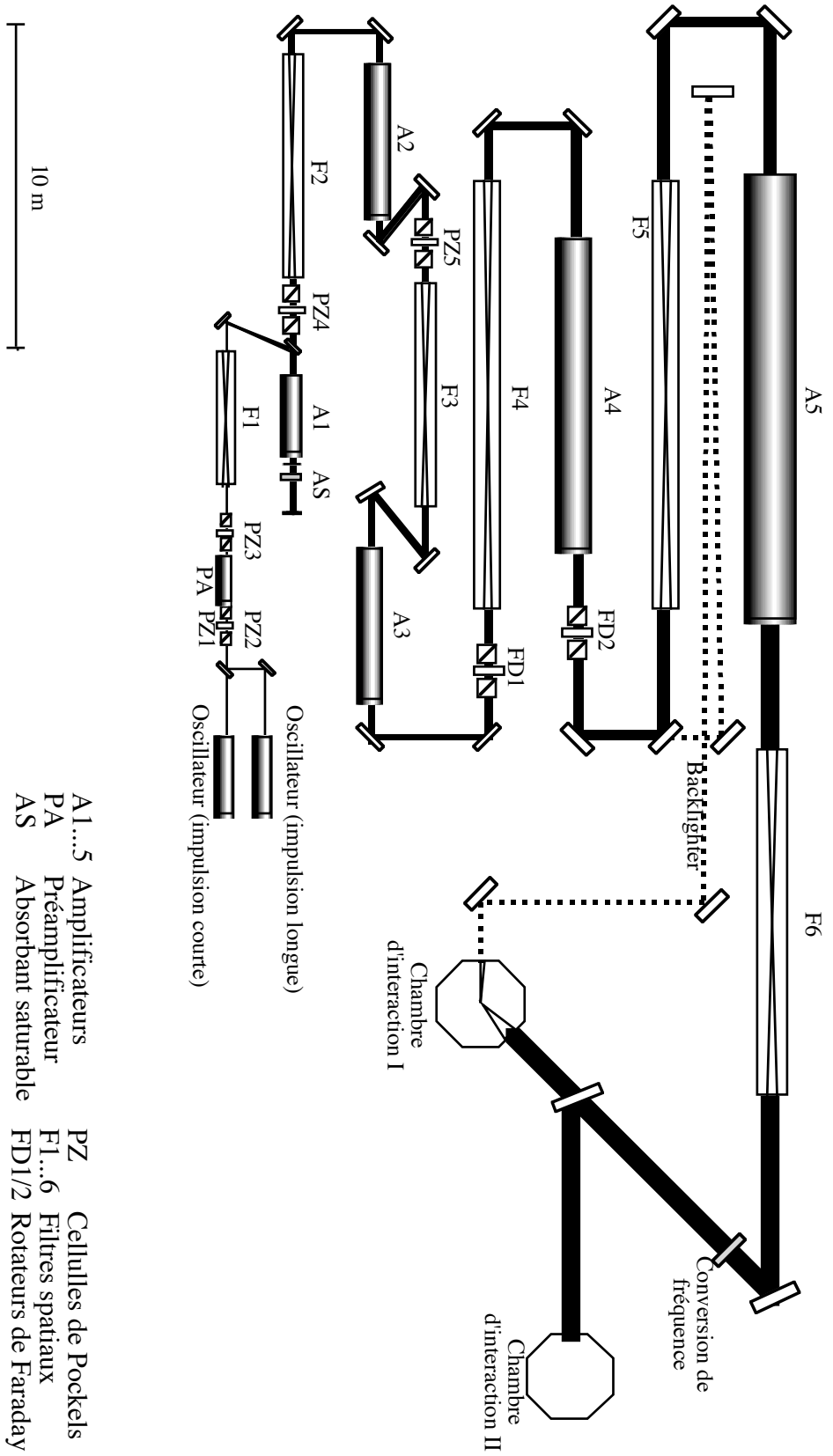


***Fig.4.3**: Le laser ASTERIX de l'institut Max Planck für Quantenoptik*

supergaussien et caractérisé par une très bonne uniformité ($\Delta I/I \leq 0.1$). La fréquence fondamentale peut être doublée ou triplée par des cristaux de KDP d'épaisseur respective 15 et 13 mm. L'efficacité de conversion est typiquement de 30 %.

En conclusions les caractéristiques du faisceau laser utilisé dans cette série d'expériences sont:

Impulsion: *Gaussienne de largeur à mi-hauteur 450 ps*
Longueur d'onde: $\lambda_{3\omega} = 0.44\ \mu m$
Energie maximale: *250 J*
Diamètre du faisceau avant focalisation: *27 cm*

4.2.2 La configuration "attaque directe": le lissage optique du faisceau laser

Dans cette configuration, nous focalisons directement le faisceau laser sur la cible, comme on peut le voir sur la Fig.4.1a. Au cours du chapitre précédent, nous avons détaillé les raisons pour lesquelles il est indispensable d'utiliser une technique de lissage optique (cf. § 3.3) afin de générer un choc de bonne qualité. Au MPQ nous avons uniquement utilisé la Phase Zone Plate qui est la technique la plus performante pour produire des chocs plans (cf. § 3.5.2). Nous renvoyons le lecteur au § 3.3.2 pour le principe de fonctionnement d'une PZP. Les caractéristiques de la PZP utilisée sont:

$n_{max} = 9$; $W_z = 2.5$ cm; $N \approx 115$

Rappelons que n_{max} est le nombre de zones présentes dans chaque lentille de Fresnel, W_z le diamètre de la lentille de Fresnel et N le nombre de lentilles de Fresnel recouvertes par le faisceau laser. Si l'on applique l'Eq. [3.6], on trouve une tache focale de diamètre à mi-hauteur $\Phi = 400\ \mu$m. Expérimentalement nous retrouvons bien cette valeur et une zone plane au centre de 250 μm. Nous avons alors calculé, selon la procédure décrite au § 3.4, une intensité laser sur cible $I_L \leq 2\ 10^{14}$ W/ cm^2.

4.2.3 La configuration "attaque indirecte": la cavité

Dans la configuration de l'attaque indirecte, le faisceau est focalisé à l'intérieur d'une cavité en or (cf. §1.4.2) de 1 mm de diamètre, passant par un petit trou d'entrée.

Un rayonnement isotrope est alors produit (cf. § 1.4.2), avec une température T_r dépendant de la forme de la cavité et de la puissance du laser. Cette température peut être déterminée en utilisant deux méthodes différentes:
- La première méthode est basée sur la mesure expérimentale, avec des diodes X, du spectre réémis par la cavité.
- La deuxième est fondée sur la mesure de la vitesse du choc. En effet, la température de la cavité peut être déduite à partir de la vitesse du choc générée lorsque le rayonnement de la cavité est absorbé par un matériau de Z faible ou moyen[7], typiquement l'aluminium. La loi d'échelle reliant la vitesse du choc D et la température de la radiation (ou cavité) est alors donnée par[7, 8]:

$$D \alpha T_r^{7/4} \qquad [4.1]$$

où les constantes numériques dépendent de l'équation d'état du matériau. Pour l'aluminium et pour des températures de l'ordre de la centaine d'électronvolts, la relation température de la cavité, vitesse du choc devient:

$$T_r\,(eV) = 0.0126\, D\,(cm/s)^{0.63} \qquad [4.2]$$

Dans nos expériences nous avons mesuré une température de la cavité comprise entre 100 eV et 150 eV.

La cavité[9] utilisée a été conçue au MPQ non seulement pour atteindre des températures élevées, mais aussi pour optimiser l'homogénéité de l'irradiation X lorsqu'un seul faisceau laser est utilisé, et minimiser le préchauffage de la cible dû aux X primaires. En ce qui concerne ce dernier point, les expériences de Löwer *et al.*[10] ont en effet clairement montré que le préchauffage dépend très fortement de la géométrie de la cavité.

Comme on peut voir sur la photographie de la Fig. 4.4a, notre cavité est constituée de l'assemblage de deux parties: une partie semi-sphérique (coté laser) et une partie conique (coté cible). Ces deux parties doivent être superposées et collées avec une grande précision. L'intérieur de la cavité a une géométrie particulière: un bouclier conique est placé au centre, soutenu par deux bras minces (Fig. 4.4b). Une section de cette cavité est présentée sur la Fig. 4.1b.

Le bouclier conique est la partie irradiée par le laser: la zone irradiée et le matériau sous choc ne sont donc pas en regard l'un de l'autre (d'où le nom de la cavité "Labyrinth Cavity"). Les X primaires produits par l'interaction laser-cône se dirigent vers les parois de la cavité. Ce sont les X secondaires (beaucoup moins énergétiques)

alors générés qui irradient la cible.

La conception de ce type de cavité a été assistée par des simulations numériques avec le code MULTI2D[11] (développé au MPQ) dans le but d'analyser les processus de dépôt d'énergie, de réémission et d'expansion du plasma créé (e.g. problème du bouchage de la cavité).

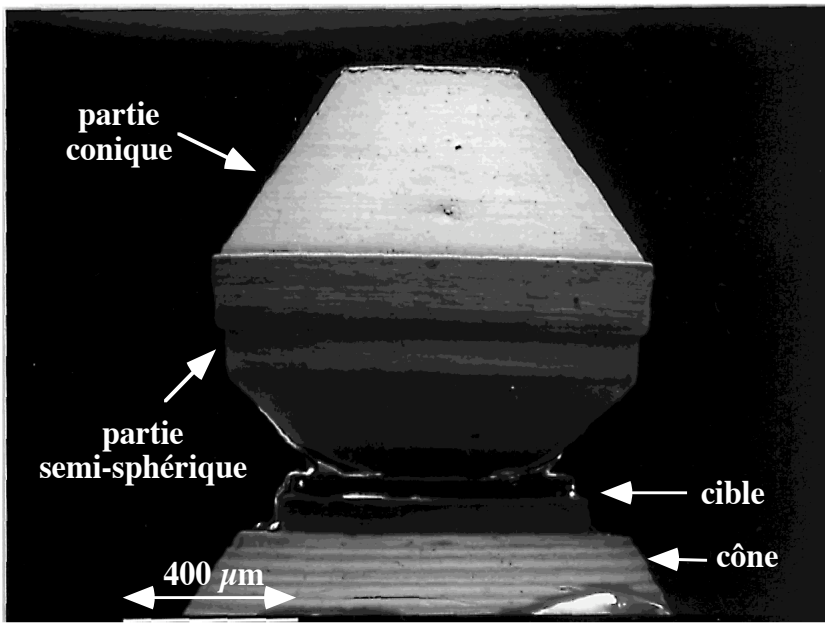


***Fig. 4.4a**: Photographie de la cavité "Labyrinth"*

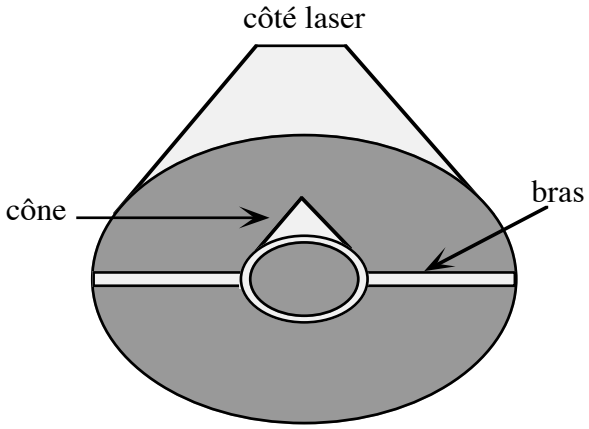


***Fig. 4.4b**: Schéma de la partie supérieure conique de la cavité "Labyrinth". A l'intérieur, on observe le cône où le laser est focalisé, soutenu par deux bras.*

4.2.4 Les cibles et la caméra streak

Dans le but de comparer la planéité du choc produit par les méthode de l'attaque directe et de l'attaque indirecte, nous avons utilisé des cibles simples d'aluminium d'épaisseur $d \geq 10$ μm. Les cibles avaient une forme circulaire de diamètre 0.5-1 mm afin de pouvoir être collées plus précisément sur le petit trou circulaire du cône qui était ensuite positionné à l'extrémité du tube métallique (Fig.4.5). Cette opération se déroulait en quatre étapes nécessitant une grande précision:

a) à l'aide d'un microscope, nous faisions coïncider le centre de la cible circulaire et le centre du trou avec une précision de 5-10 μm (Fig.4.5a).

b) Nous procédions alors à un premier collage, avec une colle standard (Fig.4.5b).

c) Puis nous mettions une colle mélangée avec de l'encre noire autour de l'interstice cible-bord du cône pour éviter que de la lumière laser diffusée dans l'enceinte arrive sur la caméra streak (Fig.4.5c). A ce point, nous montions le cône avec la cible ainsi préparée sur le tube métallique (de longueur environ 1 m). Dans le cas de l'attaque directe l'assemblage était alors prêt pour être injecté dans l'enceinte sans casser le vide grâce à un sas.

d) Dans le cas de l'attaque indirecte, il restait alors à coller la cavité sur la cible ainsi préparée. (Fig.4.5d). La précision sur la position relative cible-cavité était de 5-10 μm.

Ensuite, nous alignions la cible (attaque directe) ou le petit trou d'entrée de la cavité (attaque indirecte) avec une précision de 10-20 μm au centre de la chambre d'interaction.

Pour appliquer les chocs produits à la mesure d'équation d'état du cuivre par la technique de désadaptation d'impédance, nous avons utilisé des cibles bi-marches aluminium-cuivre. La technique de montage, que nous venons de décrire, reste la même bien que la présence des marches la rende plus délicate. Il faut en effet faire très attention au découpage circulaire de la cible afin que le "creux" entre les deux marches (c'est à dire la base) passe exactement au centre du cercle. L'épaisseur de la base d'aluminium était de 10 à 12 μm, les épaisseurs des marches d'Al et de Cu valaient respectivement 4 à 6 μm et 3 à 5 μm .

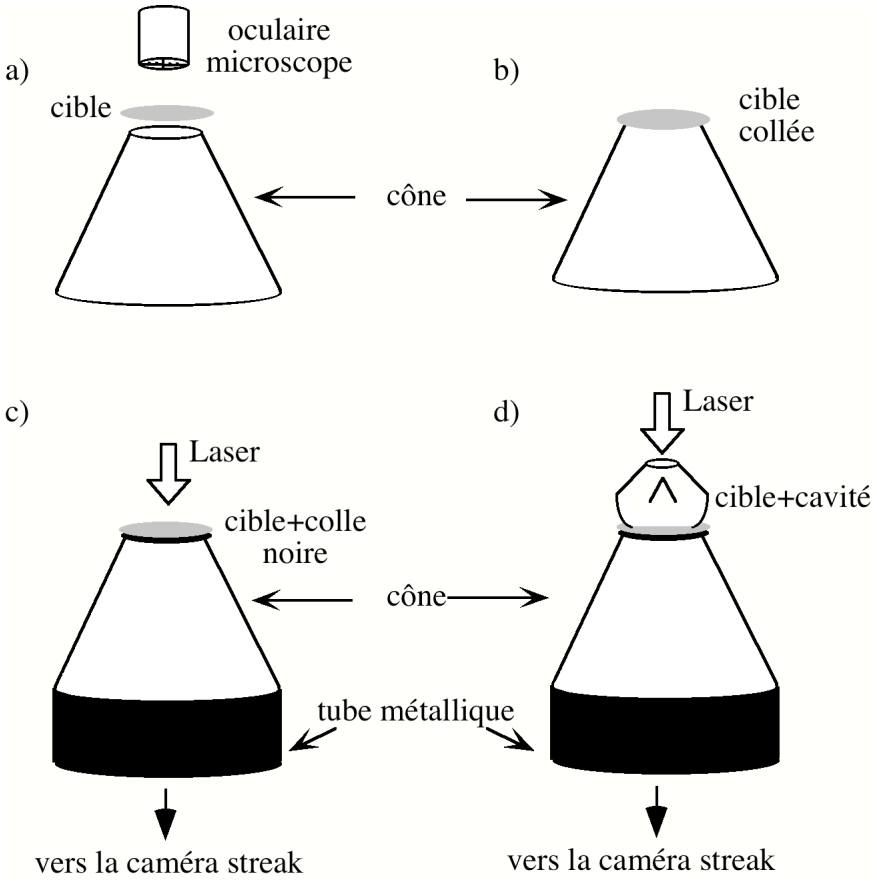


***Fig. 4.5**: Les différentes étapes du montage d'une cible sur le support constitué d'un cône.*

L'émissivité de la face arrière de la cible, résolue temporellement et suivant une dimension spatiale, fournissait le temps d'émergence des chocs au pied et au sommet de chaque marche. Cette émissivité a été enregistrée par une caméra streak opérant dans le domaine visible identique à celle du LULI. La résolution temporelle était de 8 ps et le grandissement G du système de 10, donnant une résolution spatiale de 10 μm.

4.3 Comparaison de la qualité de l'onde de choc

La comparaison de la qualité du choc généré par attaque directe et indirecte a été réalisée en considérant d'abord son uniformité spatiale.

Dans le cas de l'attaque indirecte, il est nécessaire de concevoir la géométrie de la cavité pour optimiser l'uniformité du dépôt de l'énergie sur cible, bien que celle-ci soit déjà partiellement assurée par la nature non cohérente du rayonnement. La Fig. 4.6

montre une image typique de l'émissivité de la face arrière de la cible obtenue avec la caméra streak. L'onde de choc est générée par l'attaque indirecte dans la cavité "Labyrinth".

Dans le cas de l'attaque directe, nous avons résolu le problème de l'uniformité du choc en utilisant une PZP comme technique de lissage spatial (cf. Chapitre III). L'émissivité de la face arrière de la cible obtenue avec l'attaque directe est montrée sur la Fig. 4.7. La dimension plane du front de choc coïncide avec la dimension de la tache focale produite avec la PZP (cf. §4.2.2). Les bords un peu arrondis reproduisent également le profil de la tache focale produite avec ce type de lames (cf. par exemple Fig. 3.13).

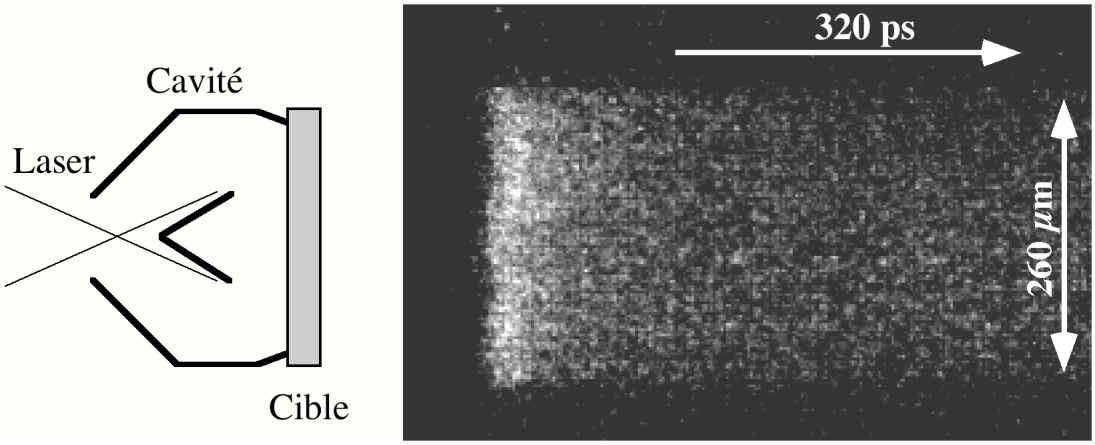


***Fig. 4.6**: Emissivité de la face arrière d'une cible sous choc. L'onde de choc est générée par attaque indirecte*

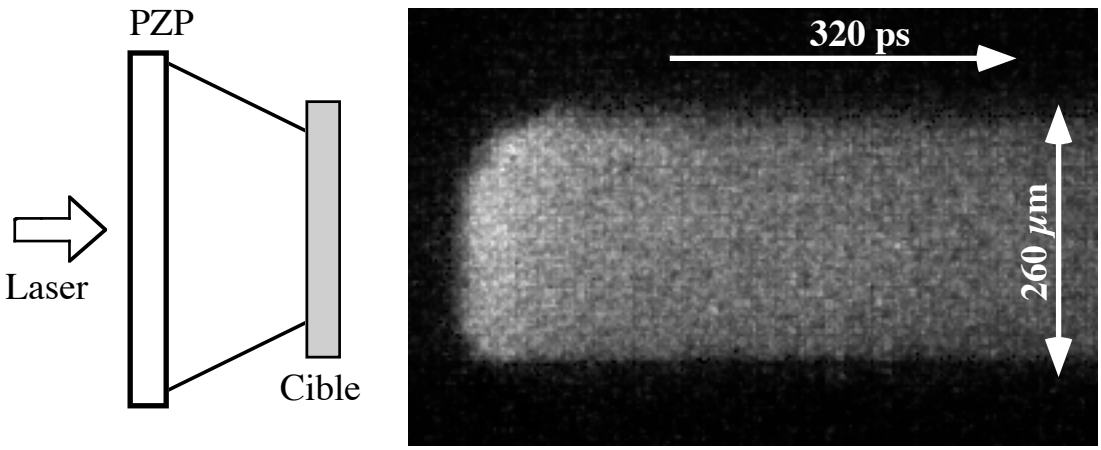


***Fig. 4.7**: Emissivité de la face arrière d'une cible sous choc. L'onde de choc est générée par attaque directe*

Dans les deux cas, la bonne planéité spatiale induit aussi une bonne "planéité temporelle": dans la région plane du choc, nous avons observé une différence typique dans le temps de débouché de ± 5 ps. En conclusion, nous pouvons affirmer qu'en ce qui concerne l'uniformité du choc, l'attaque directe avec le lissage par PZP peut être équivalente à l'attaque indirecte. Toutefois dans le cas de l'attaque directe le fonctionnement correct de la PZP nécessite un réglage beaucoup plus fin pour trouver la position optimale de la lentille de focalisation, ce qui induit une moins bonne reproductibilité des résultats que dans le cas de l'attaque indirecte.

Nous avons ensuite poursuivi la comparaison des deux méthodes en analysant cette fois le comportement au cours du temps de l'émission de la face arrière. Il s'agit là d'un point important car il peut donner des informations certes qualitatives sur la présence d'effets de préchauffage non négligeables (cf. § 3.5.3). Afin de comparer l'émissivité dans les deux cas, nous avons généré des ondes de choc de même pression dans des cibles d'aluminium approximativement de même épaisseurs. Comme on peut le voir sur la Fig. 4.8, nous avons obtenu une luminosité similaire avec les deux méthodes.

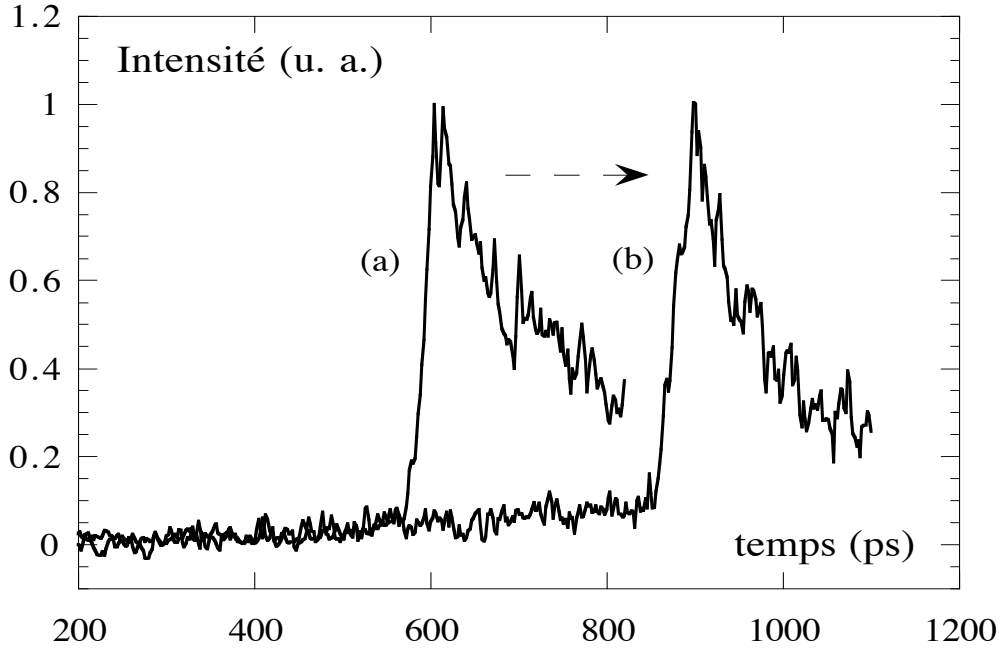


***Fig.4.8**: Luminosité résolue dans le temps du choc dans une cible d'aluminium. Les intensités ont été normalisées. (a) Signal obtenu en attaque directe (décalé artificiellement sur le dessin). Pression du choc ≈ 10 Mbar, épaisseur de la cible 13.5 µm. (b) Signal obtenu en attaque indirecte. Pression du choc ≈ 10 Mbar, épaisseur de la cible 14.8 µm.*

Nous remarquons tout d'abord que le comportement des deux émissivités, suivant l'analyse présentée au §3.5.3, est typique de faibles effets de préchauffage. En effet la décroissance rapide de l'émissivité prouve que le pic correspond bien au débouché du choc à l'arrière d'un solide non détendu et que le plasma se refroidit dans le vide sans être chauffé par les X.

Pour confirmer ce résultat, nous avons effectué quelques tests sur des cibles d'or en attaque indirecte. L'or ne peut en effet pas être significativement préchauffé par le rayonnement de corps noir de notre cavité car la cible n'est irradiée que par les X secondaires peu énergétiques. Puisque les valeurs des opacités de l'or dans le domaine X-UV sont très élevées, les X secondaires ont une longueur caractéristique de pénétration dans l'or très faible et donc nous sommes sûrs qu'ils ne peuvent pas causer de préchauffage. Nous avons trouvé avec l'or le même profil d'émissivité que pour l'aluminium.

Nous avons ensuite réalisé une analyse plus fine qui montre que le temps de montée de la luminosité est le même dans les deux configurations et que les temps de décroissance sont comparables. Notre analyse a montré en outre que les temps de décroissance sont d'autant plus longs que l'épaisseur de la cible est faible (Fig.4.9). Cela conduit au résultat raisonnable (vrai pour les deux configurations) selon lequel les cibles minces sont plus facilement préchauffées que les cibles épaisses.

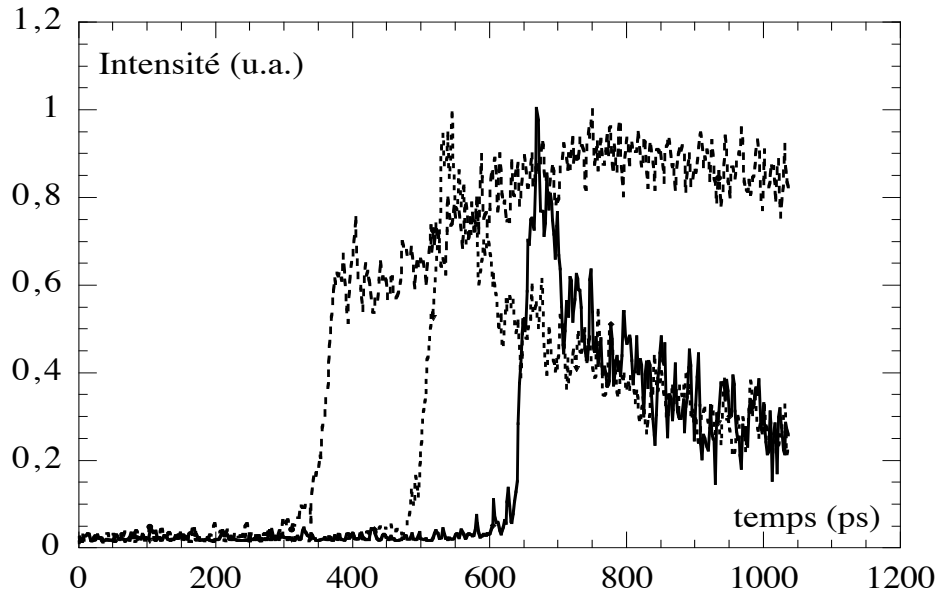


Fig. 4.9*: Emissivités résolues temporellement obtenues en attaque directe, pour différentes épaisseurs de cibles: 5 µm (courbe en tirets), 15 µm (courbe en pointillés) et 25 µm (ligne continue). L'énergie laser était* $E_{3\omega}$ *= 185 J.*

L'étude de l'émissivité de l'aluminium nous a donc permis de déterminer l'épaisseur que doit avoir la base d'aluminium pour que le préchauffage soit négligeable dans les deux configurations. Nous avons pu ainsi nous assurer que les marches d'aluminium et de cuivre n'étaient pas significativement préchauffées (comme on peut le voir sur la Fig. 4.9) et que les chocs ainsi produits pouvaient donc être appliqués aux mesures relatives d'équation d'état.

4.4 Mesures des équations d'état du cuivre (10-40 Mbar)

Après avoir vérifié la bonne qualité des chocs produits avec les deux méthodes, nous sommes passés à la réalisation des mesures de l'équation d'état du cuivre.

Pour des pressions inférieures à quelques Mégabars, son équation d'état est bien connue, les données expérimentales ayant été obtenues par des canons à gaz[12], des explosifs classiques[13-15] ou des chocs laser[16]. Au delà de 10 Mbar les points expérimentaux sont rares et pour des pressions supérieures à la vingtaine de Mégabars les seules mesures disponibles ont été réalisées par des explosions nucléaires[17-19]. Dans ce domaine de pressions, les tables d'équation d'état SESAME[20] peuvent donc être encore validées.

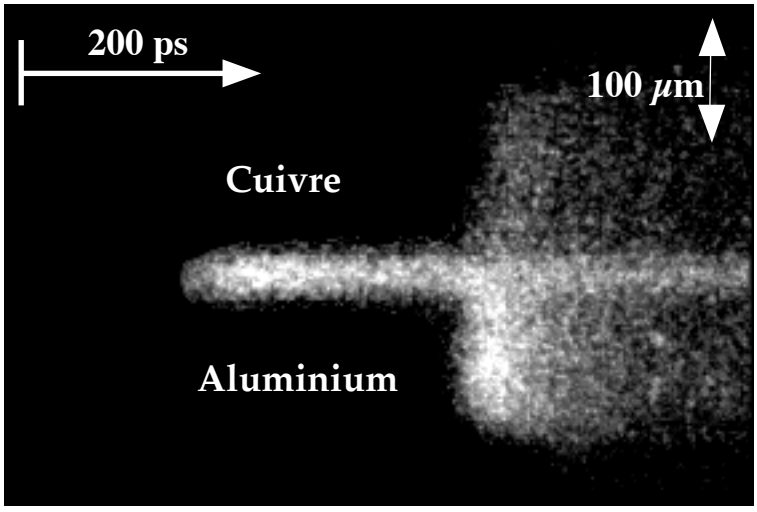


***Fig.4.10**: Enregistrement streak de la lumière visible émise par l'arrière d'une cible bi-marche Al-Cu. Le choc a été généré par attaque indirecte. L'énergie laser était $E_{3\omega} = 235$ J; les vitesses du choc étaient $D_{Al} = 24.3$ km/s et $D_{Cu} = 20.6$ km/s.*

Nous avons appliqué la méthode de désadaptation d'impédance avec des cible bi-marche Al et Cu et nous avons ainsi mesuré tir sur tir les deux vitesses du choc D_{Al} et D_{Cu}. Une image typique de l'émissivité de la face arrière d'une cible Al-Cu, obtenue en attaque indirecte, est montrée sur la Fig. 4.10. Les résultats des mesures d'équation d'état sont présentés sur la Fig. 4.11 où tous les points expérimentaux du cuivre connus à cette date sont montrés et sont comparés à l'équation d'état SESAME.

Nos points[21] se situent dans la région intéressante de pressions P > 10 Mbar avec ceux de Trunin[17] et Evans *et al.*[22] qui ont été obtenus respectivement par des explosions nucléaires et par l'attaque indirecte. Toutes ces mesures sont en bon accord avec les tables SESAME. Notre point à basse pression a été obtenu au LULI dans des expériences préliminaires, avec une énergie laser de 30 J. Les points en attaque directe ont été obtenus avec une énergie comprise entre 100J et 180J, les points en attaque indirecte avec une énergie comprise entre 220J et 250J.

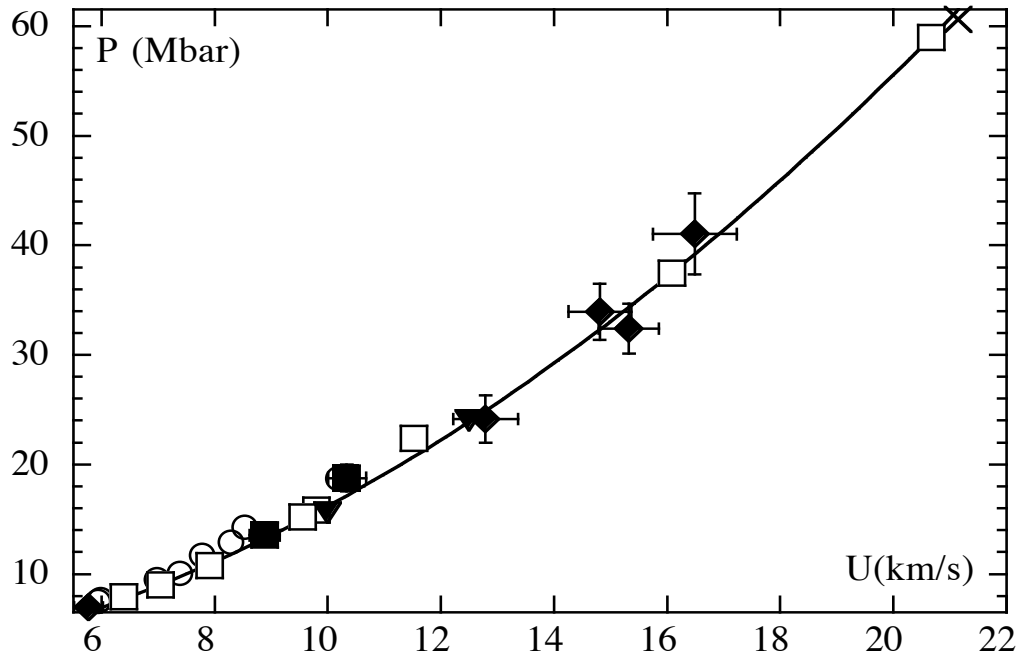


***Fig. 4.11**: Pression de choc pour le cuivre en fonction de la vitesse fluide u. Points expérimentaux comparés aux tables SESAME (trait plein). ◆: nos points obtenus en attaque directe, ■ : nos points obtenus en attaque indirecte, □ : points de Trunin et al.[17], ✕ point de Ragan[18] et ▼ points de Mitchell et al.[19] obtenus par explosions nucléaires; ○: points de Evans et al.[22] obtenus en attaque indirecte.*

Si l'on considère nos résultats expérimentaux et ceux de Evans *et al*[22], nous trouvons deux différences importantes:

a) nous avons atteint de plus hautes pressions (jusqu'à 40 Mbar) parce que nous avons utilisé aussi l'attaque directe qui a un meilleur rendement (cf. 4.1).

b) en attaque indirecte nous avons atteint les mêmes pressions que celles obtenues par Evans *et al*.[22] La différence significative est que nous avions 250 J tandis que leur laser délivrait 1 kJ, ce qui prouve une meilleure optimisation de la cavité développée au MPQ pour générer de hautes pressions.

Par ailleurs, nous pouvons donner un exemple quantitatif de la différence entre ces deux méthodes en comparant nos résultats obtenus au MPQ avec ceux obtenus au LULI[23] présentés au chapitre précédent. Là où avec 70 J d'énergie laser en attaque directe on obtenait des pressions de 10 Mbar dans l'aluminium, il fallait 220 J d'énergie laser en attaque indirecte pour obtenir cette même pression. Nous avons alors vérifié si à partir des lois d'échelles pour la pression on peut reproduire notre résultat expérimental. Rappelons (cf. §1.5.2 et 1.5.5) que les pressions des chocs en Mbars sont de l'ordre de:

$$P_{dir} = 11.6 \left(\frac{I_L(W/cm^2)}{10^{14}}\right)^{3/4} \lambda(\mu m)^{-1/4} \left(\frac{A}{2Z}\right)^{7/16} \left(\frac{Z^*}{3.5}\,\tau(ns)\right)^{-1/8} \qquad [4.1]$$

$$P_{ind} = 35\, C^{3/26} \left(\frac{S_s(W/cm^2)}{10^{14}}\right)^{10/13} \tau(ns)^{-3/26} \qquad [4.2]$$

en attaque directe et indirecte respectivement. S_s est le flux des X primaires sur la paroi de la cavité, τ la durée de l'impulsion laser, λ sa longueur d'onde, Z* le degré d'ionisation et C le rapport entre l'opacité maximale et l'opacité de Rosseland. Suivant les calculs de G. D. Tsakiris et K. Eidmann[24], pour l'aluminium on a C = 58.8. En tenant compte de l'approximation selon laquelle l'énergie laser est transformée complètement en rayonnement de Planck[6], on trouve que le flux S_s est donné par

$$S_s\,(10^{14}\ W/cm^2) = \frac{E_{ind}(kJ)}{\tau(ns)\ 4\pi\ R_c^2(mm)} \qquad [4.3]$$

où E_{ind} est l'énergie laser incidente sur la cavité et R_c est le rayon de la cavité. Il s'ensuit une relation entre les énergies laser en attaque indirecte E_{ind} (kJ) et directe E_{dir} (kJ) nécessaires pour atteindre la même pression:

$$E_{ind} = 0.63 \frac{R_c^2(mm)}{R^{1.95}(mm)} \tau(ns)^{-0.0125} \lambda(\mu m)^{-0.325} \left(\frac{A}{2Z}\right)^{0.56875} Z^{*-0.1625} E_{dir}^{0.975} \qquad [4.4]$$

où R est le rayon de la tache focale. Avec nos paramètres nous trouvons un rapport $E_{ind} / E_{dir} \approx 3.2$ qui correspond approximativement à nos résultats expérimentaux. La différence entre la durée des deux impulsions (au LULI $\tau = 600$ ps et au MPQ $\tau = 450$ ps) a été prise en compte dans le calcul.

Comme nous l'avons déjà expliqué en détail au § 3.6.2, nos barres d'erreur prennent en compte toutes les causes d'imprécision possibles dans la mesure de la vitesse de choc D (les incertitudes sur l'épaisseur des marches, sur le temps de débouché du choc et sur la vitesse de balayage). Nous avons analysé l'erreur sur chaque tir séparément et nous avons trouvé une incertitude maximale de ± 4.5% sur les deux vitesses D_{Al} et D_{Cu}. Donc, nous avons déterminé les points (P,u) de l'équation d'état du cuivre avec une précision sur la pression meilleure que ± 9%.

4.5 Conclusions

Au cours de ce chapitre, nous avons montré qu'il est possible de produire un choc avec la même uniformité en utilisant l'attaque directe et l'attaque indirecte. Dans les deux cas, l'émission de la face arrière de la cible montre qu'il n'y a pas de préchauffage significatif. Dans le cas de l'attaque directe, les chocs de haute qualité ont été obtenus en utilisant la technique de lissage par PZP. Dans le cas de l'attaque indirecte, ceux-ci ont pu être générés grâce à la géométrie de la cavité Labyrinth, où un petit cône écrante la cible des rayons X primaires.

Nous avons alors effectué des mesures relatives d'équations d'état du cuivre avec les chocs produits par l'une ou l'autre méthode. Nous avons ainsi sondé une région de l'équation d'état du cuivre (au dessus de 10 Mbar) qui est encore très mal connue expérimentalement. La grande efficacité de l'attaque directe nous a permis de produire des pressions allant jusqu'à 40 Mbar, qui n'étaient jusqu'à présent accessibles que par

des explosions nucléaires.

Enfin, nous avons quantifié la différence de rendement entre les deux méthodes. Nous avons trouvé expérimentalement qu'il faut trois fois plus d'énergie en attaque indirecte qu'en attaque directe pour produire la même compression dans une cible d'aluminium. A l'aide des lois d'échelles pour la pression d'ablation, nous avons déduit une expression générale reliant les énergies laser des deux configurations nécessaires pour avoir la même compression. Cette expression analytique confirme notre résultat expérimental.

Bibliographie

[1] J. H. Nuckolls, L. Wood, A. Thiessen & G. B. Zimmerman, Nature **239**, 129 (1972).

[2] A. R. Bell. in *Laser plasma interactions 5: Inertial Confinement Fusion* (ed. M.B. Hooper) (SUSSP Pubications, Scotland, 1995).

[3] R. L. McCrory, J. Soures, C. Verdon, T. Boehly, D. Bradley, R. Craxton, J. Delettrez, R. Epstein, R. Hutchison, P. Jaanimagi, S. Jacobs & R. Keck. in *Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research 1992* (ed. I.A.E. Agency) Pag. 31 Vienna, 1993).

[4] J. Soures, R. L. McCrory, T. Boehly, R. Craxton, S. Jacobs, J. Kelly, J. Knauer, R. Kremens, S. Kumpan & C. Verdon, Laser Part. Beams **11**, 317 (1991).

[5] J. Lindl, Phys. Plasmas **2**, 3933 (1995).

[6] R. Sigel. in *Physics of Laser Plasma (vol.3)* (eds. M.N. Rosenbluth & R.Z. Sagdeev) Pag.163 (Elsevier Science Publishers, 1991).

[7] R. L. Kauffman, L. J. Suter, C. B. Darrow, J. D. Kilkenny, H. N. Kornblum, D. S. Montgomery, D. W. Phillion, M. D. Rosen, A. R. Theissen, R. J. Wallace & F. Ze, Phys. Rev. Lett. **73**, 2320 (1994).

[8] S. P. Hatchett, LLNL, Lawrence Livermore National Laboratory Report No. UCRL-JC-108348 (1991).

[9] T. Löwer & R. Sigel, Proceedings of APS Topical Conference on Shock Waves, Seattle (1995)

[10] T. Löwer, R. Sigel, K. Eidmann, I. B. Földes, S. Hüller, J. Massen & G. D. Tsakiris, Phys. Rev. Lett. **72**, 3186 (1994).

[11] R. Ramis & J. Meyer-ter-Vehn, MPQ, Report MPQ174 (1992).

[12] A. C. Mitchell, W. J. Nellis, J. A. Moriarty, R. A. Heinle, N. C. Holmes, R. E. Tipton & G. W. Repp, J. Appl. Phys. **69**, 2981 (1991).

[13] L. V. Al'tshuler, S. B. Kormer, A. A. Bakanova & R. F. Trunin, Sov. Phys. JETP **11**, 573 (1960).

[14] S. B. Kormer, A. I. Funtikov, V. D. Urlin & A. N. Kolesnikova, Soviet Physics J.E.T.P. **15**, 477 (1962).

[15] J. P. Argous & J. Aveillé. in *Comportement des milieux denses sous hautes pressions dynamiques* (Dunod, Paris, 1967).

[16] N. C. Holmes, R. J. Trainor, R. A. Anderson, L. R. Veeser & G. A. Reeves. in *Shock Waves in Condensed Matter-1981 (Menlo Park)* (eds. W.J. Nellis, L. Seaman & R.A. Graham) (American Institute of Physics, New York, 1982).

[17] R. F. Trunin, Phys.-Usp. **37**, 1123 (1994).

[18] C. E. Ragan III, Phys. Rev. A **29**, 1391 (1984).

[19] A. C. Mitchell, W. J. Nellis, R. A. Heinle, G. W. Repp, J. A. Moriarty, M. Ross & N. C. Holmes, Proceedings of American Physical Society Topical Conference on Shock Waves in Condensed Matter, Amsterdam (1986)

[20] T4 Group LANL, No. LALP-83-4 (1983).

[21] A. Benuzzi, T. Löwer, M. Koenig, B. Faral, D. Batani, D. Beretta, C. Danson & D. Pepler, Phys. Rev. E **54**, 2162 (1996).

[22] A. M. Evans, N. J. Freeman, P. Graham, C. J. Horsfield, S. D. Rothman, B. R. Thomas & A. J. Tyrrel, Laser and Part. Beams **14**, 113 (1996).

[23] M. Koenig, B. Faral, D. Batani, A. Benuzzi, S. Bossi, C. Rémond, J. Perrine, M. Temporal, S. Atzeni & J. M. Boudenne, Phys. Rev. Lett. **74**, 2260 (1995).

[24] G. D. Tsakiris & K. Eidmann, J. Quant. Spectrosc. & Radiat. Transfer **38**, 353 (1987).

PLAN DU CHAPITRE V:
APPROCHE VERS LA MESURE D'UN DEUXIÈME PARAMÈTRE

5.1 Introduction

5.2 Le dispositif expérimental
- **5.2.1 Le système de reprise d'image**
- **5.2.2 Le biprisme**
- **5.2.3 Les filtres colorés**
- **5.2.4 La caméra streak**

5.3 Principe de l'expérience: définition de la température de couleur

5.4 Présentation des résultats

5.5 Modélisation
- **5.5.1 Expansion de la face arrière de la cible**
- **5.5.2 Emissivité de la face arrière de la cible**
- **5.5.3 Coefficient d'absorption**

5.6 Comparaison des résultats expérimentaux avec le modèle

5.7 Conclusions

Bibliographie

Chapitre V
Approche vers la mesure d'un deuxième paramètre

5.1 Introduction

Au cours du chapitre II (cf. § 2.8.5) nous avons souligné que la température est une des grandeurs pour laquelle les modèles et les tables d'équations d'état les plus fiables disponibles aujourd'hui (QEOS et SESAME) sont le plus en désaccord. La mesure de la température comme deuxième paramètre (en plus de la vitesse du choc) serait très avantageuse, car elle permettrait de discriminer plus facilement les théories contradictoires. Dans le but d'obtenir des informations sur la température, plusieurs travaux[1-5] ont été consacrés à l'étude des propriétés optiques du plasma en expansion de la face arrière d'une cible sous choc.

Une mesure directe de la température ne peut être réalisée facilement qu'avec des matériaux initialement transparents[6]. Dans le cas de matériaux opaques, il faudrait réaliser cette mesure à l'instant même où l'onde de choc arrive à l'interface solide-vide (c'est à dire à la face arrière de la cible), avant que le plasma ne se détende dans le vide. La résolution temporelle insuffisante des instruments empêche une telle mesure directe et l'on doit donc se contenter de la mesure des propriétés du plasma en détente à la place de celles du choc. Dans ce cas, il est alors nécessaire de disposer d'un modèle décrivant l'expansion du plasma afin de déduire les paramètres au moment du débouché du choc à partir de ceux mesurés aux temps successifs.

La première mesure de la température de la face arrière a été faite par McLean *et al.*[1] en approximant l'émission de la face arrière par une émission de corps noir. Plus récemment Ng *et al.*[2] ont mesuré la température de brillance ainsi que la température spectrale. Pour la détermination de la température de brillance* , ils ont du réaliser une calibration absolue du système optique; cette mesure est en générale assez délicate et dans leur cas elle a induit une incertitude de ± 50% sur leurs résultats. Le dispositif expérimental pour la mesure de la température spectrale (déduite en supposant une émission de corps noir) ne leur permettait pas de contrôler la qualité du choc et de

* Rappelons que la température de brillance est par définition la température d'un corps noir qui émet de sa surface la même quantité de rayonnement, pour une fréquence donnée, que le corps considéré[7].

mesurer la vitesse du choc tir sur tir. Ils n'avaient donc pas la possibilité d'obtenir sur le même tir la température spectrale et la température réelle du choc (déterminée par la mesure de la vitesse et la connaissance de l'équation d'état du matériau). Cela empêchait de tester la validité de leur méthode.

Au cours de ce chapitre, nous allons présenter une mesure simultanée de la température de couleur T_c de la face arrière d'une cible d'aluminium en détente et de la vitesse du choc D[8]. La première partie du chapitre sera consacrée à la description du schéma expérimental et à la détermination de la température de couleur à partir des résultats expérimentaux. La deuxième partie sera dédiée à la présentation du modèle qui calcule l'émissivité de la face arrière et qui nous permettra d'obtenir une estimation de la température du choc T_s^{mod}. Cette température sera comparée avec la température du choc "réelle" T_s^{EOS} déduite de la mesure de D en connaissant l'équation d'état. Nous appliquons la méthode à l'aluminium car il est un matériau de référence (cf. §2.8.5).

5.2 Le dispositif expérimental

La série d'expériences que nous présentons dans ce chapitre a été réalisée au laboratoire LULI.

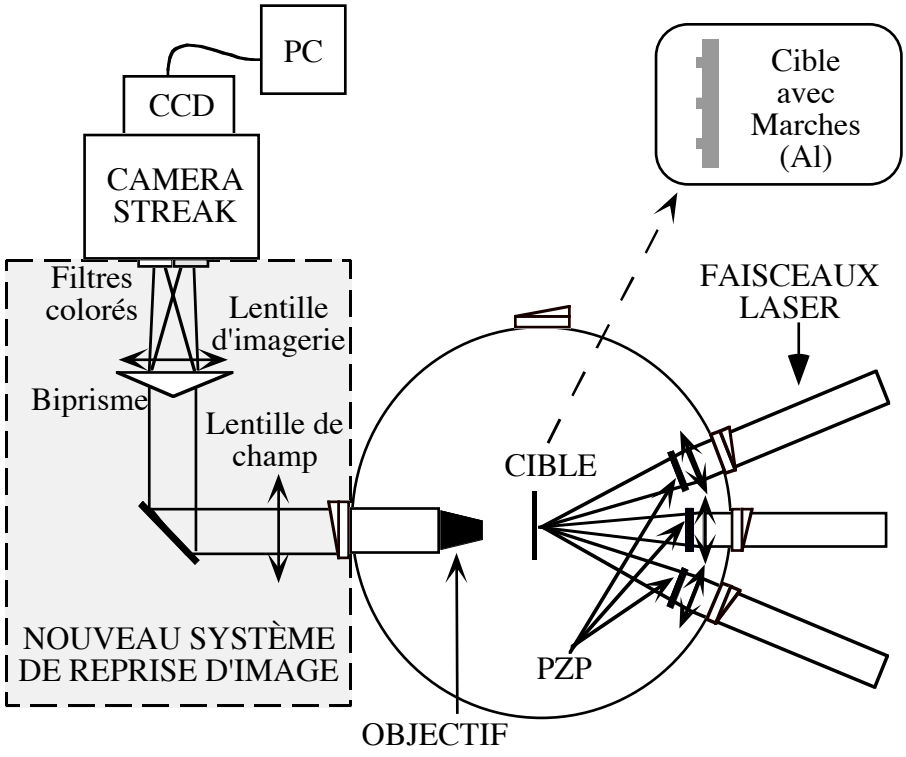


Fig.5.1: *Schéma expérimental*

Le dispositif expérimental, schématisé sur la Fig.5.1, est pratiquement le même de celui présenté au Chapitre 3 (cf. Fig.3.1). Il se différencie uniquement pour le système de reprise d'image.

Le but de cette série d'expériences est de mesurer l'émissivité de la face arrière d'une cible sous choc dans deux bandes spectrales du domaine visible et de déduire du rapport des deux émissivités la température de couleur (définie comme une température équivalente de corps noir; cf. § 5.3). Pour cela, nous avons dédoublé l'image de la face arrière sur la fente de la caméra streak visible et nous avons alors placé devant chaque image un filtre coloré différent. En même temps que la température de couleur, nous avons également mesuré la vitesse du choc en utilisant des cibles d'aluminium constituées d'une base sur laquelle avait été déposée une série de petites marches (Fig.5.1). Ces cibles ont été réalisées au laboratoire cibles du CEA Limeil. Les épaisseurs typiques de la base étaient 12-15 μm; celles des marches 5-6 μm. L'espacement entre deux marches était d'environ 140 μm et la largeur des marches était d'environ 40 μm. Cette géométrie permet un alignement de la cible beaucoup plus facile qu'avec une cible à une seule marche. La dimension de la région plane de notre tache focale étant de 200 μm, ce type de cible nous assure d'avoir toujours une marche à l'intérieur de cette région, et donc de pouvoir mesurer la vitesse D.

5.2.1 Le système de reprise d'image

Afin de dédoubler l'image de la face arrière de la cible, nous avons utilisé un biprisme. Pour que ces images soient de bonne qualité, il est indispensable d'éviter d'éclairer le biprisme avec un faisceau convergent. En raison de ses petites dimensions (3 cm x 4 cm) nous avons été amenés à utiliser un système optique particulier constitué:

i) d'une part de notre objectif de grande ouverture (Olympus avec une focale f_o = 50 mm, 1/1.2) monté à l'intérieur de l'enceinte (cf. § 3.2)

ii) d'autre part de deux lentilles, placées à l'extérieur: une lentille de champ de longueur focale f_c et une lentille d'imagerie de longueur focale f_i.

La lentille de champ a pour but d'éliminer le phénomène de vignettage[9] qui consiste en une perte de brillance de l'image d'une source étendue. Dans notre cas cette perte est due à l'ouverture même de l'objectif. Pour clarifier ce point, considérons la Fig.5.2a qui illustre notre système de reprise d'image sans la lentille de champ. Le plan

M est le plan de la source (i.e. la cible), le plan M' est le plan image de la première lentille et M'' est le plan image final où se trouve la fente de la caméra streak. On peut voir que le point P sera imagé au point P'' mais avec une perte de luminosité car la trajectoire du rayon MR_1 sort de la lentille f_i. En mettant alors une lentille (appelée "lentille de champ") dans le plan M' qui fait l'image de la première lentille f_o sur la deuxième f_i, on peut éliminer toutes les pertes, ce qui est montré sur la Fig.5.2b.

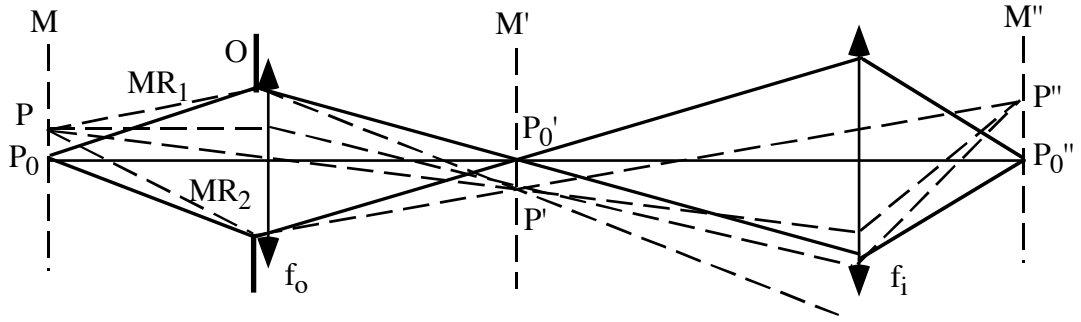


***Fig.5.2a**: Phénomène du vignettage*

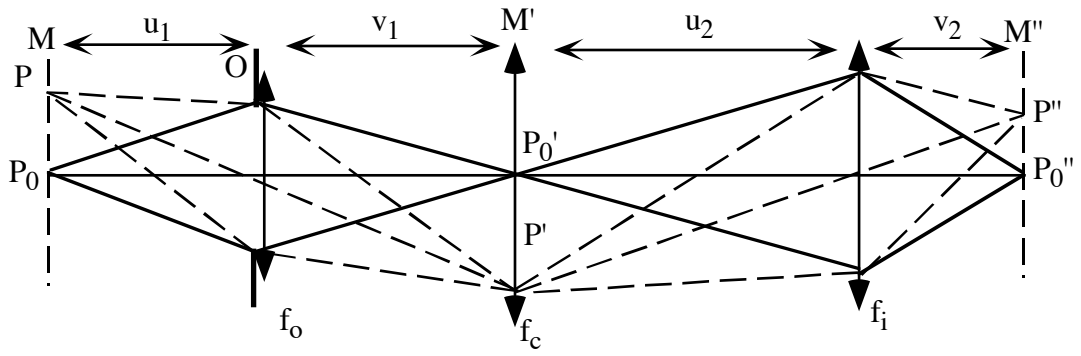


***Fig.5.2b:** Correction du vignettage par l'introduction d'une lentille de champ f_c*

Afin d'avoir le grandissement désiré G, il est alors nécessaire de déterminer les distances différentes u_1, v_1, u_2 et v_2. Le grandissement G est donné par

$$G = g_1 g_2 \qquad [5.1]$$

où $g_1 = v_1/u_1$ et $g_2 = v_2/u_2$ sont respectivement les grandissements de l'image du plan M au plan M' et du plan M' à M''. g_1 détermine aussi le diamètre Ψ de la lentille de champ qui doit être supérieur à la dimension de l'image en M'. Les distances u_1, v_1 et u_2, v_2 sont liées par les relations

$$\frac{1}{f_o} = \frac{1}{u_1} + \frac{1}{v_1} \qquad [5.2]$$

$$\frac{1}{f_i} = \frac{1}{u_2} + \frac{1}{v_2} \qquad [5.3]$$

Puisque la lentille de champ doit faire l'image de la première lentille (l'objectif) sur la deuxième (la lentille d'imagerie), les distances v_1 et u_2 ne sont pas indépendantes mais reliées par l'équation:

$$\frac{1}{f_c} = \frac{1}{u_2} + \frac{1}{v_1} \qquad [5.4]$$

Connaissant u_1, les Eqs. [5.2] à [5.4] permettent de calculer v_1, u_2, v_2 et d'en déduire g_1 et g_2. On doit alors ajuster u_1 pour obtenir le grandissement G désiré. Dans notre cas f_o = 50 mm, f_c = 500 mm et f_i = 200 mm. Pour avoir un grandissement G ≈ 10, nous avons obtenu u_1 = 51.65 mm, v_1 = 1.5 m u_2 = 75 cm et v_2 = 27 cm.

5.2.2 Le biprisme

Dans notre système optique, un biprisme, placé juste avant la lentille d'imagerie, donne une image dédoublée de la face arrière de la cible sur la fente de la caméra streak. Nous avons choisi les caractéristiques du biprisme et de la lentille d'imagerie afin d'obtenir une séparation optimale entre les deux images, c'est à dire pas trop rapprochées pour éviter une superposition et pas trop éloignées pour garder la place pour le faisceau de référence temporelle dans la fenêtre de la caméra streak. Avec un angle au sommet du biprisme de 178° et une distance biprisme-fente v_2 = 27 cm, nous avons calculé que les deux images sur la fente seront séparées de ≈ 4.7 mm. En effet si l'on suppose une incidence normale au plan du biprisme (voir Fig. 5.3) on déduit, de la loi de Descartes appliquée aux passages air-biprisme et biprisme-air, la relation suivante entre l'angle d'incidence α (qui coïncide dans ce cas avec l'angle à la base du biprisme) et l'angle de déviation γ:

$$\sin\left[\alpha - \arcsin\left(\frac{\sin\alpha}{n}\right)\right] = \frac{\sin\gamma}{n} \qquad [5.5]$$

où n est l'indice de réfraction du biprisme (dans notre cas n = 1.5). Dans la limite des petits angles l'Eq. [5.5] devient

$$\gamma \approx (n-1)\,\alpha \qquad [5.6]$$

Nous avons alors un angle de déviation $\gamma \approx 0.5\ \alpha$. A 27 cm la séparation est donc de 4.7 mm. Cette valeur a été retrouvée expérimentalement.

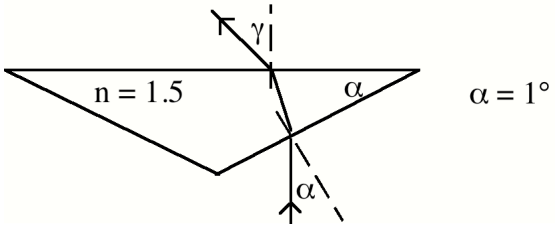


Fig. 5.3*: Schéma du biprisme utilisé.* α *et* γ *sont respectivement les angles d'incidence et de déviation.*

Un point très délicat et important de l'expérience était d'avoir un alignement correct du biprisme. Afin de contrôler précisément cet alignement, nous enregistrions périodiquement au cours de l'expérience l'image dédoublée d'un trou d'une centaine de microns de diamètre percé dans une cible en plastique. Ce trou, produit par un tir laser à basse énergie, était caractérisé par des bords très nets. Nous pouvions alors vérifier facilement si les deux images avaient la même luminosité. Un exemple de ce type d'image est reporté sur la Fig.5.4.

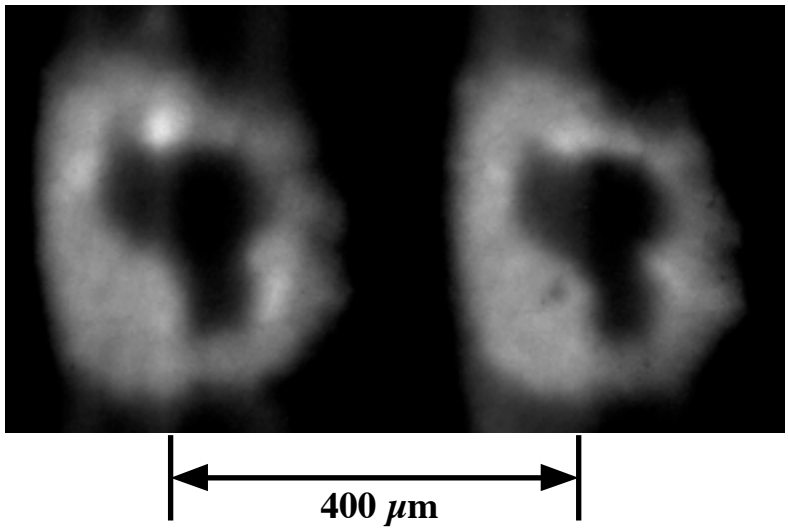


Fig. 5.4*: Image dédoublée par le biprisme enregistrée par la caméra streak en mode statique*

5.2.3 Les filtres colorés

Devant chaque image, nous avons positionné un filtre coloré différent (un dans l'orange et l'autre dans le bleu) afin de pouvoir enregistrer sur chaque tir l'émissivité de la face arrière dans deux bandes spectrales. Nous avons choisi deux "canaux" de la bande visible suffisamment éloignés l'un de l'autre pour avoir une meilleure définition du rapport des deux intensités. Les fonctions de transmission des deux filtres $T_o(\lambda)$ et $T_b(\lambda)$ ont été mesurées avec un spectrophotomètre et sont montrées sur la Fig.5.5. Nous avons dû utiliser des filtres à large bande et non des filtres interférentiels, car l'émissivité détectée par la caméra streak est insuffisante avec ce dernier type de filtres. Sur la même figure nous présentons aussi la courbe de transmission $T_r(\lambda)$ d'un filtre rose, utilisé en permanence devant la caméra streak comme protection contre la lumière laser directe qui pourrait endommager irrémédiablement l'instrument (comme on peut le voir sur la figure, il coupe nettement la longueur d'onde du laser à $\lambda = 530$ nm).

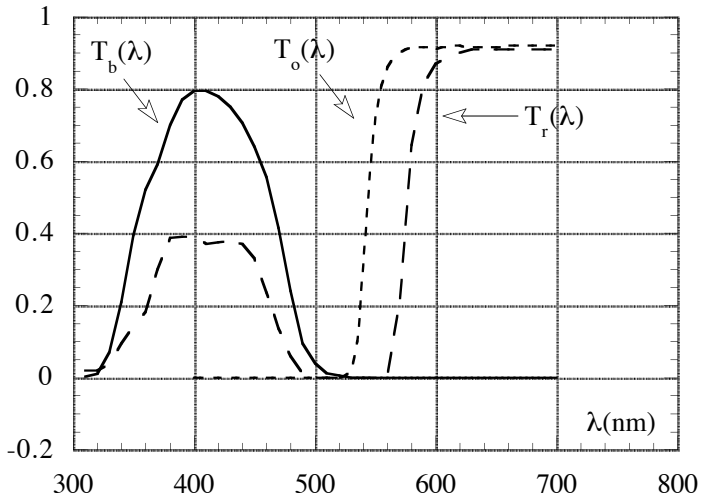


***Fig. 5.5**: Courbes de transmission des filtres utilisés: les deux filtres orange et bleu [$T_o(\lambda)$ et $T_b(\lambda)$] ont été placés chacun devant chaque image dédoublée par le biprisme. Un filtre rose [$T_r(\lambda)$] a été utilisé comme protection.*

5.2.4 La caméra streak

Notre diagnostic (constitué de la caméra streak couplée avec le système de reprise d'image décrit au § 5.2) nous a permis d'enregistrer tir sur tir les émissivités dans le bleu I_b et dans l'orange I_o de la face arrière de la cible résolue temporellement et

spatialement. En outre l'utilisation de cibles avec marches nous a permis aussi de mesurer sur chaque tir la vitesse du choc D (cf. §3.2.3a). La résolution temporelle, en tenant compte du calibre utilisé (100 ps/mm) et de l'épaisseur de la fente (100 μm), était de 10 ps. Nous avons vérifié qu'avec les optiques utilisées, le retard entre I_o et I_b dû à la dispersion de la vitesse de groupe est inférieur à notre résolution temporelle. La résolution spatiale était de 10 μm, sachant que le grandissement était G = 10.

Afin de connaître la réponse des deux bandes spectrales choisies, il faut prendre en considération, en plus des courbes de transmission des filtres de la Fig.5.5, la réponse spectrale $S_s(\lambda)$ de la caméra streak. Les réponses totales des deux canaux $\Phi_b(\lambda)$ et $\Phi_o(\lambda)$ sont alors données par les expressions suivantes:

$$\Phi_b(\lambda) = T_b(\lambda)\, T_r(\lambda)\, S_s(\lambda) \qquad [5.7]$$

$$\Phi_o(\lambda) = T_o(\lambda)\, T_r(\lambda)\, S_s(\lambda). \qquad [5.8]$$

La réponse spectrale $S_s(\lambda)$ typique d'une photocathode S-20 est montrée sur la Fig. 5.6. Nous avons vérifié cette courbe en calibrant la caméra streak à l'aide d'un spectromètre[10].

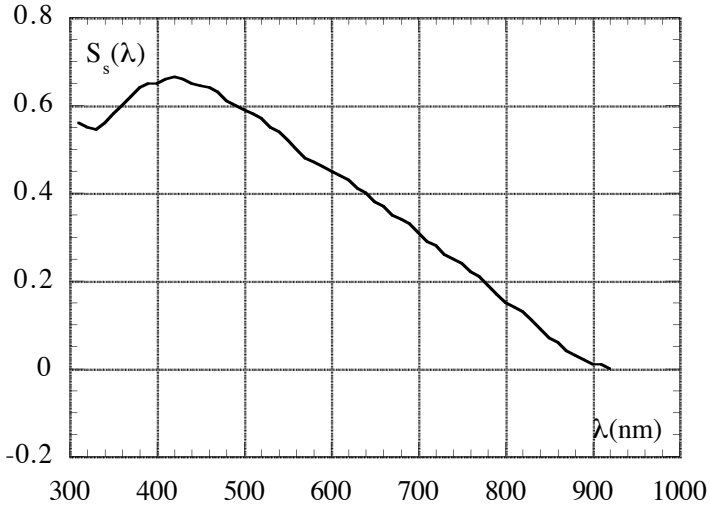


***Fig.5.6**: La réponse spectrale de la caméra à balayage de fente Hadland S-20*

Finalement les deux courbes de transmissions totales $\Phi_b(\lambda)$ et $\Phi_o(\lambda)$ sont représentées sur la Fig. 5.7. Le "canal" bleu correspondant à la courbe $\Phi_b(\lambda)$ est caractérisé par un maximum de 20% de transmission à λ = 400 nm. Le "canal" orange correspondant à la courbe $\Phi_o(\lambda)$ a un maximum de 35% à λ = 600 nm.

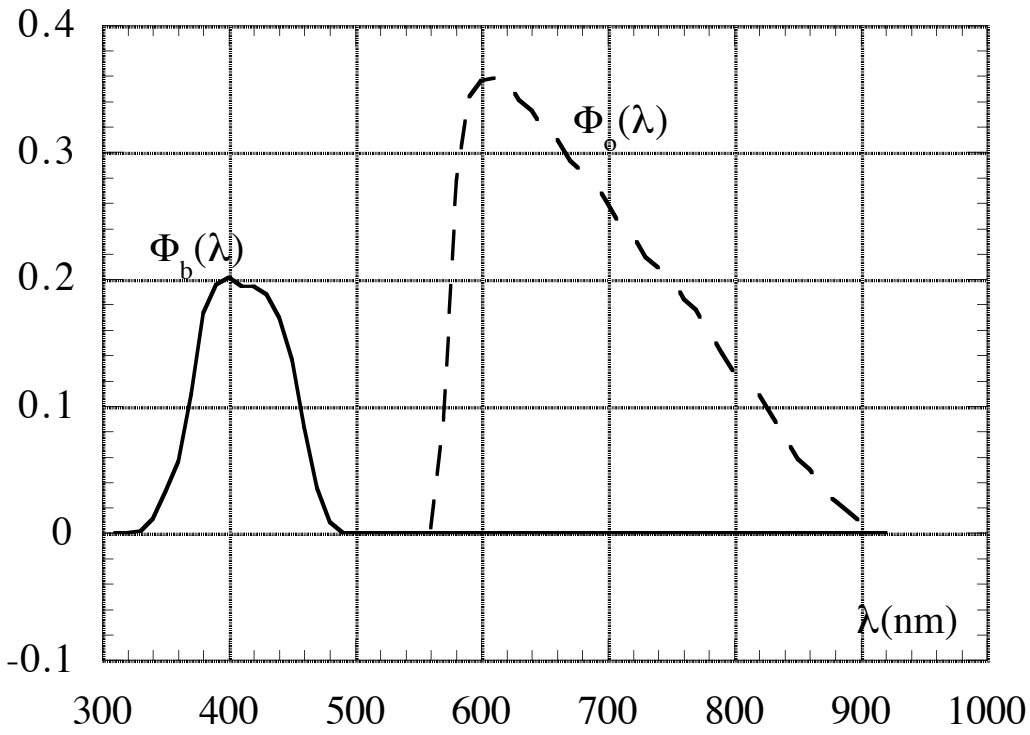


***Fig. 5.7**: Courbes de transmission des deux canaux, obtenues comme le produit des fonctions de transmission des filtres et de la réponse spectrale de la caméra streak.*

5.3 Principe de l'expérience: définition de la température de couleur

Pour chaque temps t, nous pouvons établir le rapport $I_o/I_{b,}$ à partir des deux émissivités enregistrées par la caméra streak. De ce rapport nous déduisons alors la température de couleur T_c.

Rappelons en effet que la température de couleur est définie comme la température d'un corps noir dont le rapport de luminosités de deux bandes spectrales différentes est égal au rapport *expérimental*. A priori, la température de couleur est différente de la température réelle car l'émission de la face arrière d'une cible sous choc ne coïncide pas exactement avec l'émission d'un corps noir. Il s'agit en fait d'une émission de corps gris et l'on peut montrer que la température de couleur coïnciderait avec la température réelle uniquement si l'absorption ne dépendait pas de la longueur d'onde des photons. Dans la littérature l'émission de la face arrière est souvent considérée comme celle d'un corps noir, mais nous rappelons qu'il s'agit d'une

approximation.

A partir de la définition même de température de couleur nous pouvons écrire

$$\frac{I_o}{I_b} = \frac{\int_0^{+\infty} U_p(\lambda,T_c)\,\Phi_o(\lambda)\,d\lambda}{\int_0^{+\infty} U_p(\lambda,T_c)\,\Phi_b(\lambda)\,d\lambda} \qquad [5.9]$$

où $\Phi_b(\lambda)$ et $\Phi_o(\lambda)$ sont données par les Eqs.[5.7] et [5.8] et U_p est l'émission de Planck. Nous avons calculé numériquement le second membre de l'Eq. [5.9], qui est une fonction uniquement de la température T_c, en introduisant des expressions analytiques (données par des interpolations) pour les fonctions $\Phi_b(\lambda)$ et $\Phi_o(\lambda)$. Après inversion de la fonction $I_o/I_b(T_c)$, nous avons trouvé, en faisant une interpolation des valeurs obtenues numériquement, une expression analytique simple reliant la température de couleur T_c au rapport $r = I_o/I_b$ des deux émissivités:

$$T_c(r) = \frac{r^{0.88493}}{1.7439r - 0.8807} \qquad [5.10]$$

A l'aide de cette équation, nous pouvons donc remonter directement à la variation au cours du temps de la température de couleur en effectuant le rapport des intensités expérimentales instantanées dans chaque voie.

Comme on peut voir sur la Fig.5.8, la courbe $T_c(r)$ est très raide pour des températures $T_c \geq 6$ eV ($r \leq 0.55$). Ce comportement s'explique par le fait que pour ces températures le maximum d'émission d'un corps noir est dans la région X-UV du spectre électromagnétique. En effet, à partir de la loi de Wien on a:

$$\lambda_{max} T_c = 2496 \text{ Å eV} \qquad [5.11]$$

où λ_{max} est la longueur d'onde correspondant au maximum de l'émission; on trouve que pour $T_c \geq 6$ eV, $\lambda_{max} \leq 416$ Å. Nos longueurs d'onde se trouvent alors dans la queue de la fonction de Planck. Cela implique qu'une petite variation du rapport r donne une grande variation de la température T_c. Par contre, pour des températures $T_c \leq 0.8$ eV ($r \geq 1.5$) nous nous trouvons dans la situation opposée: la température T_c n'est pas très sensible à une variation du rapport r. Ce comportement est dû au fait qu'en diminuant la température au dessous de 0.8 eV, le maximum d'émission se déplace très vite vers les

grandes longueurs d'ondes (cf. Eq. [5.11]) et l'émission dans le bleu diminue très rapidement en induisant une grande augmentation du rapport r. En conclusion, le diagnostic pour la mesure de la température T_c peut être raisonnablement utilisé dans la région 0.8 eV < T_c < 6 eV (i.e. dans l'aluminium 2 Mbar < P < 11.5 Mbar).

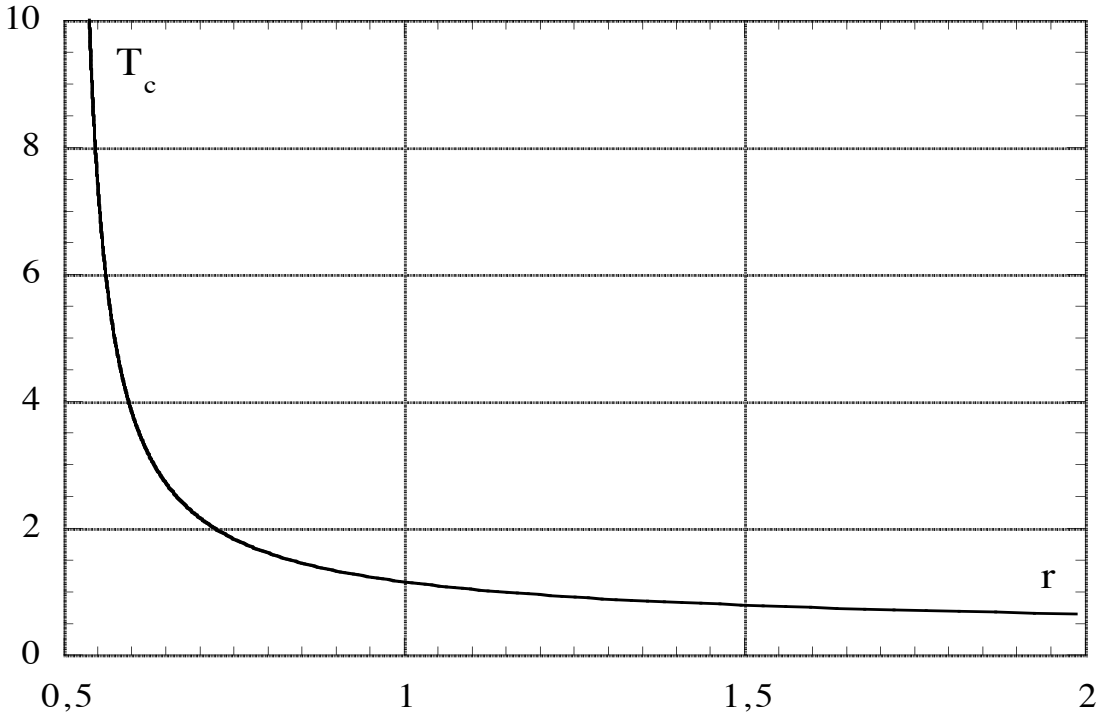


***Fig.5.8**: La température de couleur en fonction du rapport r des deux émissivités I_o et I_b.*

5.4 Présentation des résultats

Comme précédemment, la première étape de cette série d'expériences a consisté à produire des chocs "propres" et bien plans. Dans ce but nous avons réalisé une série de tir "test" sur des cibles simples d'aluminium. Ensuite nous avons appliqué ces chocs pour la mesure simultanée de la vitesse du choc D et de la température de couleur T_c.

La Fig. 5.9 montre une image typique obtenue avec la caméra streak où les parties gauche et droite correspondent respectivement à l'émissivité résolue temporellement et spatialement dans l'orange et dans le bleu. L'intensité laser était ici $I_L \approx 3\ 10^{13}$ W/cm^2. On peut observer que nous retrouvons une bonne planéité du choc sur les 200 μm correspondant à la dimension de la tache focale. Le choix des épaisseurs

a été fait numériquement (à l'aide du code MULTI, cf. § 3.5.1) afin d'assurer la stationnarité du choc. Dans ce tir nous avons mesuré une vitesse du choc D ≈ 18 km/s, ce qui correspond à une température du choc, donnée par les tables SESAME de l'aluminium, de $T_s^{EOS} \approx 3$ eV.

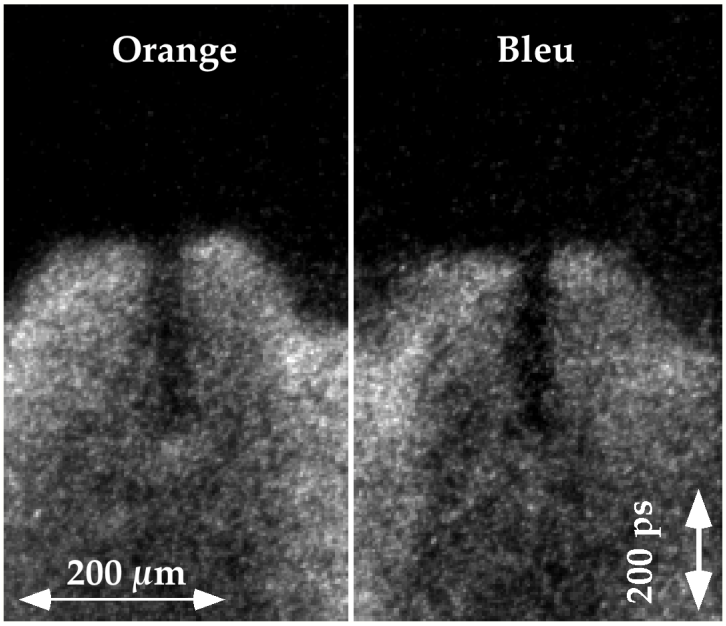


Fig.5.9*: Image obtenue avec la caméra streak de l'émissivité dans les deux bandes spectrales de la face arrière d'une cible à "plots". L'énergie laser était $E_{2\omega} \approx 30$ J. L'épaisseur de la base était 13.55 μm et l'épaisseur de la marche 5.7 μm.*

En faisant une coupe des deux images de la Fig.5.9, nous obtenons les émissivités au cours du temps montrées sur la Fig. 5.10a. Tout d'abord on remarque que leur comportement au cours du temps est typique d'effets de préchauffage négligeables (cf. § 3.5.3). Ensuite, on observe que les deux émissivités ont des vitesses de décroissance, après le débouché du choc, différentes. En particulier, pour $I_L \approx 3\ 10^{13}$ W/cm^2, nous avons systématiquement observé un croisement des deux courbes d'émissivité. Tout au début, juste après le débouché du choc, la température est de quelques eV et le maximum de l'émission est dans la région X-UV: l'émissivité dans le bleu est la plus importante. Ensuite le plasma se refroidit et le maximum de l'émission se déplace vers les grandes longueurs d'onde: l'émission la plus importante est alors dans l'orange. Il faut souligner que si l'on peut voir effectivement ce point de croisement (le refroidissement seul n'étant pas suffisant dans nos conditions), c'est parce que notre dispositif expérimental "filtres + caméra streak" atténue plus l'émissivité dans le bleu

que dans l'orange (cf. Fig. 5.6). Nous avons observé qu'en augmentant l'énergie laser le croisement se produit de plus en plus tard par rapport au débouché du choc. Cela traduit le fait que nous avons généré un choc plus fort caractérisé par une température supérieure.

La température de couleur T_c déduite, à l'aide de l'Eq. [5.10], du rapport des deux émissivités de la Fig.5.10a est représentée sur la Fig. 5.10b. Au moment du débouché du choc nous avons mesuré dans ce cas particulier une température de couleur $T_c \approx 1.7$ eV. En raison du temps de résolution fini de la caméra streak cette valeur de la température de couleur correspond en réalité à la température du plasma déjà en détente. Elle donne donc en fait une borne inférieure pour la température du choc. Par ailleurs, on observe sur la Fig. 5.10b que la diminution constante de la température de couleur au cours du temps confirme l'absence de préchauffage pendant la phase d'expansion du plasma (cf.§ 3.5.3).

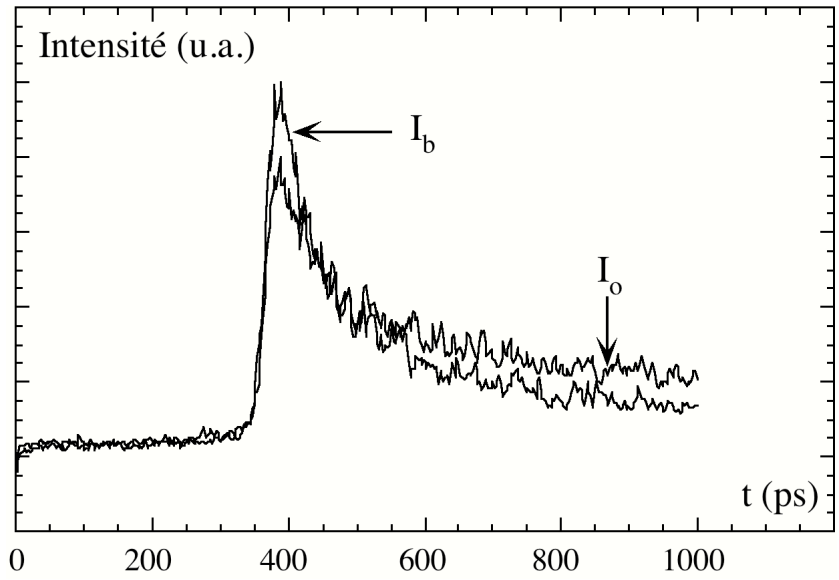


***Fig. 5.10a**: Emissivités dans le bleu et dans l'orange de la face arrière d'une cible en aluminium, au cours du temps. L'échelle des temps n'a pas une valeur absolue.*

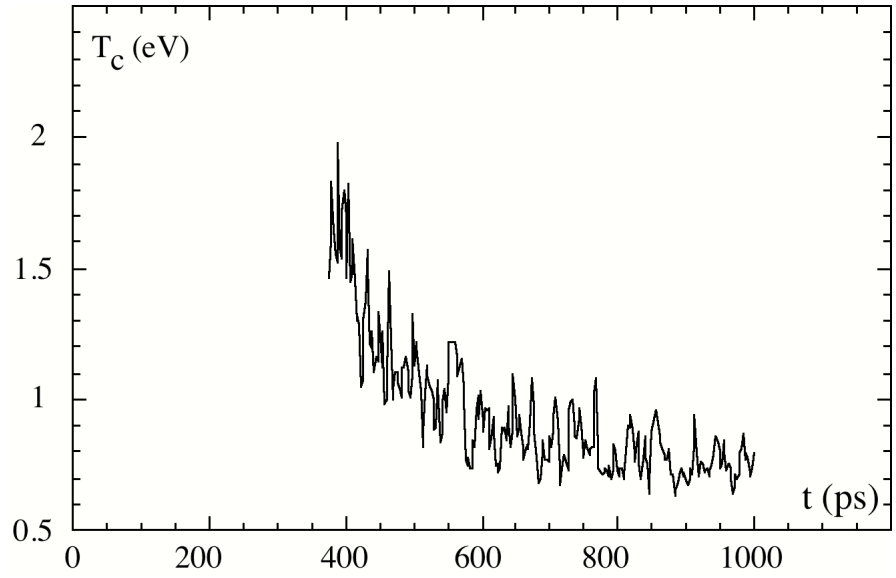


***Fig. 5.10b**: La température de couleur en fonction du temps, obtenue à partir du rapport des émissivités présentées sur la Fig.5.10a.*

5.5 Modélisation

Dans le but d'obtenir des informations quantitatives sur la température du choc à partir de la mesure de la température de couleur, nous avons développé un modèle pour calculer les deux émissivités I_o et I_b qui ne nécessite pas la connaissance préalable de l'équation d'état. En ajustant les courbes $T_c(t)$ obtenues par ce modèle aux courbes expérimentales (cf. Fig.5.10b), nous en déduisons une température du choc T_s^{mod} [8].

5.5.1 Expansion de la face arrière de la cible

Lorsqu'une onde de choc débouche en face arrière d'une cible solide, la matière se détend très rapidement dans le vide et une onde de raréfaction remonte dans la direction opposée, i.e. vers la cible. La matière est complètement vaporisée et se comporte comme un gaz en expansion. Les processus associés à ce phénomène ont été étudiés et analysés pour la première fois par Zel'dovich et Raizer[7, 11]. Les temps caractéristiques de la détente étant plus courts que les temps caractéristiques du transport thermique, celle-ci peut être *a priori* décrite par les solutions auto-semblables des équations hydrodynamiques dans la limite adiabatique. Toutefois certains travaux récents[3] ont mis en évidence le fait que la conductivité thermique de la matière comprimée par l'onde de choc est suffisamment élevée pour que l'expansion soit isotherme sur une très courte

période (≈ 5 ps) juste après le débouché du choc. Cependant après ce temps, inférieur à la résolution temporelle de notre caméra streak, la conduction thermique devient négligeable et l'expansion est effectivement adiabatique.

C'est pourquoi dans notre modèle nous avons donc décrit la détente par les solutions auto-semblables des équations hydrodynamiques dans la limite adiabatique sans prendre en considération l'expansion initiale isotherme. Pour nous affranchir de la connaissance de l'équation d'état, nous avons choisi cette description analytique simple de l'expansion plutôt que celle donnée par un code hydrodynamique.

Considérons donc les équations de conservation de la masse et du moment pour un fluide parfait en géométrie plane (Eqs.[2.1] et [2.2]) et l'équation constitutive reliant la pression à la densité pour une transformation adiabatique:

$$\frac{P}{P_s} = \left(\frac{\rho}{\rho_s}\right)^{\gamma} \qquad [5.12]$$

où P_s et ρ_s sont la pression et la densité de la matière occupant initialement le demi-espace $0 \le x < +\infty$ (voir Fig. 5.11). Les valeurs de P_s et ρ_s sont égales à celles de la pression et de la densité du choc. γ est le coefficient adiabatique. En introduisant la variable auto-semblable x/t on obtient pour $-2ct/(\gamma - 1) \le x \le ct$

$$\rho = \rho_s \left[\frac{2}{\gamma+1}\left(1 + \frac{\gamma-1}{2}\,\frac{x}{ct}\right)\right]^{2/\gamma-1} \qquad [5.13]$$

Des Eqs. [5.13], [5.12] et de l'équation d'état du gaz parfait, que l'on applique au plasma en détente, on déduit la température

$$T = T_s \left[\frac{2}{\gamma+1}\left(1 + \frac{\gamma-1}{2}\,\frac{x}{ct}\right)\right]^{2} \qquad [5.14]$$

où c est la vitesse du son dans le cas d'un gaz parfait [$c = (\gamma P_s/\rho_s)^{1/2}$]. Le temps t = 0 correspond au débouché du choc et le profil de densité en fonction de l'espace est montré sur la figure suivante:

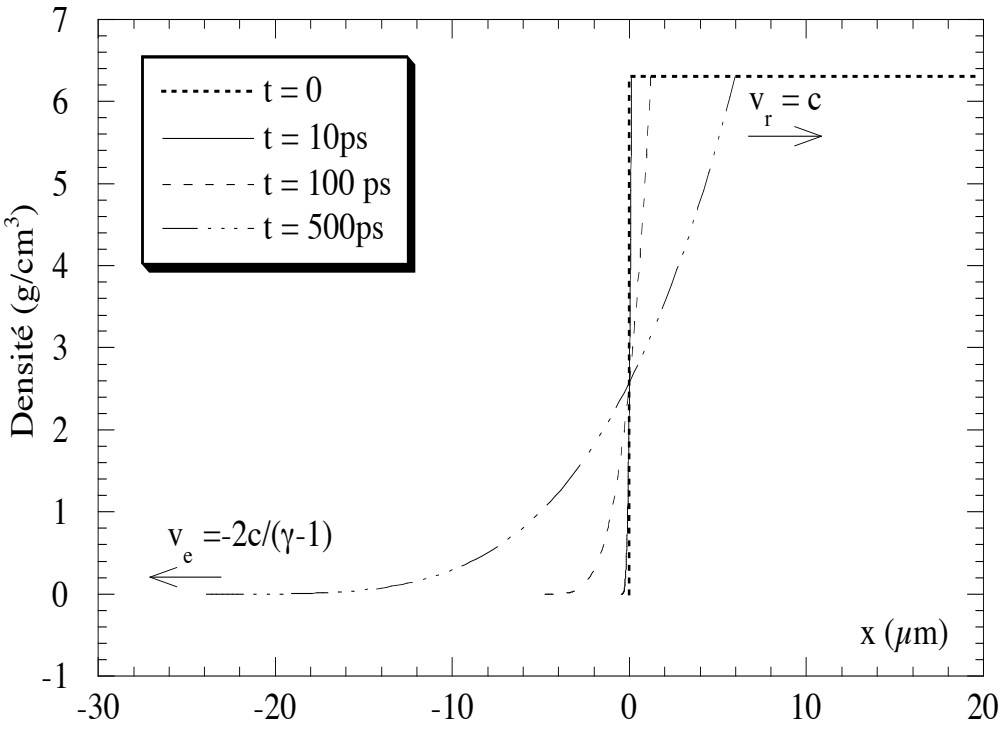


***Fig. 5.11**: Exemple de profil de densité donnée par l'Eq. [5.13] pour un choc avec ρ_s = 6.3 g/cm³ et γ = 1.5.*

Aux temps t > 0, nous avons une onde de raréfaction qui remonte vers la cible à la vitesse $v_r = c$ et une onde de détente dans la direction opposée. La frontière entre le gaz et le vide (définie comme l'endroit où les Eqs. [5.13] et [5.14] s'annulent) se déplace à la vitesse $v_e = -2c/(\gamma - 1)$.

Le coefficient adiabatique γ est, par définition, donné par l'expression:

$$\gamma = \frac{c_p}{c_v} = \frac{\left(\partial H / \partial T\right)_p}{\left(\partial U / \partial T\right)_V} \qquad [5.15]$$

où c_p et c_v sont respectivement les chaleurs spécifiques à pression et à volume constants, H est l'enthalpie et U l'énergie interne du système. Ce paramètre ne peut être calculé que lorsque l'énergie libre F du système est connue. Dans notre cas, nous le considérons comme un "paramètre libre" que nous faisons varier, comme la température T_s, pour que le calcul du modèle reproduise au mieux l'expérience. Lorsque cela se produit $T_s = T_s^{mod}$. Nous avons fait varier γ entre 1.2 et 1.45, valeurs raisonnables pour un gaz/plasma en détente[12].

La valeur de ρ_s est fixée à l'aide des relations d'Hugoniot (cf. Eq. [2.13] et [2.14])

grâce à la détermination de la pression P_s et de la vitesse du choc D. La première quantité est obtenue par la loi d'échelle [1.24], connaissant l'intensité laser I_L; la deuxième est mesurée tir sur tir. Nous distinguons trois cas:

i) lorsque nous avons utilisé un seul faisceau pour générer le choc, nous avions $I_L \approx 3\text{-}4\ 10^{13}$ W/cm^2. De l'Eq. [1.24] et des relations d'Hugoniot, nous obtenons un choc de pression $P_s \approx 5\text{-}6$ Mbar et de densité $\rho_s \approx 6\text{-}6.3$ g/cm^3.

ii) lorsque nous avons utilisé deux faisceaux pour générer le choc, nous avions $I_L \approx 6\text{-}7\ 10^{13}$ W/cm^2. Dans ce cas $P_s \approx 8.5\text{-}9.5$ Mbar et $\rho_s \approx 6.8\text{-}7$ g/cm^3

iii) lorsque nous avons utilisé trois faisceaux pour générer le choc, nous avions $I_L \approx 8\text{-}9\ 10^{13}$ W/cm^2. Dans ce cas $P_s \approx 11\text{-}12$ Mbar et $\rho_s \approx 7.2\text{-}7.4$ g/cm^3

Cette incertitude de 4-5% sur la densité ρ_s est due à la difficulté de déterminer précisément I_L. Nous verrons dans la suite les effets sur la détermination de T_s^{mod}. En utilisant l'aluminium dont l'équation d'état est connue, nous avons pu comparer les valeurs de ρ_s obtenues avec cette procédure avec celles déduites directement des tables SESAME pour la vitesse du choc D mesurée (ρ_s^{EOS}). Nous avons trouvé un très bon accord, ce qui montre la fiabilité de cette méthode pour fixer ρ_s. En particulier, nous avons trouvé respectivement pour les trois cas ci-dessus ρ_s^{EOS}=6.3 g/cm^3, ρ_s^{EOS} = 7 g/cm^3 et ρ_s^{EOS} = 7.4 g/cm^3.

5.5.2 Emissivité de la face arrière de la cible

Nous avons abordé le calcul des émissivités I_o et I_b en considérant que le plasma est à l'équilibre thermodynamique local (cf. §1.4.2). Dans ces conditions à chaque instant les émissivités I_o et I_b sont données par la solution de l'équation de transfert radiatif[7]. On a donc:

$$I_{o/b} = \int_0^{+\infty} \Phi_{o/b}(\lambda) \int_{-2ct/(\gamma-1)}^{+ct} k_\lambda(\rho,T) U_{p\lambda}(T) \exp\left(- \int_{-2ct/(\gamma-1)}^{x} k_\lambda(\rho,T)\, dx' \right) dx\, d\lambda \quad [5.16]$$

Les fonctions $\Phi_{o/b}$ sont les courbes de transmission des deux canaux, k_λ est le

coefficient d'absorption et $U_{p\lambda}$ l'émission de corps noir. Zel'dovich[7] calcule l'émissivité du plasma en détente après le débouché du choc en suivant une autre approche. Il fait l'approximation que le rayonnement provient d'une seule tranche radiative définie en imposant $\tau_\lambda = 1$, où τ_λ, appelé épaisseur optique, est l'argument de l'exponentielle de l'Eq. [5.16]. Par contre, en utilisant l'Eq. [5.16] dans sa globalité, nous tenons compte des contributions provenant de tout le plasma.

Physiquement, comme on peut voir sur la Fig. 5.12, nous considérons que chaque tranche infiniment fine de plasma émet en accord avec la loi de Kirchoff $k_\lambda(\rho,T)U_{p\lambda}(T)dx$. La partie de ce rayonnement qui sort du plasma et qui est détectée, est donnée par l'intensité

$$k_\lambda U_{p\lambda} \exp\left(-\int k_\lambda dx'\right) dx$$

où l'exponentielle représente l'atténuation due à la propagation dans le gaz/plasma. Pour avoir l'émissivité totale, nous faisons ensuite la somme sur toutes les tranches infiniment fines. Nous avons négligé les effets de réflexion à l'interface vide-plasma[13] dans le cas des gradients raides, ces effets ne pouvant jouer un rôle significatif qu'au tout début de la détente.

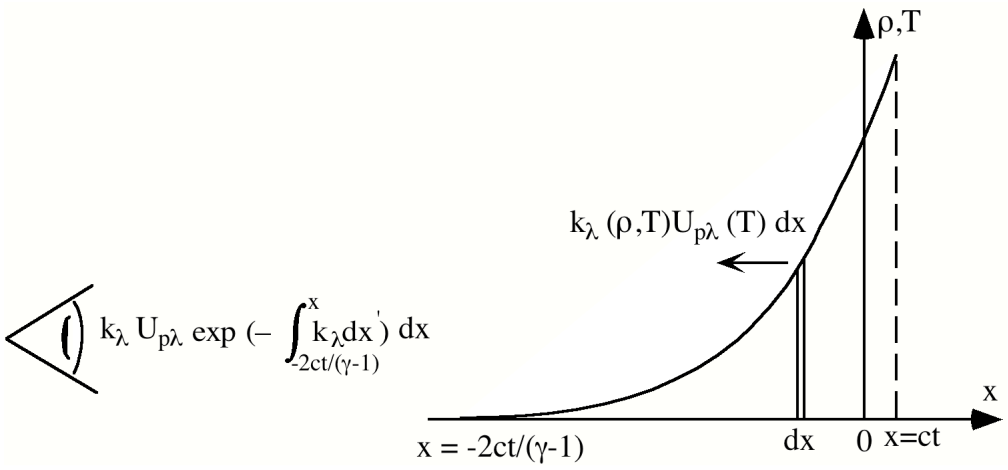


Fig. 5.12*: Schéma du calcul de l'émissivité (au temps t > 0) de la face arrière de la cible après le débouché du choc. Le détecteur est dans notre cas la caméra streak. Les profils de ρ et de T sont donnés par les Eqs. [5.13] et [5.14].*

5.5.3 Coefficient d'absorption

Le choix du coefficient d'absorption k_λ est le point délicat de ce modèle. En effet, le calcul des opacités pour la lumière visible de la matière fortement comprimée (≈ 1-3 fois la densité du solide) et relativement froide (quelques eV) est un problème complexe qui n'a pas encore été résolu de façon satisfaisante. Les calculs de l'émissivité visible de la face arrière d'une cible sous choc que l'on trouve dans la littérature[12, 14, 15] utilisent des expressions analytiques de k_λ dont le domaine de validité est limité (comme la formule pour l'absorption free-free ou la formule de Kramers-Unsöld). Da Silva *et al.*[14] appliquent l'équation de transfert [5.16] en utilisant les opacités de Rosseland (fournies par SESAME) qui sont moyennées sur toutes les fréquences des photons, ce qui produit une forte surestimation de l'émissivité dans le visible.

Dans notre modèle nous avons utilisé une forme analytique de k_λ donnée par la formule de Kramers-Unsöld et proposée par Zel'dovich[7] pour ce type de calcul dans le cas d'un plasma plusieurs fois ionisé. Dans nos conditions le degré d'ionisation moyen Z* du plasma est de 3-4 dans l'onde de choc et descend jusqu'à Z* ≈ 0 dans le plasma en détente. Le coefficient k_λ est alors donné par l'expression

$$k_\lambda(cm^{-1}) = 7.1310^{-16} \sum_m \frac{N_m (m+1)^2 \exp-(x_{1m} - x)}{x^3 T^2} \qquad [5.17]$$

où $x = 12400/[\lambda(Å)T]$, $x_{1m} = I_{1+m}/T$, T est la température (en eV), N_m est la densité des ions de charge m (en cm^{-3}) et I_{1+m} est le potentiel d'ionisation d'un ion de charge m (en eV). Ce coefficient tient compte des transitions free - free et bound - free des niveaux de valence extérieurs. Cette formule est valable lorsque $hc/\lambda < I_{1+m}$ et n'est plus applicable lorsque l'énergie des photons est suffisamment élevée pour ioniser les niveaux internes. L'Eq. [5.17] est déduite du modèle hydrogénoïde selon lequel il n'y a qu'un seul électron dans la couche extérieure soumis au champ moyen du noyau écranté par Z-m électrons (Z est le numéro atomique). Ce modèle ne s'applique pas à haute densité.

En introduisant des quantités moyennes, pour l'ionisation, la densité des ions etc..., l'Eq. [5.17] peut être écrite sous une forme plus compacte:

$$k_\lambda(cm^{-1}) = 7.1310^{-16} \frac{N_i (Z^* + 1)^2}{T^2} \frac{\exp-(x_1 - x)}{x^3} \qquad [5.18]$$

où N_i est la densité ionique moyenne ($N_i = \rho N_a/M$; N_a est le nombre d'Avogadro et M est le nombre de masse), Z* le degré d'ionisation moyen et $x_1 = \dot{I}/T$ où $\dot{I}$ est le potentiel d'ionisation moyen.

Pour Z* nous avons utilisé la formule de More[16], basée sur le modèle de Thomas Fermi (cf. §2.8.3b) et qui donne des valeurs fiables pour les plasmas dégénérés. Cela correspond parfaitement au cas du plasma en détente où la température est toujours inférieure à la température de Fermi [2.46].

Pour le potentiel d'ionisation $\dot{I}$, nous avons également utilisé une expression donnée par More[16] selon laquelle:

$$\dot{I}\,(\mathrm{eV}) = 10.4\, Z^{4/3}\, \frac{(Z^*/Z)^2}{\left(1-(Z^*/Z)\right)^{2/3}} \qquad [5.19]$$

En utilisant cette formule, nous tenons compte des effets de plasmas denses, importants dans les cinquante premières picosecondes de la détente. Pour raccorder cette équation avec la limite du gaz neutre ($Z^* = 0$, $\dot{I} = 6$ eV), nous l'avons utilisée pour $Z^* > 1.7$ (pour cette valeur l'Eq. [5.19] donne $\dot{I} = 6$ eV) et pour $Z^* < 1.7$ nous avons pris $\dot{I} = 6$ eV.

On peut remarquer que juste après le débouché du choc (environ 10 - 50 ps après) le rayonnement peut provenir de régions surcritiques. En effet sur la Fig. 5.13 nous avons tracé le profil de densité électronique en fonction de l'espace au temps t = 10 ps et les émissivités correspondantes dans le bleu et l'orange. Sur cette figure on observe que le rayonnement provient d'une zone qui se trouve au maximum à $\approx 0.1\ \mu$m au delà de la densité critique. Cet exemple représente la situation "extrême" relative à la détente la plus lente considérée dans notre calcul. Elle correspond en effet à la valeur maximale de γ choisie; en diminuant γ on augmente la vitesse de la surface libre (cf.§ 5.5.1) et l'émission provient alors des régions moins denses.

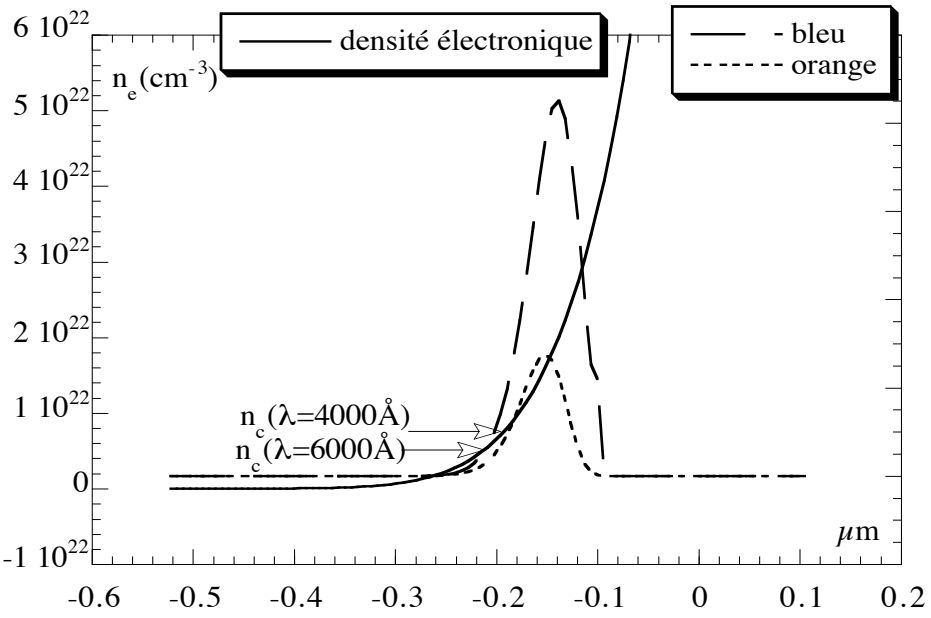


***Fig. 5.13**: Profil de la densité électronique calculé à partir de l'Eq.[5.13] (T_s = 4 eV, ρ_s = 6.3 g/cm3 et γ = 1.45) et de la formule de More pour le degré d'ionisation. Le temps est t = 10 ps après le débouché du choc. Les courbes en tirets représentent les émissivités à λ = 4000Å (tirets longs) et à λ = 6000Å (tirets courts), i.e. les $\Phi_b(\lambda)$ et $\Phi_o(\lambda)$ sont maximum.*

Dans notre calcul nous n'avons pas tenu compte des effets collectifs du plasma au voisinage de la densité critique. En effet la coupure nette à $\omega = \omega_{pe}$ (ω est la fréquence de l'onde électromagnétique d'intérêt et ω_{pe} est la fréquence du plasma électronique) ne se produit que dans la limite faiblement collisionnelle $\nu_{ei}/\omega << 1$, c'est-à-dire à basses pressions. Lorsque l'atténuation collisionnelle augmente[13] cette coupure disparaît. Considérons la relation de dispersion d'un plasma avec collisions[17]

$$k^2 = \frac{\omega^2}{c^2}\left(1 - \frac{\omega_{pe}^2}{\omega\,(\omega + i\nu_{ei})}\right) \qquad [5.20]$$

Dans la limite $\nu_{ei}/\omega >> 1$, on obtient

$$k \approx \frac{\omega}{c}\left(1 + i\frac{\omega_{pe}^2}{2\omega\nu_{ei}}\right) \qquad [5.21]$$

La partie réelle du vecteur d'onde ne peut être nulle et il n'y a pas de coupure à

$\omega = \omega_{pe}$. Dans cette limite, la force de friction qui s'exerce sur les électrons est suffisamment importante pour que la réponse électronique à l'onde e.m. diminue significativement (les électrons oscillent dans un milieu "très visqueux"). La polarisation du plasma n'est donc plus suffisante pour écranter efficacement l'onde e.m. incidente et la coupure disparaît. Nous avons vérifié à partir du modèle semi-analytique de Lee and More[18] (applicable pour les plasmas dégénérés) qu'entre 10 et 50 ps nous sommes clairement dans un régime fortement collisionnel ($\nu_{ei}/\omega > 1$).

Au cours de la détente l'émission diminue car la région d'où provient le rayonnement s'élargit et se déplace vers les zones moins denses. Cela est dû au fait que l'onde de détente au cours du temps est constituée par une quantité de matière de plus en plus importante. Donc la distance géométrique et l'épaisseur optique entre un point de température donnée et la surface libre augmente en fonction du temps. La zone d'où provient le rayonnement, qui correspond à une profondeur optique de l'ordre de 1, se déplace donc vers les régions de températures plus faibles.

5.6 Comparaison des résultats expérimentaux avec le modèle

Comme nous l'avons mentionné au § 5.5.1, pour déterminer la température du choc T_s^{mod} nous avons fait varier les deux paramètres libres T_s et γ qui apparaissent dans les profils auto-semblables d'expansion de la face arrière. Lorsque nous trouvons le meilleur accord modèle-expérience, nous considérons avoir déterminé la température du choc T_s^{mod}.

La Fig. 5.14 montre la courbe expérimentale de la température de couleur au cours du temps (cf. Fig. 5.10b) et la courbe la plus proche obtenue à partir du modèle présenté au paragraphe précédent. Nous trouvons dans ce cas $T_s^{mod} = 4$ eV.

La figure 5.15 présente l'ensemble de nos résultats[8] où nous montrons les températures de couleur expérimentales T_c au moment du débouché du choc et les températures du choc T_s^{mod} en fonction de la vitesse du choc D mesurée. Ces températures sont comparées aux températures T_s^{EOS} données par les tables SESAME. Chaque point expérimental correspond à une des trois intensités laser (cf. § 5.5.1).

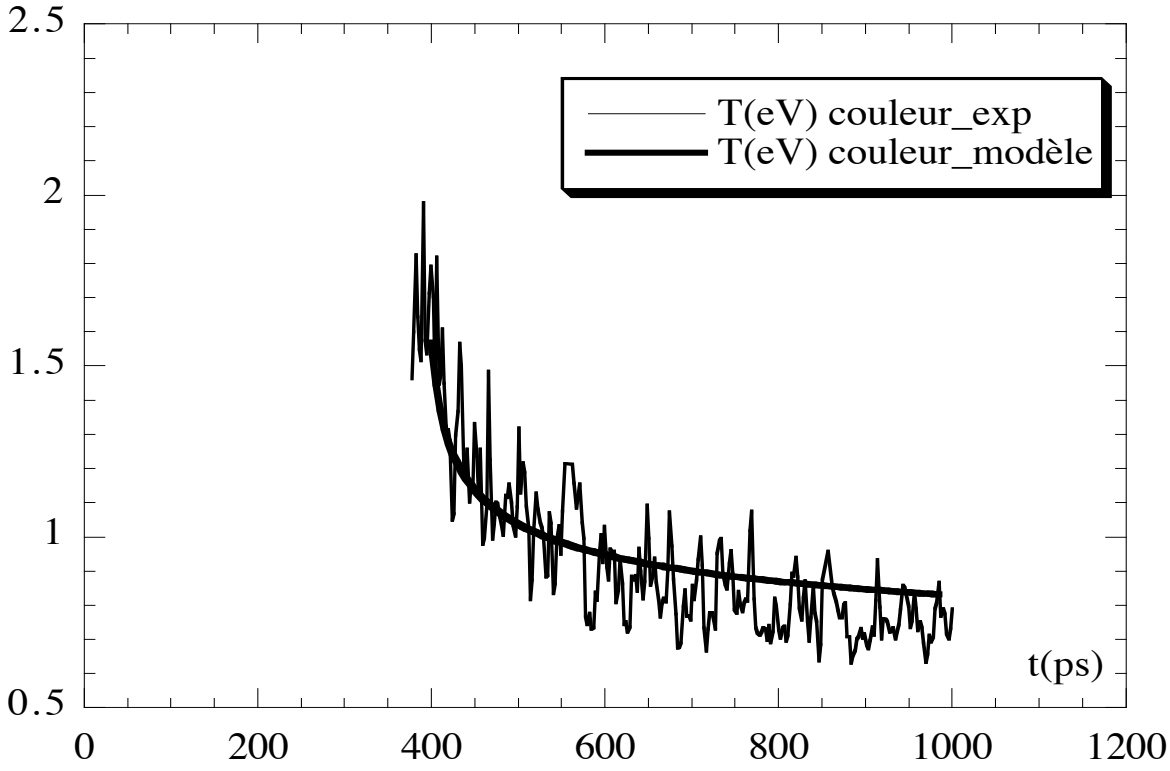


***Fig. 5.14**: Température de couleur T_c mesurée et comparée avec la température de couleur calculée avec le modèle. Nous avons déduit ici une température du choc T_s^{mod} = 4 eV.*

Les valeurs trouvées de T_s^{mod} surestiment les températures réelles T_s^{EOS} des tables SESAME mais restent compatibles avec elles compte tenu des barres d'erreurs. Cette différence entre T_s^{mod} et T_s^{EOS} est principalement due à la description approximative des opacités.

Les barres d'erreurs sur la mesure de la vitesse du choc D (± 3.5%) ont été déterminées en considérant les erreurs sur l'épaisseur de la marche, sur le temps de traversée de la marche et sur la vitesse de balayage de la caméra streak (cf. §3.6.2).

L'incertitude sur la température de couleur T_c est principalement due à l'alignement imparfait du système optique qui conduit à une erreur sur le rapport r des deux émissivités I_o et I_b.

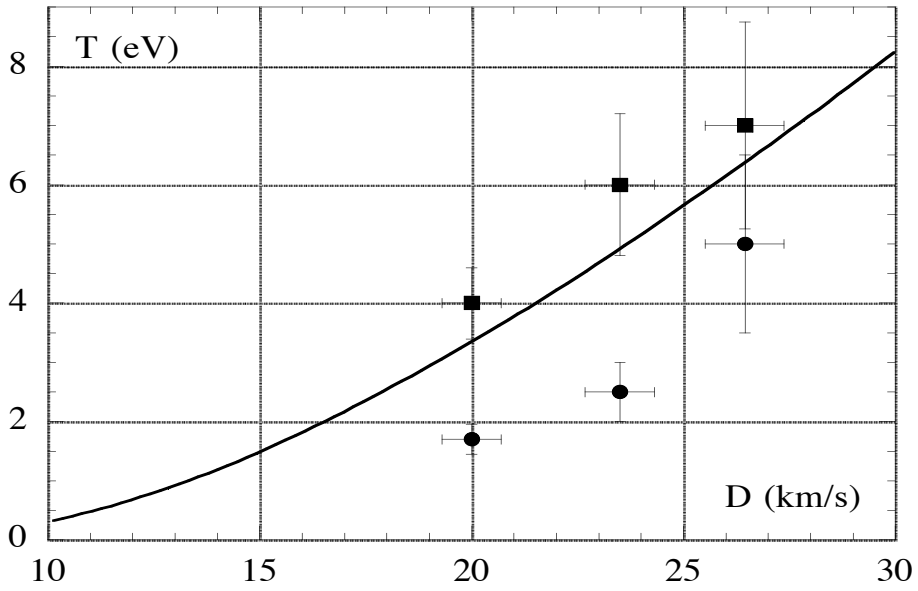


Fig. 5.15*: Température du choc en fonction de la vitesse du choc. La ligne continue représente la température du choc* T_s^{EOS} *donnée par SESAME, les points ronds les températures de couleur* T_c *mesurées et les points carrés les températures du choc* T_s^{mod} *obtenues par le modèle.*

Grâce aux nombreux contrôles de l'alignement du système optique au cours de l'expérience (i.e. en enregistrant une image comme celle de la Fig. 5.3), nous avons obtenu une erreur maximale sur r de ± 5%. Pour chaque point expérimental (points ronds de la Fig.5.15), nous avons alors déduit, comme illustré sur la Fig. 5.16, l'erreur sur T_c qui dépend du comportement de la fonction $T_c(r)$. Comme on peut le voir sur la Fig. 5.16, l'erreur augmente considérablement avec la puissance du choc généré. Pour les deux points à plus basse température, nous avons obtenu une erreur de ± 15-20%; par contre pour le troisième point l'erreur est beaucoup plus importante (± 30%) car il se rapproche de la limite d'applicabilité de ce diagnostic (cf. §5.3). Les incertitudes sur T_s^{mod} sont les mêmes que sur T_c.

Nous avons vérifié que l'incertitude de ± 4-5% sur la densité ρ_s du matériau sous choc dans les profils de détente (cf. § 5.5.1) induit une erreur sur la détermination de T_s^{mod} bien inférieure aux barres d'erreurs provenant de la mesure expérimentale.

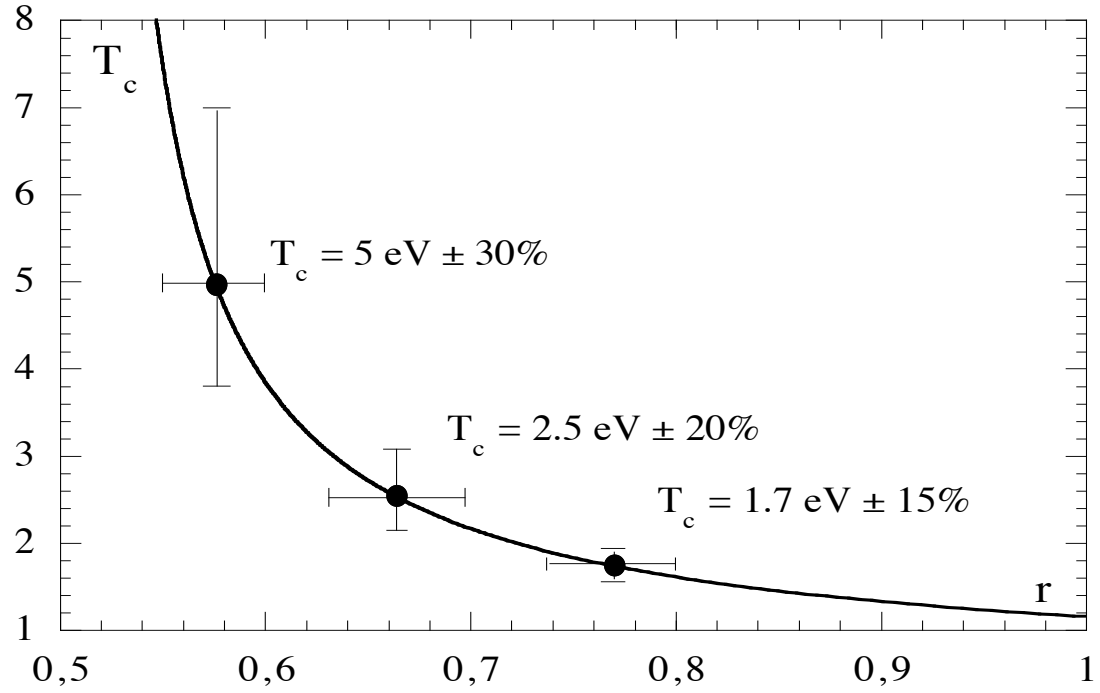


***Fig. 5.16**: Méthode pour la détermination des erreurs sur les points expérimentaux T_c (points ronds). L'erreur de ± 5% sur le rapport $r = I_o/I_b$ est déterminée indépendamment à partir des mesures expérimentales. La fonction $T_c(r)$ (ligne continue) nous permet de déduire point par point l'erreur sur T_c.*

5.7 Conclusions

Au cours de ce chapitre, nous avons présenté la technique expérimentale et les résultats relatifs à une mesure simultanée de la vitesse du choc et de la température de couleur de la face arrière d'une cible d'aluminium sous choc.

Nous avons démontré, pour la première fois, la validité du diagnostic "température de couleur" pour les chocs laser*. Cette mesure est en effet une mesure propre et relativement simple qui permet d'avoir, dans notre cas, une limite inférieure de la température réelle du choc. Nous avons ainsi pu comparer la température mesurée

* Suite à ce travail le laboratoire de Livermore envisage de mesurer la température de couleur du choc dans le deutérium liquide, en enregistrant l'émissivité dans six bandes spectrales différentes[19].

avec la température du choc donnée par les tables SESAME correspondant à la vitesse du choc D expérimentale. Par ailleurs, nous avons montré qu'en utilisant un modèle simple pour l'émissivité de la face arrière, il est possible de déduire de la mesure de la température de couleur une estimation indépendante de la température du choc, en bon accord avec les tables SESAME. Une détermination plus précise de la température du choc basée sur l'utilisation de notre méthode nécessiterait une amélioration du calcul des opacités. Toutefois la précision que nous avons atteinte (entre 15% et 30%) est déjà suffisante pour discriminer par exemple les tables SESAME et le modèle QEOS pour un matériau comme le quartz (cf. § 2.8.5 et Fig.2.14).

Bibliographie

[1] E. A. McLean, S. H. Gold, J. A. Stamper, R. Whitlock, H. Griem, S. Obenschain, B. Ripin, S. Bodner & M. Herbst, Phys. Rev. Lett. **45**, 1246 (1980).

[2] A. Ng, D. Parfeniuk & L. DaSilva, Phys. Rev. Lett. **54**, 2604 (1985).

[3] P. Celliers & A. Ng, Phys. Rev. E **47**, 3547 (1993).

[4] R. Fabbro & B. Faral, Laser and Part. Beams **9**, 397 (1991).

[5] M. Basko, T. Löwer, V. Kondrashov, A. Kendl, R. Sigel & J. Meyer-ter-Vehn, Phys. Rev. E **56**, 1019 (1997).

[6] S. B. Kormer, Sov. Phys. Usp. **11**, 229 (1968).

[7] Y. B. Zel'dovich & Y. P. Raizer, *Physics of shock waves and high temperature hydrodynamic phenomena* (Academic Press, New York, 1967).

[8] T. Hall, A. Benuzzi, D. Batani, D. Beretta, S. Bossi, B. Faral, M. Koenig, J. Krishnan, M. Mahdieh & T. Löwer, Phys. Rev. E **55**, R6356 (1997).

[9] M. Klein & T. Furtak, *Optics* (John Wiley & Sons, Singapore, 1986).

[10] A. Benuzzi, E. D. Wispelaere, J. Krishnan, D. Descamps, M. Koenig & V. Malka, LULI, Rapport LULI 1995 (1996).

[11] Y. B. Zel'dovich & Y. P. Raizer, Sov. Phys. JETP **35**, 980 (1959).

[12] S. Hüller, J. Meyer-ter-Vehn, T. Löwer & R. Sigel, GSI-94, Annual Report, Darmstadt ISSN 0171-4546 (1994).

[13] G. Bekefi, *Radiation Processes in Plasmas* (Jhon Wiley and Sons, New York, 1966).

[14] L. Da Silva, A. Ng & D. Parfeniuk, J. Appl. Phys. **58**, 3634 (1985).

[15] M. Mahdieh & T. Hall, Laser and Particle Beams **14**, 149 (1996).

[16] R. M. More, *Applied Atomic Collision Physics* (Academic Press, New York, 1982).

[17] W. L. Kruer, *The physics of Laser Plasma Interactions* (Addison-Wesley Publishing Company, Redwood City, 1988).

[18] Y. T. Lee & R. M. More, Phys. Fluids **27**, 273 (1984).

[19] R. Cauble, *Multi-Mbar Pressure Equation of State Measurements using Laser-Driven Shocks*, Communication au LULI, (1996).

PLAN DU CHAPITRE VI:
CONTROLE ET MESURE DU TAUX DE PRECHAUFFAGE

6.1 Introduction

6.2 Dispositif expérimental

6.3 Description des cibles "test"

6.4 Présentation des résultats expérimentaux
- **6.4.1 Cibles Al-Au**
- **6.4.2 Cibles Al simple**
- **6.4.3 Cibles Al-CH**

6.5 Interprétation des résultats: modélisation
- **6.5.1 Description de la détente de la face arrière par le code MULTI**
- **6.5.2 Calcul de la réflectivité**
  - ***6.5.2a Réflectivité de Fresnel et modèle du matériau stratifié***
  - ***6.5.2b Modèles de calcul de ν_{ei}***

6.6 Comparaison expérience-modèle
- **6.6.1 Cibles Al-Au**
- **6.6.2 Cibles Al**
- **6.6.3 Cibles Al-CH**

6.7 Conclusions

Bibliographie

Chapitre VI
Contrôle et mesure du taux de préchauffage

6.1 Introduction

Le préchauffage est un processus qui provoque un changement d'état du matériau non perturbé devant le front de choc. L'onde de choc se propage donc dans un milieu dont l'état est inconnu. Rappelons au lecteur que les principales causes de préchauffage sont les électrons suprathermiques, générés soit par l'absorption résonnante soit par les surintensités de l'éclairement laser ("points chauds" ou "hot spots"), et les rayons X générés lors de l'interaction laser-matière (cf. § 1.4).

Dans le contexte des mesures d'équations d'état par l'étude de la dynamique des chocs, un taux de préchauffage important est néfaste car il introduit des paramètres inconnus (les grandeurs physiques du milieu non perturbé) dans les relations d'Hugoniot (cf. § 2.3 et § 2.4). La détermination de l'équation d'état devient alors difficile voire impossible.

Dans le contexte plus général de la fusion par confinement inertiel, le préchauffage est un problème encore d'actualité[1]. En effet, le chauffage prématuré du combustible en cours d'implosion est un obstacle car il diminue l'efficacité de la compression. Pour se prémunir de cet effet il est nécessaire de choisir convenablement les matériaux de la capsule qui contient le combustible, de réduire le niveau des ondes de plasma et de générer une série de chocs d'intensité croissante pour se rapprocher de l'isentrope (cf. § 2.4).

La complexité du phénomène de préchauffage, due à la description difficile des processus physiques en jeu (transfert radiatif et dépôt de l'énergie des électrons suprathermiques) fait qu'il est essentiellement abordé dans la littérature d'un point de vue qualitatif. Par exemple l'analyse de l'émissivité de la face arrière de la cible, proposée par Löwer *et al.*[2] et reprise dans ce travail de thèse au chapitre 3 (cf. § 3.5.3), donne une information sur la présence d'importants effets de préchauffage, mais ne permet pas de les quantifier. Plus récemment, R. Cauble *et al.*[3] ont utilisé un faisceau sonde en face arrière de la cible sous choc qui passait par un interféromètre de Michelson couplé à une caméra streak. Dans ce cas, la difficulté réside dans le problème de déduire une température de préchauffage de la vitesse de déplacement des franges

d'interférence. Dans le passé, une étude spécifique de ce phénomène a été faite en enregistrant l'émissivité dans le visible, résolue spectralement, de la face arrière de la cible[4]. Une température de préchauffage a alors pu être estimée en faisant l'hypothèse d'émission de corps noir. Ce type de mesure est toutefois peu fiable quant à son interprétation car celle-ci nécessite une calibration absolue de l'instrumentation.

Au cours de ce chapitre, nous présentons une étude du préchauffage par la mesure de la réflectivité de la face arrière d'une cible sous choc. Nous montrons les résultats obtenus avec trois types de cibles de propriétés radiatives très différentes et une comparaison de ces résultats avec ceux obtenus par le diagnostic d'émissivité. La deuxième partie de ce chapitre sera consacrée à l'analyse et l'interprétation des résultats à l'aide d'un modèle qui sera décrit en détail. Ce modèle, implémenté comme post processeur du code hydrodynamique MULTI, permet de calculer la réflectivité. La comparaison de la réflectivité calculée avec celle mesurée, permet d'estimer la température de préchauffage. Par ailleurs, la mesure de la réflectivité nous fournit aussi des informations sur la conductivité électrique du plasma. Ce sujet est d'actualité[5-8] car il existe différents modèles théoriques contradictoires de conductivités[9-11] qui peuvent aussi être validés par l'expérience. Par exemple Basko *et al.*[5] ont récemment développé un modèle de conductivité électrique et thermique qu'ils ont pu valider en le comparant à des mesures expérimentales de la réflectivité et de l'émissivité de la face arrière d'une cible sous choc réalisées par Löwer *et al.*[12].

6.2 Dispositif expérimental

Le schéma expérimental est montré sur la Fig. 6.1. Comme on peut l'observer, nous avons ajouté au diagnostic pour la mesure de la température de couleur, décrit au chapitre précédent, un deuxième diagnostic pour la mesure de la réflectivité de la face arrière de la cible (l'intensité laser, les caractéristiques des lentilles, de la tache focale ainsi que le système de reprise d'image restent exactement les mêmes).

En ce qui concerne ce nouveau diagnostic, un faisceau sonde non focalisé doublé en fréquence ($\lambda = 0.53\ \mu$m) irradie l'arrière de la cible avec un angle d'incidence de 45 °. Ce faisceau sonde est une impulsion gaussienne avec une largeur à mi-hauteur de 600 ps. L'intensité sur cible est d'environ $2\ 10^5$ W/cm^2. Une lentille de longueur focale f = 25 cm fait l'image à 45° de la face arrière sur la fente d'une caméra streak (S-20 Hadland), opérant dans le visible. Le grandissement du système est G = 14, ce qui permet d'avoir une résolution spatiale de 7 μm. La résolution temporelle est de 10 ps. L'optique de la caméra streak étant chromatique, nous l'avons réglée sur le 2ω. Un filtre vert est placé devant la fente afin d'enregistrer uniquement la lumière réfléchie sur la

cible du faisceau sonde. Un système d'écrantage du chemin lumineux (de la sortie de l'enceinte jusqu'à la caméra), constitué d'un tube noir, évite que la lumière laser diffusée dans l'enceinte arrive sur la fente de la caméra. Nous avons testé ce système d'écrantage en réalisant des tirs avec seulement les faisceaux principaux (sans le faisceau sonde) et avec la caméra de la réflectivité allumée.

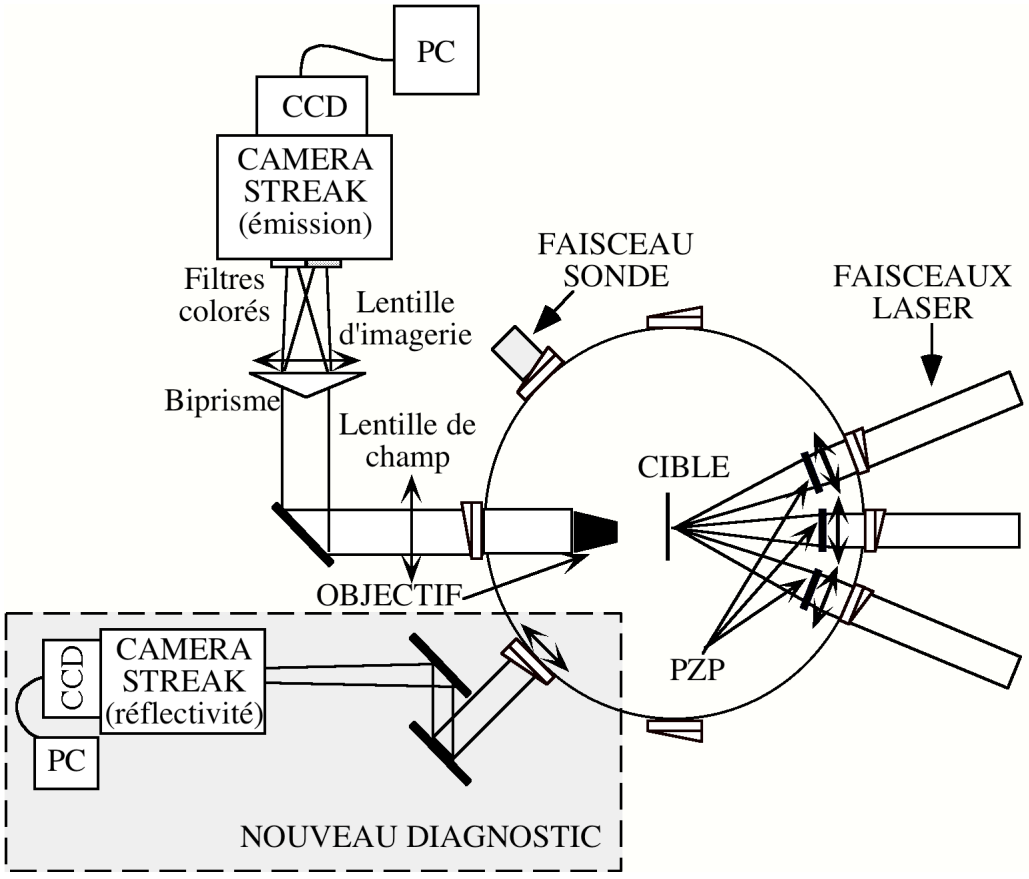


***Fig.6.1**: Schéma du dispositif expérimental*

Nous avons enregistré la réflectivité résolue spatialement et temporellement de l'arrière de la cible sous choc. Un faisceau de référence, synchrone (ou avec un Δt connu) du faisceau de référence de la caméra enregistrant l'émissivité, nous permettait de connaître le temps de débouché du choc. Un point délicat de l'expérience était la synchronisation correcte du faisceau sonde avec le débouché du choc en face arrière. Le but était d'avoir le débouché du choc au centre de l'impulsion de 600 ps, afin de mesurer la réflectivité aussi bien avant qu'après le débouché. Une ligne à retard était prévue pour pouvoir éventuellement retarder ou avancer le faisceau sonde, suivant l'épaisseur de la cible utilisée et l'intensité laser.

6.3 Description des cibles "test"

Nous rappelons (cf. § 3.5.3) que dans nos conditions expérimentales les éventuels phénomènes de préchauffage sont principalement dus au rayonnement X énergétique provenant de la zone de conversion. Pour tester la validité de la mesure de la réflectivité comme diagnostic du préchauffage, nous avons utilisé trois types de cibles de propriétés radiatives très différentes:

a) Des cibles d'aluminium épaisses de 13 μm avec un substrat d'or de 1000 Å (Fig. 6.2a). Ces cibles ont été choisies pour produire un taux de préchauffage élevé dû à l'importante quantité de rayonnement X produite dans l'or (cf. § 1.4.1).
b) Des cibles d'aluminium épaisses de 13 μm (Fig. 6.2b).
c) Des cibles bicouches aluminium-plastique: 13 μm Al + 5.2 μm CH. Ces cibles ont été utilisées pour minimiser le préchauffage en raison de la faible quantité de rayonnement X produite dans les matériaux de Z faible comme le plastique (Fig. 6.2c).

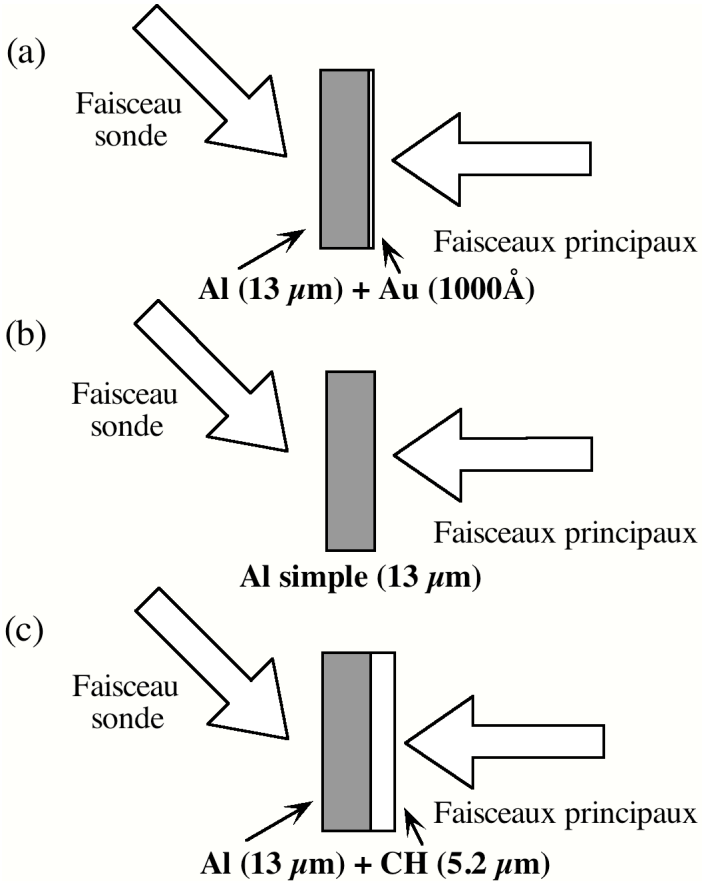


Fig. 6.2*: Schéma des cibles utilisées. Chaque type de cible correspond à des propriétés radiatives très différentes.*

N.B.: Les cibles, fabriquées au "Laboratoire Cibles" du CEA Limeil, avaient une surface de très bonne qualité, dont la rugosité était bien inférieure à la centaine d'Angström. Ce point est fondamental pour minimiser les effets de diffusion non spéculaire du faisceau sonde.

6.4 Présentation des résultats expérimentaux

Dans ce paragraphe, nous allons présenter les résultats obtenus pour les trois types de cibles à la fois sur la réflectivité et sur l'émissivité dans deux bandes spectrales différentes.

6.4.1 Cibles Al-Au

La Fig. 6.3 montre les images obtenues pour les cibles Al-Au [cible type (a); cf.§ 6.3] avec les deux diagnostics.

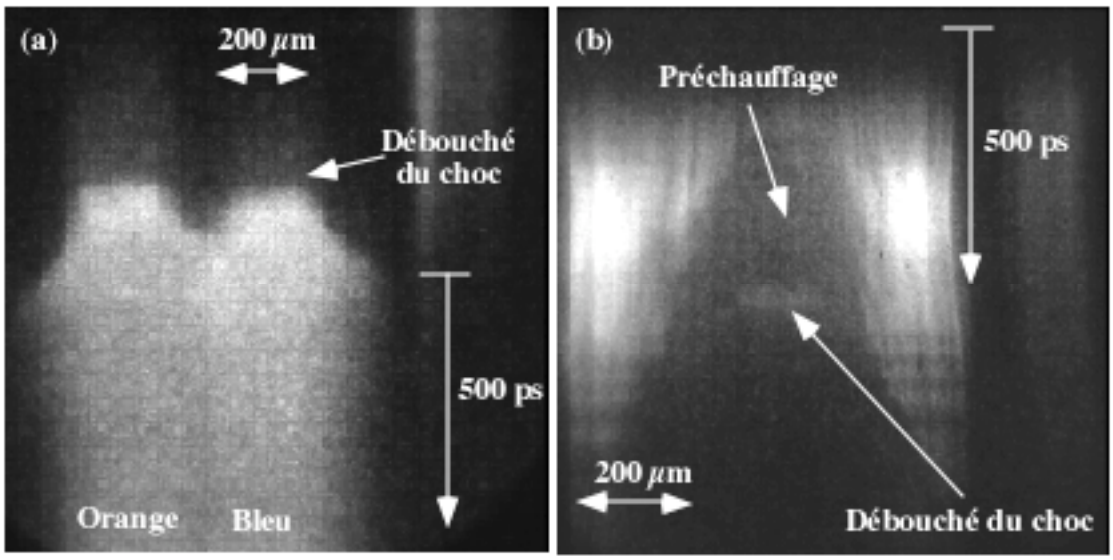


***Fig.6.3**: Images obtenues avec les deux diagnostics. La cible (type (a)) était en aluminium (13 µm) avec un substrat d'or (1000 Å). L'intensité laser était $I_L = 6\ 10^{13}$ W/cm^2. (a) Emissivité de la face arrière de la cible dans l'orange et le bleu (cf. Fig.5.7). (b) Réflectivité de la face arrière de la cible irradiée par un faisceau sonde.*

L'image de la Fig.6.3a représente les émissivités dans les deux bandes spectrales

(orange et bleu) à partir desquelles on peut déduire la température de couleur (cf. §5.4). Nous observons une importante pré-émissivité avant le débouché du choc et une émissivité après le débouché caractérisée par un temps de décroissance très grand. Ce résultat indique la présence d'un taux de préchauffage élevé (cf. §3.5.3). La Fig.6.4 représente une coupe verticale de l'image dans l'orange et permet de mieux visualiser ce comportement de l'émissivité au cours du temps.

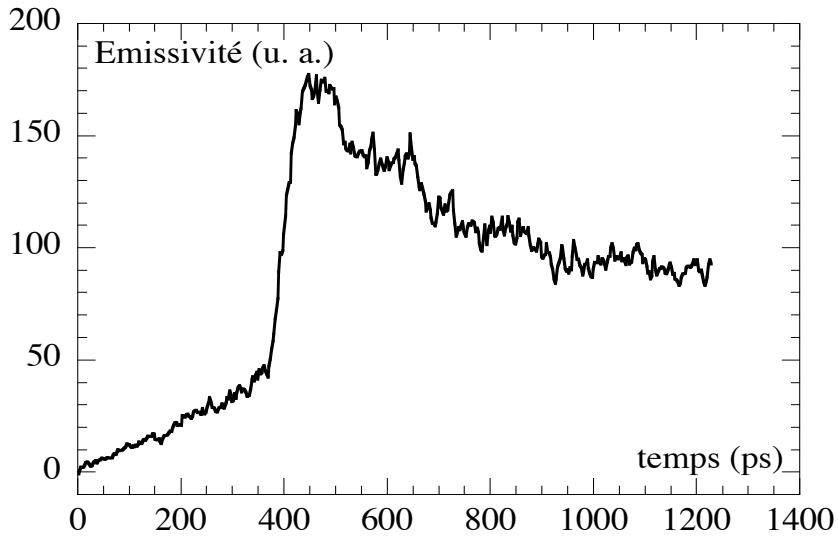


***Fig.6.4**: Emissivité dans l'orange (relative à l'image de la Fig.6.3a) en fonction du temps.*

L'image de la Fig.6.3b représente la réflectivité résolue en temps et en espace. La région centrale représente la réflectivité de la zone sous choc, tandis que la région aux bords représente la réflectivité de la portion latérale de la cible qui reste non perturbée et qui correspond au signal de référence. Si l'on fait une coupe verticale de ces deux régions (Fig.6.5), on peut commencer par faire les remarques qualitatives suivantes.

Nous observons une chute de la réflectivité de la zone sous choc (par rapport au signal de référence) bien avant le débouché du choc, qui indique la présence de préchauffage. En effet le fait que le faisceau sonde soit absorbé et non réfléchi, indique que la face arrière de la cible a changé d'état: d'une surface métallique elle s'est transformée en un plasma absorbant. Il y a donc eu une perturbation avant que le choc émerge en face arrière. Au moment du débouché nous observons une remontée du signal, due à la compression. Nous aborderons plus en détail, dans la suite de ce chapitre, l'interprétation physique de ces résultats à l'aide des simulations.

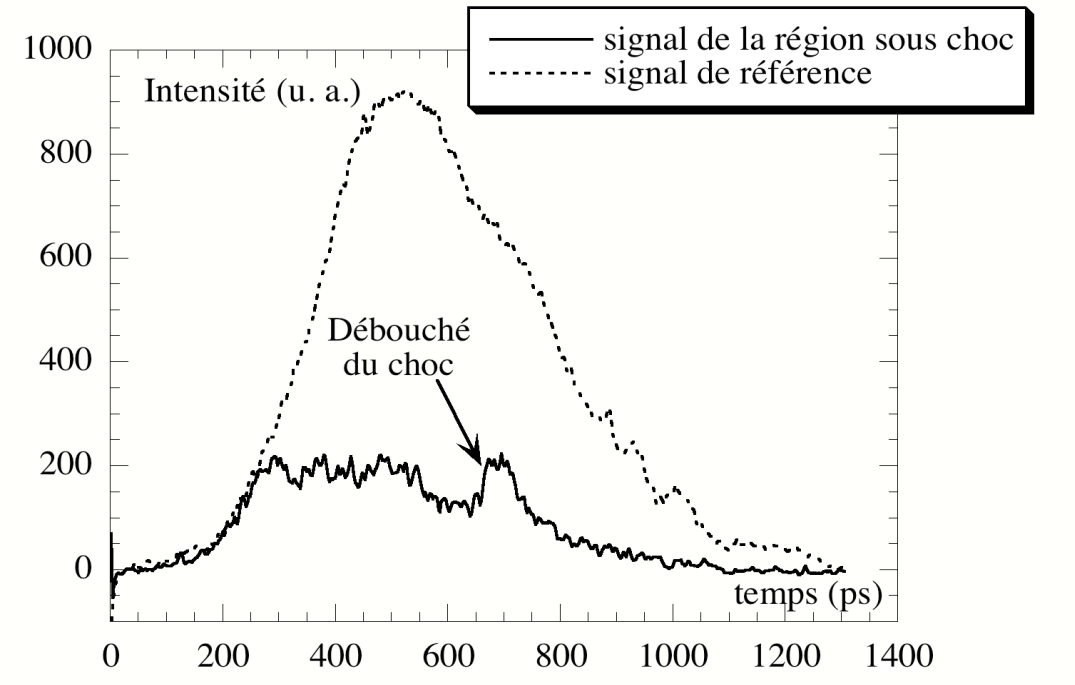


***Fig.6.5**: Réflectivité de la région sous choc et du signal de référence de l'image de la Fig.6.3b.*

Si l'on passe à l'analyse plus quantitative des deux images de la Fig. 6.3, nous obtenons à partir des deux émissivités la température de couleur au cours du temps (cf. Chapitre précédent). A partir de l'image de la Fig. 6.3b nous déduisons la quantité R au cours du temps (que nous appellerons réflectivité) définie comme le rapport des deux courbes de la Fig.6.5:

$$R = \frac{\text{signal de la région sous choc}}{\text{signal de référence}} \qquad [6.1]$$

On peut remarquer que ce type de mesure de la réflectivité R est limitée par la durée du faisceau sonde. Par exemple, dans le cas de la Fig.6.5, elle est significative entre 250 ps et 950 ps, i.e. dans un intervalle de temps égal approximativement à la largeur à mi-hauteur de notre impulsion. Lorsqu'on s'éloigne trop du centre de l'impulsion gaussienne du faisceau de référence, la mesure de la réflectivité devient trop imprécise pour être utilisable. Pour éviter cet inconvénient, il faudrait envisager d'utiliser un faisceau sonde découplé du faisceau principal avec une impulsion carrée longue (qq. ns) ou même un faisceau en continu.

La Fig.6.6 représente la température de couleur déduite du rapport des deux émissivités de la Fig. 6.3a et la réflectivité R obtenue par le rapport des deux courbes de la Fig.6.5.

Comme on peut l'observer sur cette figure, nous avons mesuré une température de couleur d'environ 1 eV avant le débouché du choc, due au préchauffage. Au moment du débouché elle monte jusqu'à 2 eV, puis reste constante, ce qui montre que des rayons X continuent à chauffer la matière aussi après l'émergence du choc en face arrière.

En ce qui concerne la réflectivité, nous observons une forte diminution (jusqu'à 20 %) très rapide (≈ 100 ps), conséquence directe de la présence de préchauffage.* Ce comportement de la réflectivité était hautement reproductible avec ce type de cible.

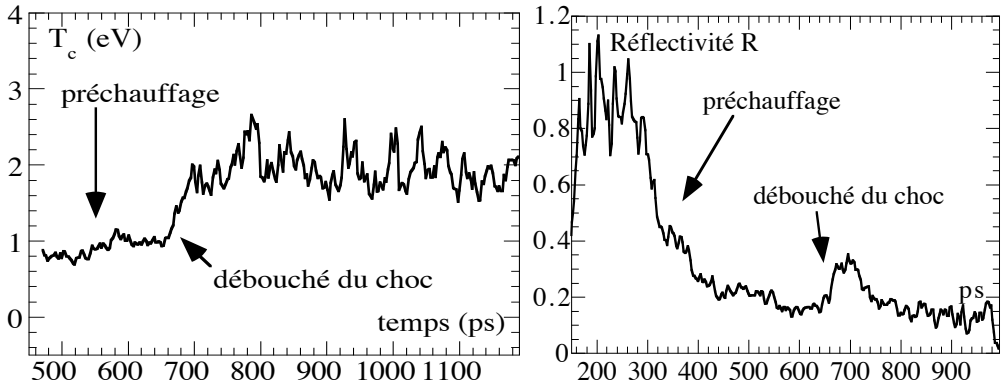


***Fig.6.6**: Sur la gauche: la température de couleur T_c au cours du temps: $T_c \approx 1$ eV avant le débouché du choc. Sur la droite: la réflectivité R au cours du temps. Les deux courbes sont le produit de l'analyse des deux images de la Fig. 6.3.*

Bien que les deux diagnostics indiquent clairement la présence d'un fort préchauffage, il faut insister sur le fait que la mesure de la réflectivité présente une sensibilité bien plus importante que l'émissivité aux effets du préchauffage. En effet, nous n'avons pu mesurer la température de couleur qu'à partir d'environ 200 ps avant le débouché du choc, alors que nous avons été capables de détecter la diminution de la réflectivité environ 400 ps avant le débouché. Ce résultat a aussi été confirmé avec les autres types des cibles.

* On remarque sur le graphique de R(t) que tout au début la valeur de R a des petites oscillations autour de 1. Cela est un effet dû à la réponse non parfaitement homogène de la caméra streak.

6.4.2 Cibles Al simple

Avec ce type de cible la mesure de l'émissivité a donné des résultats reproductibles sur lesquels nous n'avons jamais remarqué aucun signe de la présence de préchauffage indépendamment de l'intensité laser. La Fig. 6.7 représente une image, obtenue avec la caméra streak, de la luminosité de la face arrière de la cible dans les deux bandes spectrales et les émissivités respectives au cours du temps.

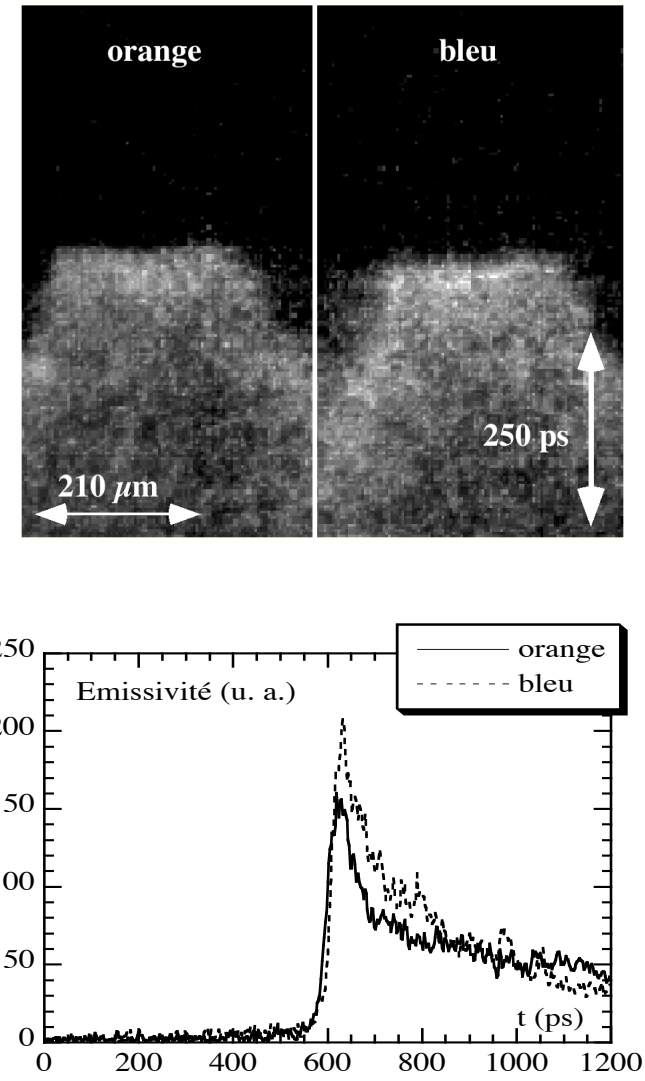


Fig.6.7*: En haut, image obtenue avec la caméra streak de l'émissivité de la face arrière d'une cible d'aluminium épaisse 13 µm. L'intensité laser était* $I_L = 3\ 10^{13}$ *W/cm*^{2}*. En bas, deux coupes verticales de l'image représentant l'émissivité au cours du temps dans l'orange et dans le bleu.*

Cette figure montre la très bonne qualité de nos ondes de choc, à la fois sous l'aspect de la planéité et celui du préchauffage. En effet le comportement de l'émissivité confirme sans aucun doute l'absence d'un taux de préchauffage élevé. Si on déduit des deux courbes de la Fig. 6.7 la température de couleur T_c en fonction du temps, on obtient une courbe similaire à celle de la Fig. 5.10b, c'est à dire caractérisée par une valeur d'environ 2 eV. au débouché du choc et décroissante ensuite au cours du temps jusqu'à 0.9 eV.

Passons maintenant à l'analyse des résultats obtenus avec le diagnostic de la réflectivité. Avec ce type de cibles, afin de tester finement la sensibilité du diagnostic nous avons diminué l'intensité laser de 6 10^{13} W/cm^2 (intensité de comparaison avec les autres cibles) jusqu'à 2.5 10^{13} W/cm^2. Nous distinguerons les deux cas: basses intensités (I_L = 2.5 10^{13} W/cm^2 et I_L = 3 10^{13} W/cm^2) et hautes intensités (I_L = 6 10^{13} W/cm^2).

Dans le premier cas, bien que les deux intensités testées soient très proches, nous avons obtenu des résultats différents, ce qui confirme la grande sensibilité de cette mesure aux petits changements d'éclairement laser. Nous reportons sur la Fig. 6.8 le résultat obtenu avec I_L = 3 10^{13} W/cm^2. Ici, on remarque une légère diminution de la réflectivité avant le débouché du choc (jusqu'à 75% environ) qui indique la présence d'un faible préchauffage. A l'instant du débouché du choc, R chute alors à 40% avec un temps de décroissance d'environ 100 ps. Le temps d'émergence du choc en face arrière est déterminé en observant l'instant de décroissance rapide de la réflectivité et est vérifié en analysant l'image de l'émissivité. Nous rappelons que sur les deux diagnostics, il y a une référence temporelle qui relie la variable temporelle d'une caméra streak à l'autre.

La Fig. 6.9 montre le résultat obtenu avec I_L = 2.5 10^{13} W/cm^2. Ici la réflectivité diminue bien plus doucement avant le débouché (jusqu'à 80%) et bien plus rapidement au moment du débouché du choc (≈ 50 ps).

Dans le cas des hautes intensités (I_L = 6 10^{13} W/cm^2) le taux de préchauffage plus important cause une diminution de la réflectivité très tôt par rapport au débouché du choc. Nous verrons dans la suite que les simulations indiquent que la réflectivité commence déjà à diminuer significativement à partir de 600 ps avant le débouché. Notre faisceau sonde n'était alors pas suffisamment long pour détecter le signal en absence de préchauffage. Sur la Fig.6.10 nous montrons le résultat avec cette intensité. On peut voir que dès le départ la réflectivité est inférieure à 1 et descend jusqu'à 60% avant le débouché du choc. Le temps de décroissance au moment du débouché du choc (≈ 70 ps) est plus long que dans le cas des basses intensités.

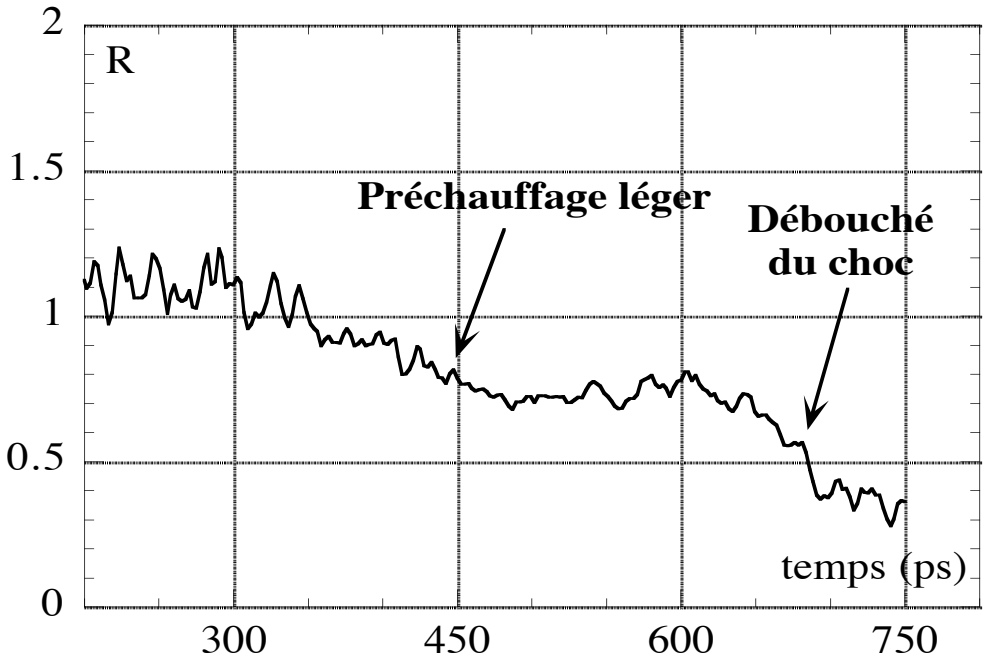


***Fig. 6.8**: Réflectivité R en fonction du temps de la face arrière d'une cible en aluminium (épaisseur 13 µm). L'énergie était $E_{2\omega}$ = 31 J correspondant à une intensité sur cible $I_L \approx 3\ 10^{13}$ W/cm^2.*

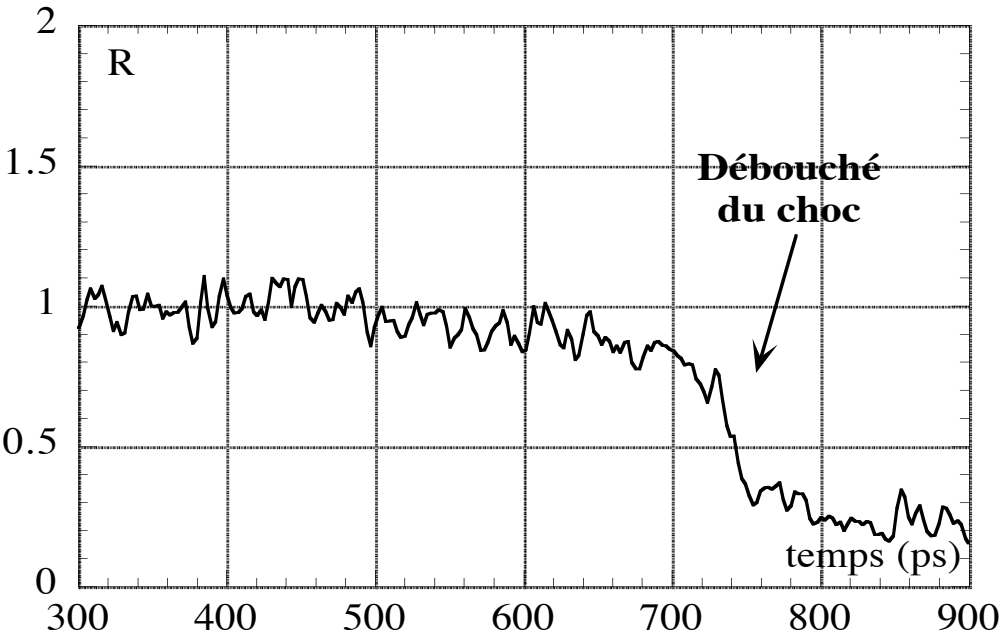


***Fig. 6.9**: Réflectivité R en fonction du temps de la face arrière d'une cible en aluminium (épaisseur 13 µm). L'énergie était $E_{2\omega}$ = 26 J correspondant à une intensité sur cible $I_L \approx 2.5\ 10^{13}$ W/cm^2.*

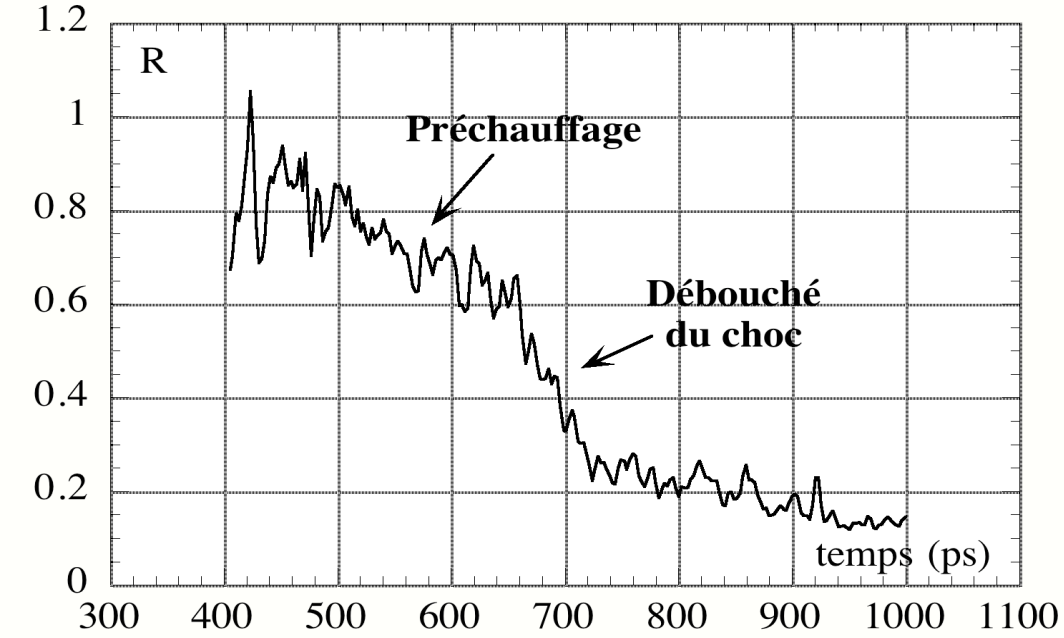


***Fig. 6.10**: Réflectivité R en fonction du temps de la face arrière d'une cible en aluminium (épaisseur 13 µm). L'énergie était $E_{2\omega}$ = 67 J correspondant à une intensité sur cible $I_L \approx 6\ 10^{13}$ W/cm^2.*

6.4.3 Cibles Al-CH

Les cibles Al-CH ont donné le même résultat avec les deux diagnostics: le préchauffage est efficacement atténué par le plastique et nous n'avons détecté aucun signe de sa présence ni par l'analyse de l'émissivité ni par la mesure de la réflectivité.

Nous montrons sur la Fig. 6.11 l'image de la réflectivité obtenue avec la caméra streak. Remarquons que sur cette image le choc semble avoir un profil légèrement arrondi. Cette déformation apparente du choc est probablement un effet d'origine optique dû à la reprise d'image à 45°.

La Fig. 6.12 représente la réflectivité R au cours du temps avec ces cibles. La valeur de R chute brusquement jusqu'à 50% au moment du débouché du choc. Remarquons que le temps de décroissance est très court (≈ 30 ps).

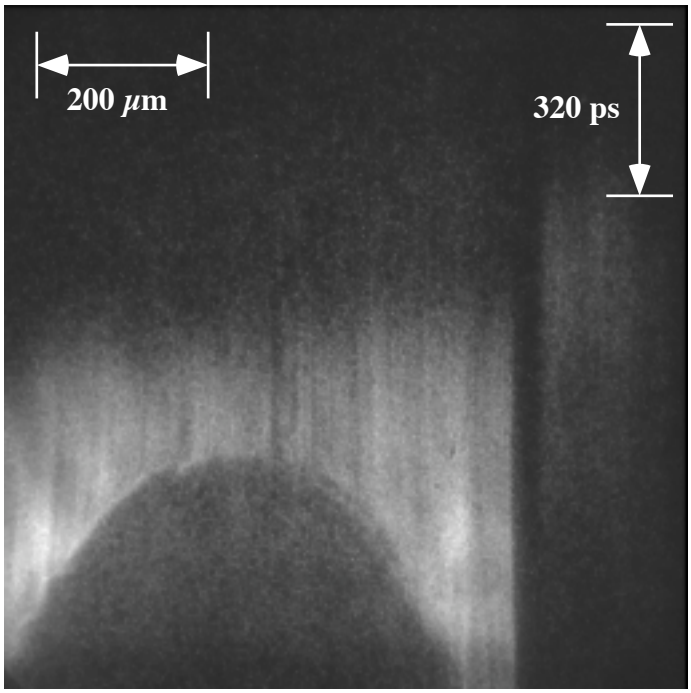


***Fig.6.11**: Image typique de la réflectivité obtenue avec une cible bicouche Al-CH d'épaisseur 13 μm Al + 5.4 CH (cible type (c)). L'intensité laser était $I_L \approx 6\ 10^{13}$ W/cm².*

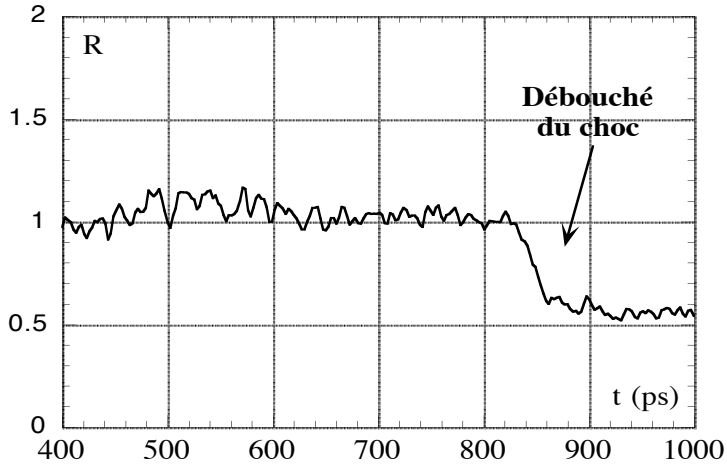


***Fig. 6.12:** Réflectivité R de la face arrière d'une cible bicouche aluminium (épaisseur 13 μm) + plastique (épaisseur 5.4 μm) en fonction du temps. L'énergie était $E_{2\omega} = 75$ J correspondant à une intensité sur cible $I_L \approx 6\ 10^{13}$ W/cm².*

6.5 Interprétation des résultats: modélisation

Afin de pouvoir quantifier, à partir de l'analyse que nous venons de présenter, le phénomène du préchauffage, il est nécessaire de disposer d'un modèle capable de calculer la réflectivité. La modélisation que nous avons utilisée repose sur les étapes suivantes :

i) description de l'hydrodynamique de la face arrière

ii) calcul de la réflectivité

iii) comparaison avec l'expérience

iv) ajustement éventuel des paramètres de la simulation

v) déduction de la température de préchauffage (ici la réflectivité calculée reproduit au mieux la réflectivité mesurée).

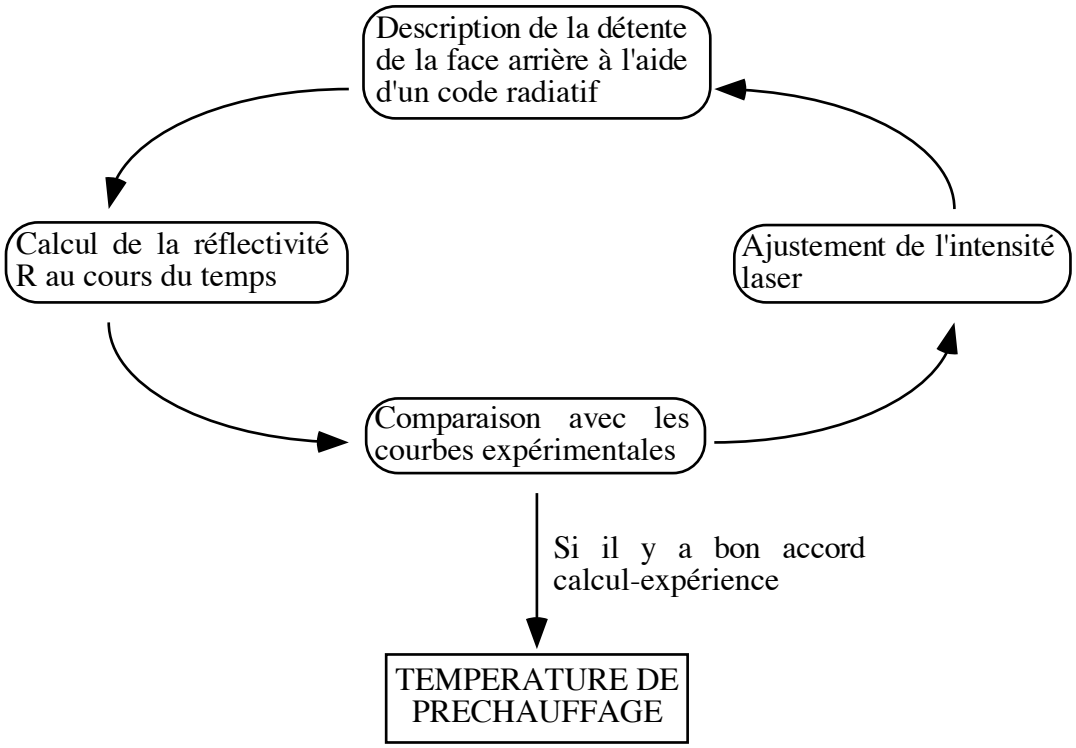


***Fig. 6.13**: Schéma des étapes pour la détermination de la température de préchauffage*

6.5.1 Description de la détente de la face arrière par le code MULTI

Afin de décrire la détente de la face arrière d'une cible sous choc où le préchauffage pourrait avoir une grande influence, il est nécessaire d'utiliser un code avec transfert radiatif. Pour simuler les trois configurations expérimentales (relatives aux trois types de cibles), nous avons utilisé le code hydrodynamique 1D MULTI avec transfert de rayonnement dont une brève description est donnée dans l'appendice de cette thèse. Dans nos simulations nous avons choisi d'utiliser la version améliorée de MULTI (cf. Appendice) à "deux températures". Comme équations d'état nous avons pris les tables SESAME électronique et ionique. Les opacités de l'aluminium introduites dans le code ont été développées par Honrubia *et al.*[13] spécifiquement pour l'étude du préchauffage. Elles sont caractérisées par un nombre de groupes de fréquence élevés afin de mieux décrire la réponse du matériau au rayonnement. Dans la couronne, elles sont calculées à partir d'un modèle d'atome moyen hors équilibre thermodynamique local (ETL); pour les températures inférieures à 100 eV elles sont calculées également à partir d'un modèle d'atome moyen, mais à l'ETL. Pour l'or et le plastique, les opacités sont celles données par le code SNOP[14].

Nous avons également testé notre calcul de la réflectivité avec des opacités différentes pour les trois matériaux, par exemple les opacités fournies avec le code (calculées par SNOP). Ces dernières donnent, pour une intensité laser donnée, un taux de préchauffage pour l'aluminium beaucoup plus important (environ 1 eV) que celui obtenu à partir des opacités d'Honrubia *et al.* (environ 0.5 eV). Si nous calculons la réflectivité des cibles d'aluminium simple avec ce taux de préchauffage élevé, nous n'arrivons pas à reproduire les courbes expérimentales obtenues avec ces cibles. Nous obtenons par contre des courbes très similaires aux courbes expérimentales des cibles Al-Au pour lesquelles nous avons estimé, comme nous le verrons dans la suite de ce chapitre, une température de préchauffage de 1 eV (avec les opacités d'Honrubia *et al.*). Cela indique que notre calcul dépend peu de l'opacité utilisée, il n'est sensible qu'à la température de préchauffage et, que changer l'opacité est une façon de changer ce paramètre.

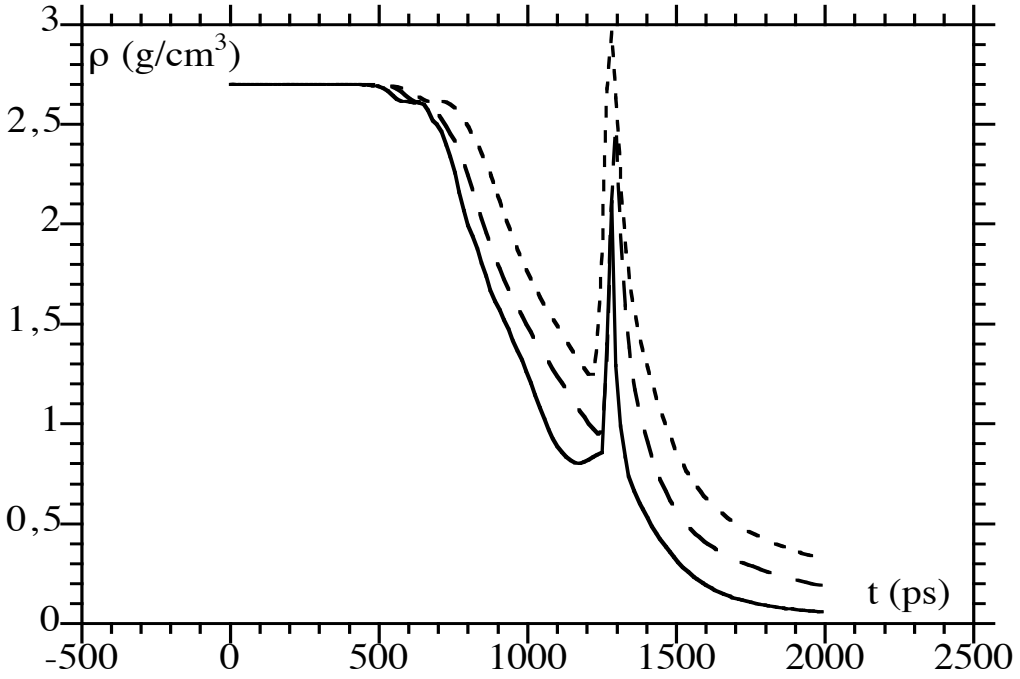


Fig. 6.14*: Profils de densité en fonction du temps de la dernière cellule (face arrière de la cible) pour trois maillages différents. Ligne continue: 93 cellules, épaisseur de la dernière cellule 0.15 µm. Courbe en tirets longs: 154 cellules, épaisseur de la dernière cellule 0.09 µm. Courbe en tirets courts: 191 cellules, épaisseur de la dernière cellule 0.038 µm. Les paramètres de cette simulation sont: cible 13 µm Al + 0.1 µm Au,* $I_L = 6\ 10^{13}$ *W/cm²,* *impulsion gaussienne de largeur 600 ps avec le maximum à 1 ns.*

Le choix du maillage est un point délicat auquel il faut apporter une attention particulière. Nous avons en effet remarqué une certaine sensibilité de la description de la détente à la dimension des cellules. En général nous choisissons toujours un maillage très fin aux bords de la cible afin d'avoir à la fois une bonne description de l'expansion de la couronne et du débouché du choc. La Fig. 6.14 présente les profils de densité de la dernière cellule, i.e., face arrière de la cible, au cours du temps avec trois types de maillage.

On peut voir clairement une diminution de densité avant le débouché du choc, due au préchauffage (la cible de cette simulation est de type Al-Au). Toutefois, nous remarquons une différence importante entre les trois courbes relatives aux trois maillages. Si on choisit un maillage de plus en plus fin, cette différence diminue et les courbes "convergent" vers un résultat univoque. Nous avons observé qu'à partir d'une épaisseur de la dernière cellule inférieure à environ 0.04 μm le résultat ne dépend plus du maillage. Dans nos simulations, l'épaisseur de la dernière cellule était toujours ≤ 0.03 μm.

6.5.2 Calcul de la réflectivité

Dans cette section nous allons décrire la méthode de calcul de la réflectivité que nous avons utilisée. Nous avons écrit un post-processeur du code MULTI qui, à chaque pas de temps, lit le fichier de sortie contenant les grandeurs hydrodynamiques puis calcule la réflectivité.

6.5.2a Réflectivité de Fresnel et modèle du matériau stratifié

Considérons une onde électromagnétique plane se propageant dans le vide et rencontrant, sous l'angle d'incidence θ, un milieu de constante diélectrique ε. Les réflectivités des composantes "p" et "s" sont données par les relations de Fresnel suivantes

$$R_s = \left| \frac{\sin(\theta - \theta_m)}{\sin(\theta + \theta_m)} \right|^2 \qquad [6.2]$$

$$R_p = \left| \frac{\tan(\theta - \theta_m)}{\tan(\theta + \theta_m)} \right|^2 \qquad [6.3]$$

où θ_m est l'angle de transmission donné par la loi de Descartes $\sin\theta_m = \sin\theta/n$; $n = \sqrt{\varepsilon}$ est l'indice de réfraction du milieu. A incidence normale, la distinction entre les deux composantes disparaît et on trouve

$$R = \left| \frac{n-1}{n+1} \right|^2 . \qquad [6.4]$$

Lorsque l'onde de choc émerge en face arrière de la cible, la matière se détend dans le vide avec une vitesse[15] $v \approx 4u$, où u est la vitesse fluide. Les relations que nous venons d'introduire n'étant applicables que dans la limite des gradients très raides, c'est à dire tels que $[(1/n)\, dn/dx]^{-1} << \lambda/2$ (où λ est la longueur d'onde du faisceau sonde), on s'attend à ce qu'elles ne puissent être utilisées que très peu de temps après le débouché du choc. Parfeniuk *et al.*[7] ont estimé que pour des ondes de choc d'environ 6 Mbar, les relations de Fresnel ne sont applicables que les 20 premières picosecondes après le débouché. Ils ont calculé la réflectivité dans ce régime et dans la limite opposée (i.e. $[(1/n)\, dn/dx]^{-1} > \lambda/2$) où on peut traiter la propagation du faisceau sonde dans le plasma

à l'approximation WKB. Cependant ils n'ont pas considéré le régime intermédiaire entre ces deux limites, ce qui limite l'applicabilité de ce calcul pour une comparaison significative avec l'expérience. Nous avons préféré suivre une approche plus générale, déjà utilisée par Celliers *et al.*[6], applicable pour n'importe quel gradient, qui englobe donc les deux limites.

La méthode que nous avons utilisée est celle "du matériau stratifié"[16] dont nous rappelons ici le principe.

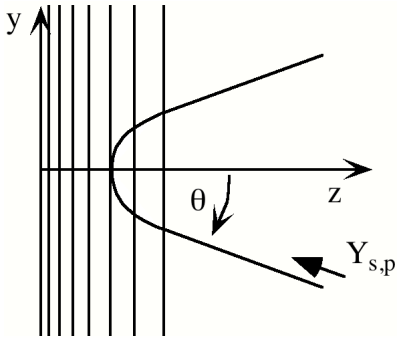


Fig. 6.15*: Schéma de la géométrie utilisée dans le calcul de la réflectivité d'une onde e.m. (faisceau sonde) sur un gradient de plasma. $Y_{s,p}$ est le vecteur de Poynting soit de la composante "s" soit de la composante "p".*

Le plasma en expansion est vu comme la somme de N tranches, d'épaisseur δz_i infiniment petite, caractérisées par un indice de réfraction constant (cf. Fig.6.15). Les profils de densité, température etc... en sortie du code MULTI sont donc subdivisés en tranches dont l'épaisseur δz_i est inférieure à la longueur d'onde λ. Remarquons que, puisque les cellules subissent une expansion au cours du temps*, il est nécessaire de subdiviser aussi les cellules dont l'épaisseur est *initialement* plus petite que la longueur d'onde.

Considérons les équations d'ondes dans le cas de polarisation "s" (le champ électrique est perpendiculaire au plan (y,z))

$$\frac{d^2U}{dz^2} + k_0^2 \varepsilon \cos^2(\theta)\, U = 0 \qquad [6.5]$$

* Par exemple, l'épaisseur de la dernière cellule peut passer de 0.03 μm au temps t = 0 à quelques μm au temps t = 2 ns.

$$\frac{d^2V}{dz^2} + k_0^2 \varepsilon \cos^2(\theta)\, V = 0 \qquad [6.6]$$

où U(z) et V(z) sont respectivement les amplitudes des composantes des champs électrique et magnétique $E_x = U(z) \exp[-i(\omega t - k_0 y \sin\theta)]$ et $H_y = V(z) \exp[-i(\omega t - k_0 y \sin\theta)]$; k_0 est le vecteur d'onde donné par $k_0 = 2\pi/\lambda$. Les solutions des Eqs. [6.5] et [6.6] peuvent être écrites sous une forme matricielle

$$\begin{pmatrix} U(z) \\ V(z) \end{pmatrix} = \mathbf{M} \begin{pmatrix} U_0 \\ V_0 \end{pmatrix} \qquad [6.7]$$

où $U_0 = U(+\infty)$ et $V_0 = V(+\infty)$ et M est une matrice 2 X 2, appelée matrice caractéristique du milieu stratifié, dont l'inverse

$$\mathbf{M^{-1}} = \begin{pmatrix} 1 & -ik_0 \sum_{i=1}^{N} \delta z_i \\ -ik_0 \sum_{i=1}^{N} \varepsilon_i\, \delta z_i \cos^2\theta & 1 \end{pmatrix} \qquad [6.8]$$

permet de calculer la réflectivité R_s. Les détails du calcul peuvent être trouvés dans le livre de Born et Wolf[16], on trouve alors

$$R_s = \left| \frac{(m_{11} + m_{12} p_d)\, p_1 - (m_{21} + m_{22} p_d)}{(m_{11} + m_{12} p_d)\, p_1 + (m_{21} + m_{22} p_d)} \right|^2 \qquad [6.9]$$

où $p_1 = \sqrt{\varepsilon_1}\ \cos\theta$, $p_d = \sqrt{\varepsilon_d}\ \cos\theta_d$ (ε_1 et ε_d étant respectivement les constantes diélectriques de la première et de la dernière tranche et θ_d l'angle de l'onde transmise); Dans l'Eq. [6.9] m_{ij} désignent les éléments de la matrice $\mathbf{M^{-1}}$.

La même procédure peut être suivie dans le cas de la polarisation "p" pour déterminer R_p on trouve

$$R_p = \left| \frac{(m_{11} + m_{12} q_d)\, q_1 - (m_{21} + m_{22} q_d)}{(m_{11} + m_{12} q_d)\, q_1 + (m_{21} + m_{22} q_d)} \right|^2 \qquad [6.10]$$

où $q_1 = \varepsilon^{-1/2} \cos\theta$, $q_d = \varepsilon_d^{-1/2} \cos\theta_d$. Dans nos conditions expérimentales, notre faisceau

sonde a une polarisation à 45° suite au doublage en fréquence et on a $R = (R_p + R_s)/2$.

En ce qui concerne le calcul de la constante diélectrique ε de notre plasma, nous considérons l'expression de la conductivité donnée par le modèle de Drude

$$\sigma = \frac{\omega_{pe}^2}{4\pi\,(\nu_{ei} - i\omega)} \qquad [6.11]$$

où ω est la fréquence du faisceau sonde, ω_{pe} la fréquence de plasma électronique (cf. §1.1) et ν_{ei} la fréquence de collision électron-ion. La constante diélectrique est alors donnée par

$$\varepsilon = 1 + i\,\frac{\omega_{pe}^2}{\omega\,(\nu_{ei} - i\omega)} \qquad [6.12]$$

6.5.2b Modèles de calcul de ν_{ei}

Les modèles les plus utilisés pour le calcul de la fréquence de collision électron-ion dans les plasmas dégénérés sont ceux développés par Rinker[10] et par Lee et More[9].

Le modèle de Rinker, disponible sous forme de tableau de la librairie SESAME du Los Alamos National Laboratory, donne des fréquences de collisions trop faibles dans la région des basses densités et températures. Ce résultat, déjà mis en évidence par Celliers *et al.*[6], est probablement dû au fait que, dans ce modèle, les collisions électrons - neutres ne sont pas prises en compte.

Le modèle de Lee et More est un modèle semi-analytique basé sur la résolution de l'équation de Boltzmann et sur le modèle de Thomas-Fermi pour le calcul de l'ionisation. Différentes formules sont utilisées suivant l'état de la matière (solide, liquide ou plasma gazeux). Bien que ces différentes expressions soient fiables dans leurs domaines de validité respectifs, la continuité entre ces domaines est parfois défectueuse et des dérivées non continues peuvent apparaître sur les courbes de ν_{ei}. On peut, par exemple, l'observer sur la Fig. 6.16 qui montre la fréquence de collision électron-ion ν_{ei} de l'aluminium en fonction de la température ($\rho = 2.7$ g/cm^3) calculée avec ce modèle. Ces ruptures de pente se répercutent lors du calcul de la réflectivité.

Nous avons alors choisi d'utiliser un modèle développé récemment par Hüller *et al.*[17]. Celui-ci utilise les résultats connus pour les cas limites, c'est à dire un solide froid et un plasma très chaud, et les raccorde par une expression dérivable dans le régime de transition. Pour un plasma chaud le modèle considère la fréquence de collision donnée

par la formule de Spitzer:

$$\nu_{Spitzer} = \nu_{e\text{-}i} \log(\Lambda) \qquad [6.13]$$

où

$$\nu_{e-i} = \frac{4}{3}(2\pi)^{1/2} \frac{Z^* e^4 m_e n_e}{[m_e k_B T^*(n_e,T_e)]^{3/2}} \qquad [6.14]$$

Ici, e et m_e sont respectivement la charge et la masse électronique, Z^* est le degré d'ionisation et n_e la densité électronique; $T^*(n_e,T_e)$ est une température effective:

$$T^*(n_e,T_e) = \left[T_e^2 + (4/3\pi^{1/2})^{4/3} T_F^2(n_e)\right]^{1/2} \qquad [6.15]$$

où T_F est la température de Fermi [$T_F = h^2/8m_e k_B (3n_e/\pi)^{2/3}$]. Λ est donné par le rapport de la longueur d'écrantage b_{max} et du plus petit paramètre d'impact b_{min}. Ces deux longueurs sont données par

$$b_{max} = \frac{\sqrt{\frac{k_B T_e}{m_e}}}{\max(\omega,\omega_{pe})} \qquad [6.16]$$

et

$$b_{min} = \max\left(\frac{\hbar}{\sqrt{k_B T_e m_e}}, \frac{Z^* e^2}{k_B T_e}\right). \qquad [6.17]$$

La première représente la longueur d'écrantage en présence d'une onde e.m. de fréquence ω (dans notre cas le faisceau sonde)[1]. La deuxième est le maximum entre la longueur de De Broglie et le paramètre d'impact correspondant à une déflexion de 90°. $\hbar$ et k_B sont respectivement les constantes de Planck et Boltzmann. La température effective définie par l'Eq. [6.15] implique que l'Eq. [6.13] est applicable aux plasmas chauds classiques et aux plasmas chauds dégénérés.

Si la matière est très dense et froide, proche des conditions du solide, les collisions électrons-phonons jouent un rôle prépondérant. Dans ce cas, la fréquence de collision

valable pour des températures supérieures à la température de Debye et inférieures à celle de fusion, est donnée par[11]

$$\nu_{e-ph} = g \frac{e^2}{\hbar v_F} \left[2 - \left(\frac{v_F}{c}\right)^2\right] \frac{k_B T_i}{\hbar} \qquad [6.18]$$

où c est la vitesse de la lumière, v_F la vitesse de Fermi $v_F = \hbar / m_e (3\pi^2 n_e)^{1/3}$; g est une constante telle que pour la température ambiante et la densité du solide $\nu_{e\text{-}ph} = n_e e^2 \rho_{ref} / m_e$ où ρ_{ref} est la résistivité connue de référence. L'interpolation entre l'Eq. [6.13] et [6.18] est réalisée en écrivant

$$\nu_{ei}(n_e, T_e, T_i) = \nu_{e-i}\, Y(n_e, T_e, T_i) \qquad [6.19]$$

avec

$$Y = \left[\frac{1}{\log(1 + \Lambda')} + \frac{\nu_{e-i}}{\nu_{e-ph}}\right]^{-1} \qquad [6.20]$$

où $\Lambda' = (1+\Lambda^2)^{1/2}$. Dans la limite des plasmas chauds, (T_e et T_i grands) la fonction Y tend vers $\log\Lambda$. Au contraire, pour un solide froid Y tend vers $\nu_{e\text{-}ph}/\nu_{e\text{-}i}$. Entre ces deux limites le choix de la fonction Y permet d'avoir une transition douce. Sur la fig. 6.16, nous avons tracé la courbe $\nu_{ei}(T)$ afin de la comparer avec le résultat du modèle de Lee et More.

Notre courbe $\nu_{ei}(T)$ a été aussi comparée avec celle qu'on déduit[18] à partir de la conductivité dc obtenue par Basko *et al.*[5]. Nous avons retrouvé un résultat très similaire bien que leur calcul soit plus raffiné car ils tiennent compte de la distribution des vitesses des électrons donnée par la statistique de Fermi-Dirac. Dans leur modèle ils utilisent, pour une section efficace donnée, la même approche que celle de Lee et More, pour calculer les coefficients de transport électrique et thermique. Pour le calcul de la section efficace ils adoptent une méthode très similaire à celle utilisée dans le modèle de Hüller *et al.*[17] de raccord entre les deux cas limites: solide froid et plasma chaud. Dans le cas du solide froid ces auteurs considèrent aussi les collisions électrons-phonons suivant le calcul de Yakovlev *et al.*[11].

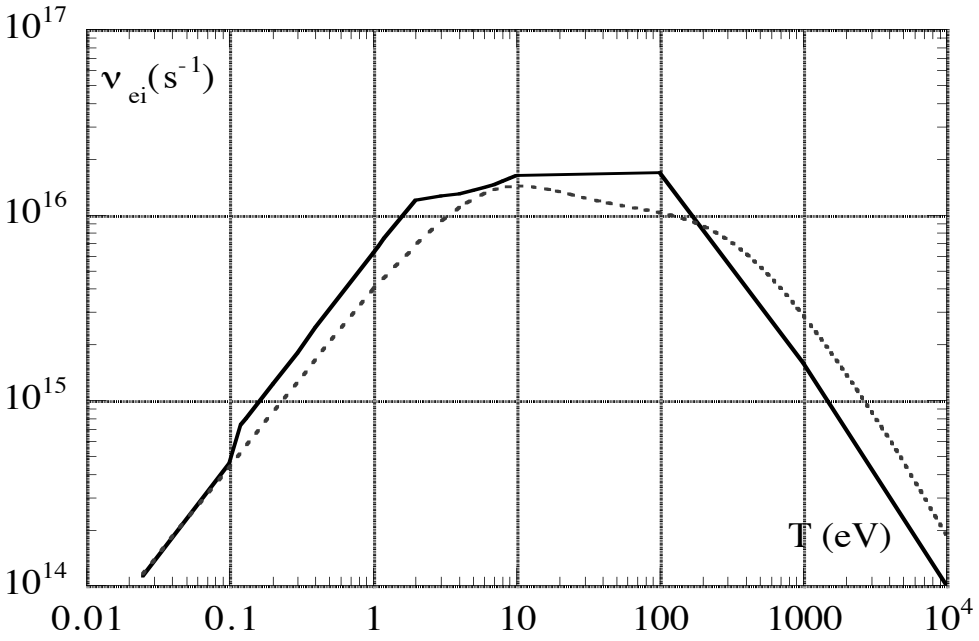


***Fig. 6.16**: La fréquence de collision électron-ion de l'aluminium calculée par le modèle de Lee et More[9] (ligne continue) et par le modèle de Hüller et al.[17] (courbe en pointillés). Ici $T_e = T_i$ et la densité est fixée à $\rho = 2.7 g/cm^3$.*

6.6 Comparaison expérience-modèle

Dans ce paragraphe nous présentons pour chaque type de cibles, les résultats de notre modèle pour le calcul de la réflectivité à partir des simulations du code MULTI, la comparaison avec les courbes expérimentales et la déduction de la température de préchauffage.

6.6.1 Cibles Al-Au

La Fig. 6.17 montre les profils du degré d'ionisation Z*, de la densité ρ et de la température électronique T de la face arrière de la cible au cours du temps donnés par les simulations numériques. Il faut remarquer que dans MULTI "à deux températures" on a introduit[19] un temps de relaxation entre les énergies électroniques et ioniques

déduit de la fréquence de collision électron-ion de Lee and More[9]. Nous avons ainsi retrouvé le résultat attendu[20] selon lequel juste derrière le front du choc les populations électroniques et ioniques ne sont pas à l'équilibre et par conséquent les deux températures sont différentes. Toutefois, dans nos conditions (comme il est montré aussi dans l'article de Basko *et al.*[5]), le temps de relaxation est tellement court (environ 1 ps) que la résolution temporelle des simulations, qui correspond à la résolution expérimentale de 10 ps, ne nous permet pas de voir une différence significative entre les deux températures.

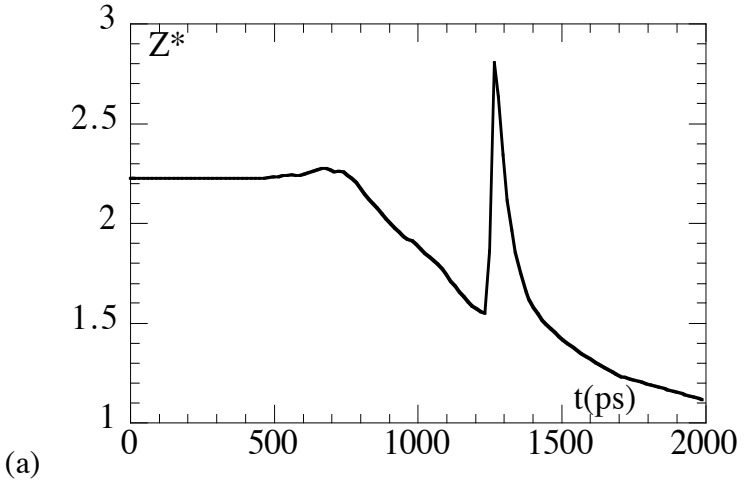
Comme on peut observer sur la Fig. 6.17, les rayons X pénètrent dans le solide non perturbé et ils commencent à le chauffer 500 ps avant le débouché du choc. Cela provoque une légère détente de la face arrière, d'où la diminution de la densité. Le degré d'ionisation diminue également avant le débouché car le plasma est peu dense et froid (au maximum 1 eV) et se rapproche d'un gaz neutre.

Nous présentons sur la Fig. 6.18 la réflectivité calculée par notre modèle relative à la simulation de la Fig. 6.17. La courbe montrée est celle pour laquelle nous avons trouvé le meilleur accord avec la courbe expérimentale qui est également représentée. Dans ce cas, nous déduisons donc de notre mesure de la réflectivité et de la figure 6.17(c) une température de préchauffage d'environ 1 eV. Il faut remarquer que cette température de préchauffage coïncide approximativement avec la température de couleur mesurée (cf. Fig.6.6).

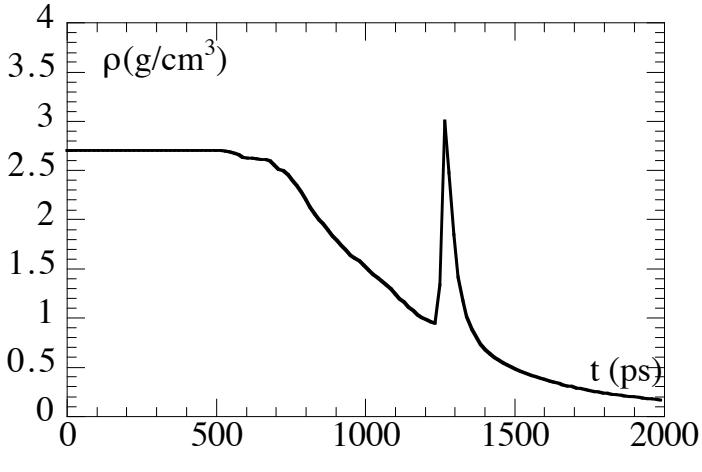
La comparaison modèle-expérience est effectuée au centre de l'impulsion temporelle du faisceau sonde, car la mesure de la réflectivité aux extrémités de l'impulsion est moins précise.

On peut remarquer sur la Fig. 6.18 une remontée de la réflectivité qui commence exactement à l'instant du débouché du choc (cf. Fig 6.17). Cela est dû à une augmentation de la conductivité liée à la compression.

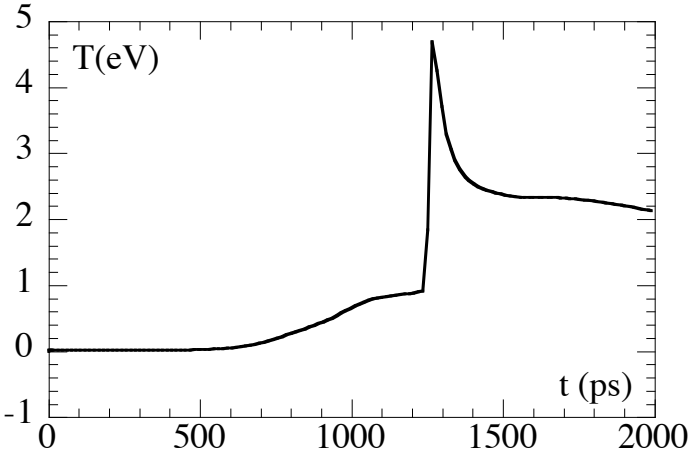
Afin de déterminer l'incertitude sur la température de préchauffage, nous avons réalisé des simulations et calculé la réflectivité pour des intensités laser différentes (Fig. 6.19). Nous avons constaté que la réflectivité est très sensible à un petit changement de la température de préchauffage. Par exemple passant d'une intensité laser $I_L = 6\ 10^{13}$ W/cm^2 à $I_L = 8\ 10^{13}$ W/cm^2, la température de préchauffage passe de 1 eV à 1.3 eV et la réflectivité change de façon significative. Nous estimons donc la température de préchauffage avec une incertitude d'environ 30 %, en tenant compte de la source d'incertitude donnée principalement par la non parfaite uniformité spatiale du faisceau sonde. .



(a)



(b)



(c)

Fig.6.17*: Courbes obtenues avec MULTI de Z* [(a)],ρ [(b)] et T [(c)] de l'arrière de la cible (13 µm Al + 0.1 µm Au) au cours du temps.* I_L *= 6* 10^{13} *W/cm*^{2}*, impulsion gaussienne de largeur 600 ps avec le maximum à 1 ns.*

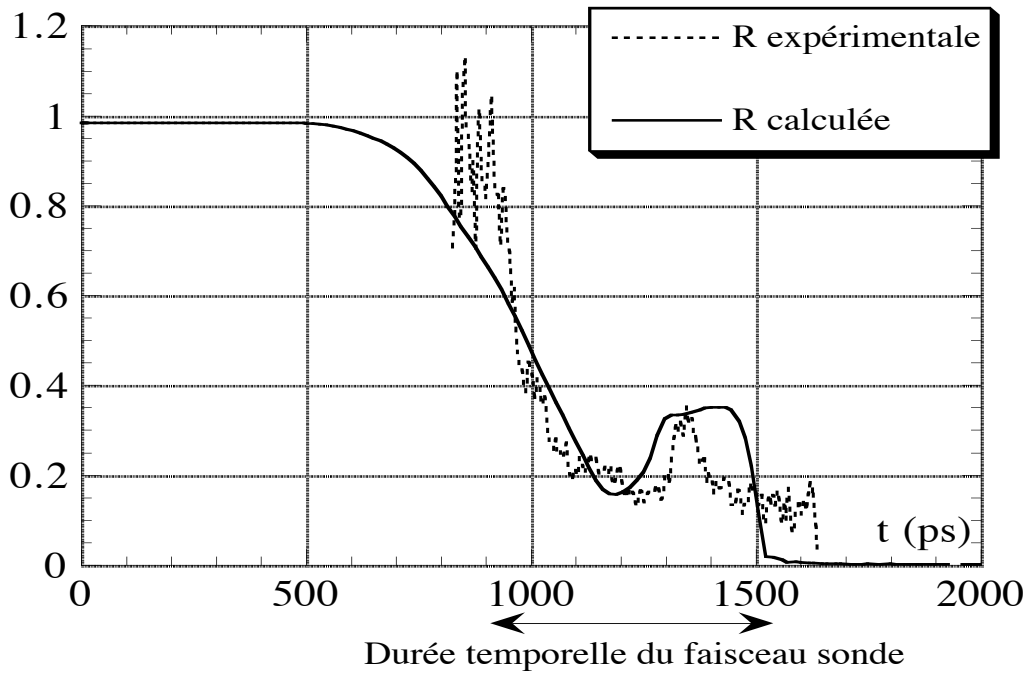


***Fig. 6.18**: Réflectivité calculée par le modèle (I_L = 6 10^{13} W/cm^2) comparée avec la réflectivité expérimentale.*

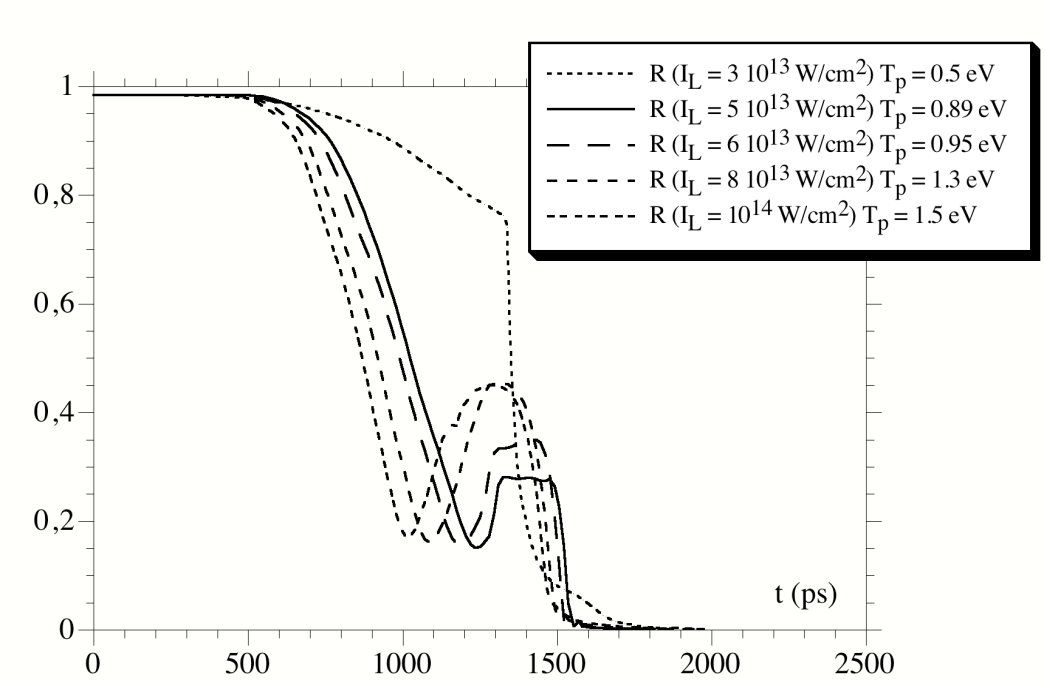


***Fig. 6.19**: Réflectivités calculées avec différentes intensités laser et, par conséquent, différentes températures de préchauffage T_p.*

6.6.2 Cibles Al

Nous montrons sur la Fig. 6.20a une simulation représentant la température de la face arrière de la cible au cours du temps pour l'intensité $I_L = 3\ 10^{13}$ W/cm^2. La figure 6.20b représente la réflectivité calculée à partir de cette simulation ainsi que la courbe expérimentale de la Fig. 6.8. Dans ce cas nous déduisons une température de préchauffage de 0.3 eV.

Pour le résultat de la Fig. 6.9, relatif à une intensité laser $I_L = 2.5\ 10^{13}$ W/cm^3, nous avons trouvé le meilleur accord avec le calcul en ajustant dans la simulation l'intensité à $2\ 10^{13}$ W/cm^3. La Fig. 6.21a montre la température de la face arrière et la Fig. 6.21b les deux réflectivités calculées et mesurées. Le préchauffage est dans ce cas de 0.2 eV.

La Fig. 6.22a présente la température de la face arrière de la cible au cours du temps donnée par MULTI avec une intensité $I_L = 5\ 10^{13}$ W/cm^2 (l'intensité expérimentale était $I_L = 6\ 10^{13}$ W/cm^2). La Fig. 6.22b montre la réflectivité calculée par le modèle et celle expérimentale. Dans ce cas nous avons déduit une température de préchauffage de 0.4 eV.

Comme pour le cas précédent, afin de trouver le meilleur accord entre la réflectivité expérimentale et calculée nous avons dû ajuster l'intensité laser dans la simulation. Les critères de comparaison ont été celui la pente des courbes avant le débouché du choc et la valeur de la réflectivité à cet instant (dans ce cas 60%).

On peut conclure qu'avec ce type de cible nous avons un préchauffage sûrement inférieur à 0.4 eV. Nous avons ensuite vérifié les effets éventuels de ce taux de préchauffage sur les mesures d'équation d'état obtenues par la méthode de désadaptation d'impédance. Nous avons considéré en particulier les effets sur le temps Δt de traversée de la marche (paramètre que nous mesurons) avec et sans préchauffage. Nous avons trouvé que pour ces températures de préchauffage très faibles le temps Δt ne change pas. Donc, même si le préchauffage est présent, ses effets ne sont pas significatifs et nos mesures restent fiables.

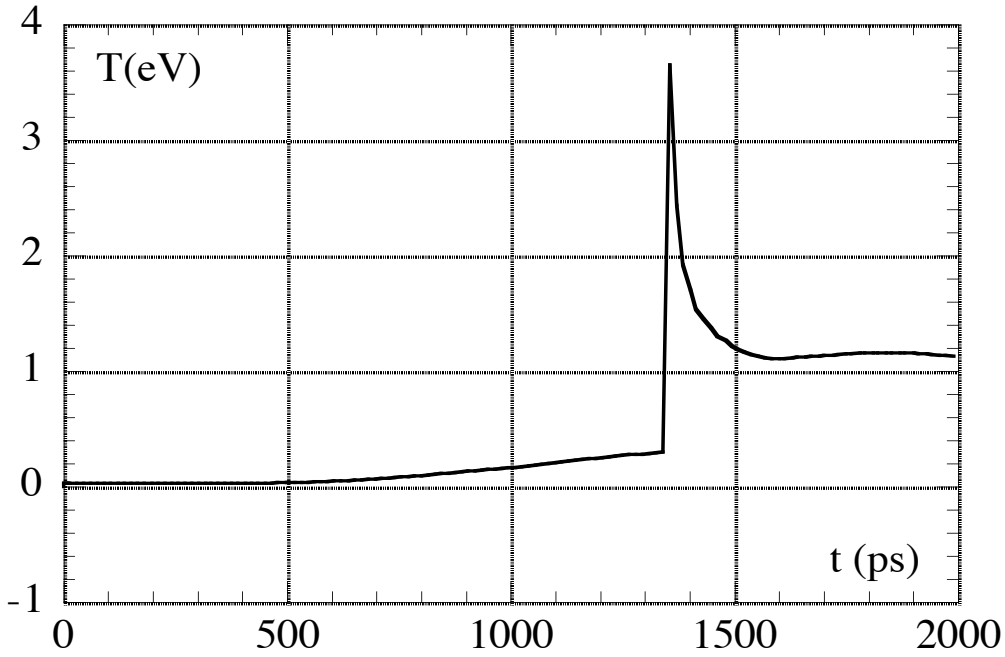


***Fig. 6.20a**: Profil de la température de la face arrière de la cible (13 µm Al) au cours du temps. I_L = 3 10^{13} W/cm^2, impulsion gaussienne de largeur 600 ps avec le maximum à 1 ns.*

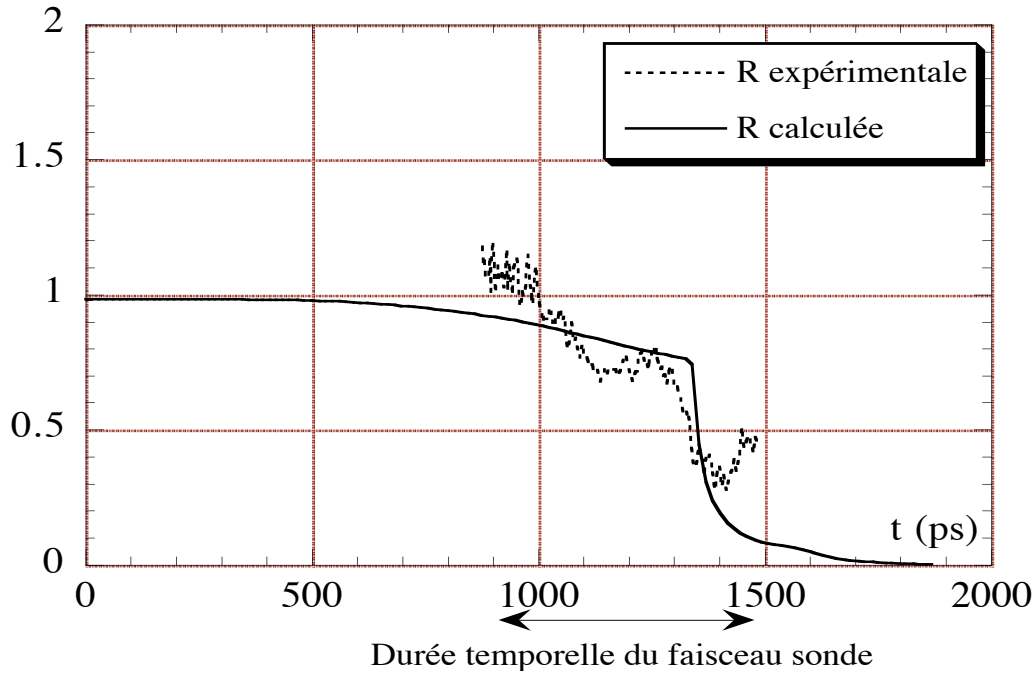


***Fig. 6.20b:** Réflectivité calculée par le modèle (I_L = 3 10^{13} W/cm^2) comparée avec la réflectivité expérimentale.*

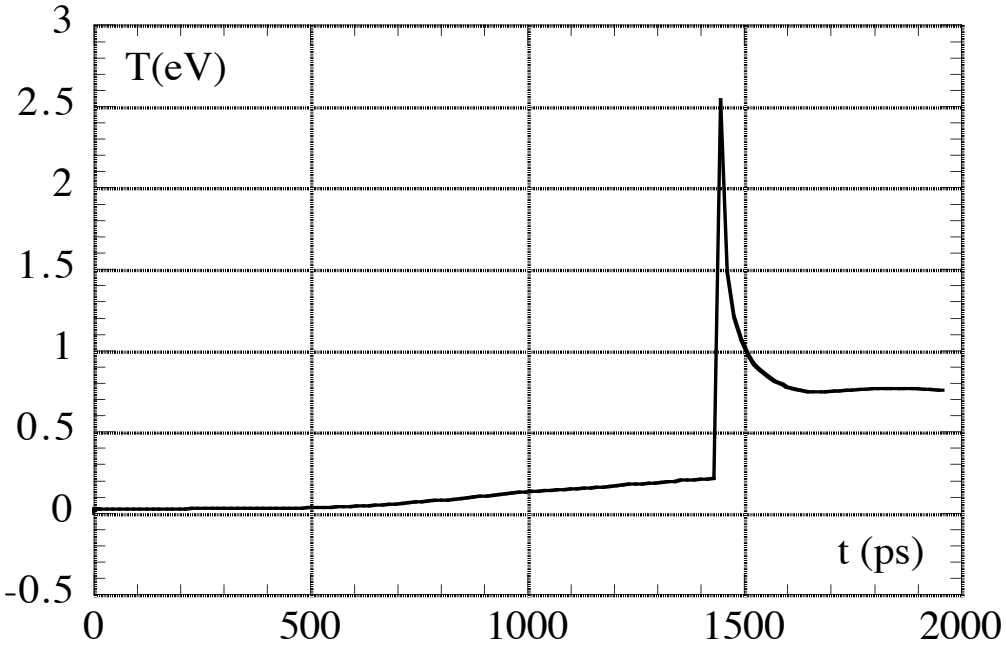


***Fig. 6.21a**: Profil de la température de la face arrière de la cible (13 µm Al) au cours du temps. I_L = 2 10^{13} W/cm^2, impulsion gaussienne de largeur 600 ps avec le maximum à 1 ns.*

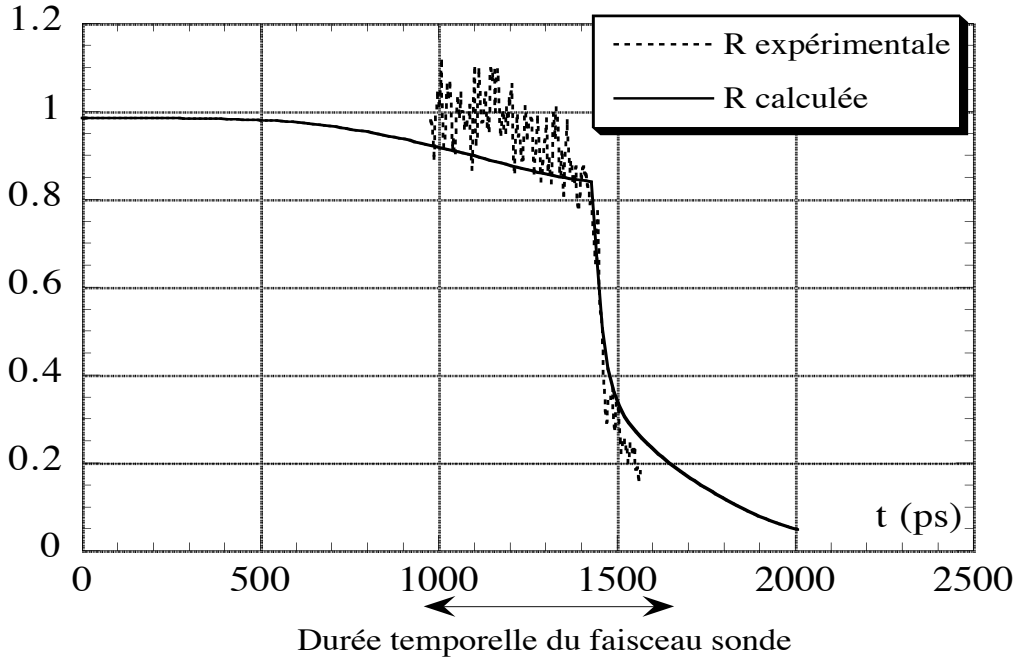


***Fig. 6.21b:** Réflectivité calculée par le modèle (I_L = 2 10^{13} W/cm^2) comparée avec la réflectivité expérimentale.*

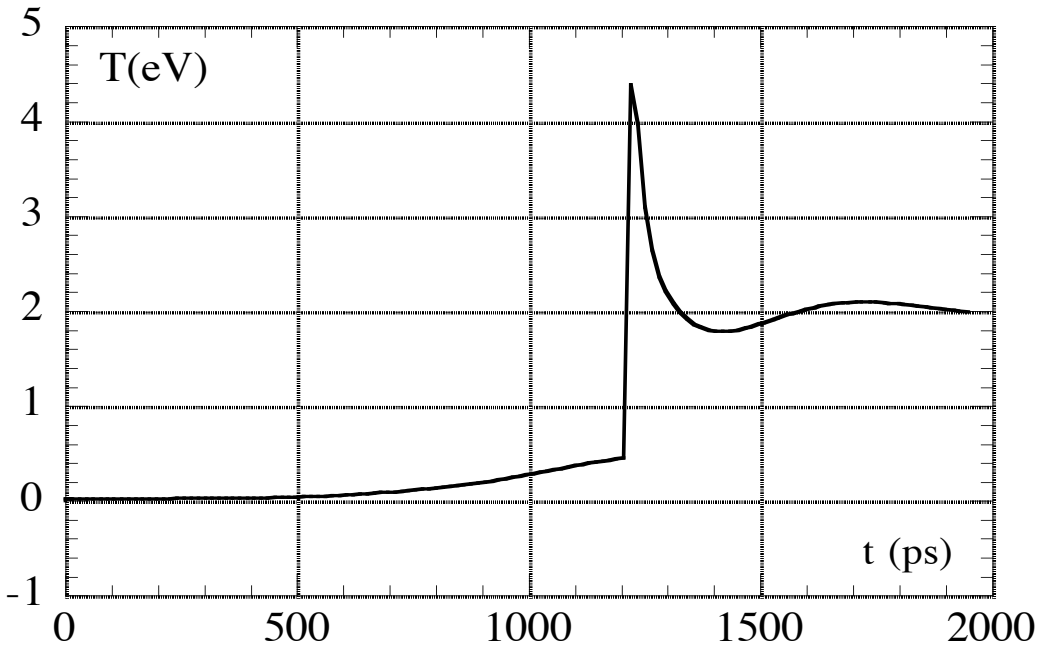


***Fig. 6.22a**: Profil de la température de la face arrière de la cible (13 µm Al) au cours du temps. I_L = 5 10^{13} W/cm^2, impulsion gaussienne de largeur 600 ps avec le maximum à 1 ns.*

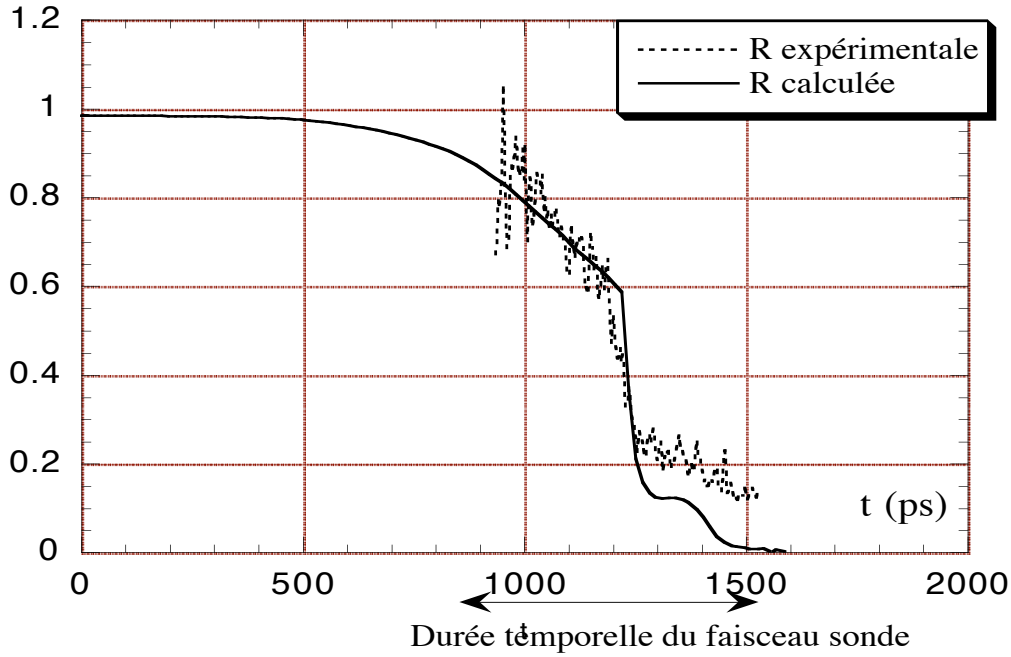


***Fig. 6.22b:** Réflectivité calculée par le modèle (I_L = 5 10^{13} W/cm^2) comparée avec la réflectivité expérimentale.*

6.6.3 Cibles Al-CH

Le comportement de la température de la face arrière de ce type de cibles et les réflectivités (calculées et expérimentales) sont représentées sur la Fig. 6.20.

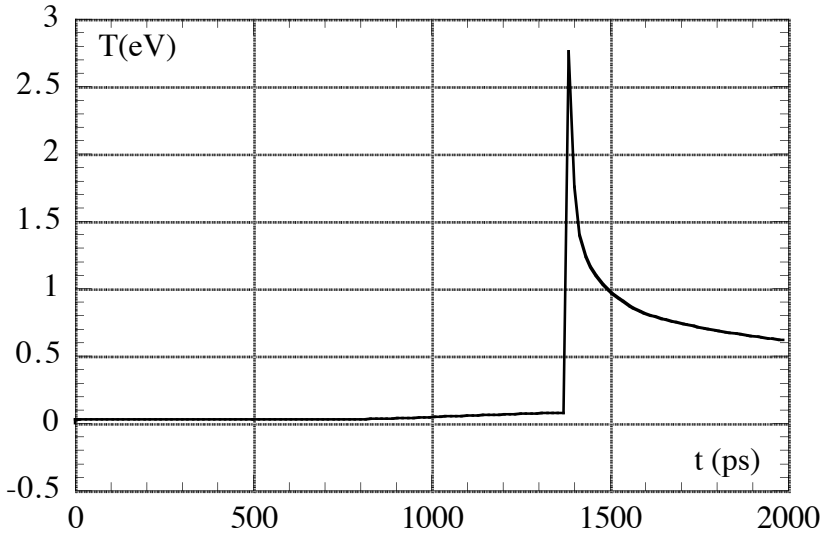


***Fig.6.20a**: Profil de la température de la face arrière de la cible (13 µm Al + 5.2 µm CH) au cours du temps. I_L = 6 10^{13} W/cm^2, impulsion gaussienne de largeur 600 ps avec le maximum à 1 ns.*

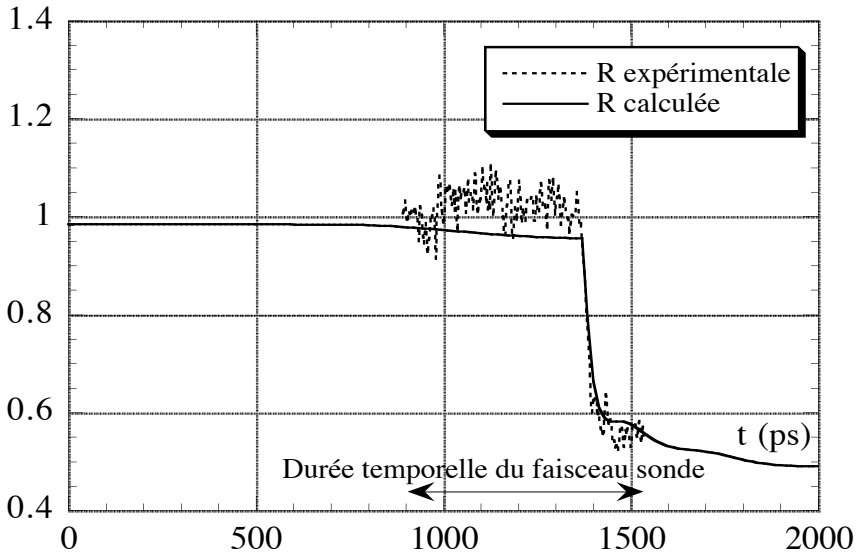


***Fig.6.20b**: Réflectivité calculée par le modèle (I_L = 6 10^{13} W/cm^2) comparée avec la réflectivité expérimentale.*

La température de préchauffage dans ce cas est d'environ 0.08 eV, approximativement égale à la température de fusion de l'aluminium.

6.7 Conclusions

Au cours de ce chapitre nous avons présenté un nouveau diagnostic, basé sur la mesure de la réflectivité de la face arrière, afin de contrôler le taux de préchauffage et d'en obtenir une mesure quantitative. Afin de tester la réponse de ce diagnostic, nous avons utilisé trois types de cibles de propriétés radiatives très différentes et nous avons mis en évidence sa grande sensibilité par rapport au diagnostic basé sur la mesure de l'émissivité de la face arrière de la cible.

Nous avons alors développé un modèle qui calcule la réflectivité à partir des profils de détente donnés par le code MULTI et qui reproduit correctement les résultats expérimentaux. Pour le développement de ce modèle, basé sur la résolution des équations d'onde dans un milieu stratifié, on a été amené à prendre en considération le problème du calcul de la fréquence de collision électron-ion. Ce problème complexe, abordé par exemple dans le traitement de l'absorption d'un faisceau laser femtoseconde[8], nous a conduit à comparer différents calculs de cette grandeur. Nous avons utilisé un modèle développé par Hüller *et al.*[17] qui tient compte des collisions électrons-phonons pour des densités proches de celle du solide. En particulier nous avons comparé le résultat de ce modèle avec celui de Lee et More[9] et nous avons obtenu des valeurs comparables. Toutefois la fréquence de collision du calcul de Lee et More est caractérisée par des ruptures de pentes qui correspondent aux changements de théories appliquées et qui se répercutent sur le calcul de la réflectivité.

La comparaison de la réflectivité calculée et de la réflectivité expérimentale nous a permis d'obtenir une estimation quantitative de la température de préchauffage, caractérisée par une incertitude de ± 30%.

Bibliographie

[1] R. Dautray, G. Laval, D. Pesme, L. Bergé, G. Bonnaud, M. Casanova, C. Labaune & J. P. Watteau, *La fusion thermonucléaire inertielle par laser; l'interaction laser matière; vol1* (Eyrolles, Paris, 1993).

[2] T. Löwer, R. Sigel, K. Eidmann, I. B. Földes, S. Hüller, J. Massen & G. D. Tsakiris, Phys. Rev. Lett. **72**, 3186 (1994).

[3] R. Cauble, L. B. D. Silva, T. S. Perry, D. R. Bach, K. S. Budil, P. Celliers, G. W. Collins, A. Ng, T. W. Barbee, B. A. Hammel, N. C. Holmes, J. D. Kilkenny, R. J. Wallace, G. Chiu & N. C. Woolsey, Phys. Plasmas **4**, 1857 (1997).

[4] E. A. McLean, S. H. Gold, J. A. Stamper, R. Whitlock, H. Griem, S. Obenschain, B. Ripin, S. Bodner & M. Herbst, Phys. Rev. Lett. **45**, 1246 (1980).

[5] M. Basko, T. Löwer, V. Kondrashov, A. Kendl, R. Sigel & J. Meyer-ter-Vehn, Phys. Rev. E **56**, 1019 (1997).

[6] P. Celliers & A. Ng, Phys. Rev. E **47**, 3547 (1993).

[7] D. Parfeniuk, A. Ng, L. DaSilva & P. Celliers, Optics Comm. **56**, 425 (1986).

[8] F. Falliès, Thèse en science, Université de Paris VI (1994).

[9] Y. T. Lee & R. M. More, Phys. Fluids **27**, 273 (1984).

[10] G. A. Rinker, Phys. Rev. B **31**, 4207 (1985).

[11] D. G. Yakovlev & V. A. Urpin, Sov. Astron. **24**, 303 (1980).

[12] T. Löwer, V. N. Kondrashov, M. Basko, A. Kendl, J. Meyer-ter-Vehn & R. Sigel, submitted to Phys. Rev. Lett. (1997).

[13] J. Honrubia, R. Dezulian, M. Koenig, A. Benuzzi, D. Batani, S. Bossi & N. Grandjouan. in *Laser Interaction with Matter and Inertial Fusion* (eds. G. Velarde, J.M. Martinez, E. Minguez & J.M. Perlado) 34 (World Scientific, Singapore, 1997).

[14] K. Eidmann, Laser and Part. Beams **12**, 223 (1994).

[15] Y. B. Zel'dovich & Y. P. Raizer, Sov. Phys. JETP **35**, 980 (1959).

[16] M. Born & E. Wolf, *Principles of Optics* (Pergamon Press, Oxford, 1989).

[17] S. Hüller & K. Eidmann, à paraitre.

[18] J. C. Gauthier, Communication privée, (1997).

[19] N. Grandjouan, Communication privée, (1997).

[20] M. Casanova, O. Laroche & J. P. Matte, Phys. Rev. Lett. **67**, 2143 (1991).

Conclusions et Perspectives

Conclusions

Dans ce travail de thèse nous avons présenté plusieurs résultats significatifs et importants dans le contexte des ondes de chocs et de leur application à l'étude des équations d'état de la matière comprimée[1-7].

Nous avons d'abord démontré la possibilité de générer des ondes de choc par attaque directe de très bonne qualité pour la première fois, c'est-à-dire des chocs uniformes spatialement, stationnaires dans le temps et avec effets de préchauffage négligeables. En ce qui concerne l'uniformité, nous avons réalisé une étude sur différentes techniques de lissage spatial. Dans un premier temps nous avons considéré les lames de phase aléatoires (Random Phase Plate) qui ont permis de générer des chocs uniformes mais caractérisés par un profil gaussien reproduisant celui de la tache focale. Dans un deuxième temps, vue la nécessité de produire des chocs parfaitement monodimensionnels donc plans, nous sommes passés à l'utilisation d'une autre technique, plus récente, développée au Rutherford Appleton Laboratory: les Phase Zone Plate (PZP). Une PZP permet d'obtenir une tache focale avec un profil supergaussien. Le problème de la stationnarité du choc a été abordé numériquement à l'aide de simulations réalisées avec le code hydrodynamique MULTI; nous avons trouvé que dans nos conditions expérimentales, la pression du choc reste constante au cours du temps pour des épaisseurs de cibles supérieures à 10 μm. Enfin les effets du préchauffage ont été contrôlés qualitativement par l'analyse de l'émissivité de la face arrière. La bonne qualité du choc a été testée sur des cibles simples d'aluminium, en enregistrant l'émissivité, dans le visible, de la face arrière de la cible résolue spatialement et temporellement par une caméra streak.

La deuxième étape de ce travail a consisté à appliquer ces ondes de choc, bien caractérisées et propres, à la mesure *relative* des équations d'état en utilisant la méthode de désadaptation d'impédance. Cette méthode, fondée sur la mesure simultanée de la vitesse du choc dans deux matériaux, nous a amené à utiliser des cibles "bimarches", constituées d'une base commune d'un matériau de référence sur laquelle sont déposées deux marches, l'une du même matériau et l'autre du matériau dont on veut déterminer l'équation d'état. Nous avons d'abord testé la fiabilité de cette méthode sur deux matériaux dont les équations d'état sont à priori connues. En particulier, une grande

attention a été portée à la précision des mesures. Nous avons alors démontré pour la première fois, la possibilité d'étudier la matière sous conditions extrêmes (pressions de 10-40 Mbar) avec un laser de dimension relativement modeste ($E_{2\omega}$ = 100 J) et avec une précision meilleure que 10%. Cette méthode a été ensuite appliquée à un matériau intéressant pour ses applications dans la fusion par confinement inertiel, le plastique bromé.

Afin de nous assurer de la bonne qualité du choc obtenu en attaque directe, nous l'avons comparé à celui généré par attaque indirecte, plus uniforme dans son principe. Pour cela une étude sur les ondes de choc produites par les deux méthodes a été réalisée dans une série d'expériences à l'Institut Max Planck für Quantenoptik de Garching. Nous avons alors montré qu'il est possible de produire un choc avec une uniformité équivalente en utilisant les deux configurations. Dans les deux cas, l'émission de la face arrière de la cible montre qu'il n'y a pas de préchauffage significatif. Dans le cas de l'attaque directe, les chocs de bonne qualité ont été réalisés grâce à l'utilisation des lames PZP; dans le cas de l'attaque indirecte grâce à la géométrie de la cavité "Labyrinth" du MPQ. Cette cavité a été conçue de telle sorte que ce soient les X secondaires (beaucoup moins énergétiques que les X primaires) qui irradient la cible, minimisant ainsi les effets possibles de préchauffage. Nous avons ensuite effectué des mesures relatives d'équations d'état du cuivre par l'une ou l'autre méthode. Nos mesures se placent dans la région au dessus de 10 Mbar où l'équation d'état du cuivre est encore très mal connue expérimentalement. La grande efficacité de l'attaque directe nous a permis de produire des pressions allant jusqu'à 40 Mbar, qui n'étaient jusqu'à présent accessibles que par des explosions nucléaires. Enfin nous avons conclu cette comparaison en quantifiant la différence de rendement entre les deux méthodes. Afin d'atteindre la même compression dans une cible d'aluminium, nous avons mesuré qu'il faut environ trois fois plus d'énergie en attaque indirecte qu'en attaque directe. Ce résultat expérimental est en bon accord avec une estimation analytique des énergies laser alors nécessaires dans les deux configurations, obtenue à partir des lois d'échelles de la pression d'ablation.

Dans le but de déterminer un deuxième paramètre en plus de la vitesse de choc (la mesure de deux paramètres permettrait de réaliser une mesure absolue de l'équation d'état), nous avons mesuré la température de couleur d'une cible d'aluminium sous choc. Nous avons démontré pour la première fois la validité de cette mesure comme diagnostic des chocs produits par laser. En mesurant simultanément la vitesse du choc nous avons pu comparer cette température avec la température du choc donnée par les tables SESAME. Par ailleurs, afin de remonter à la température du choc à partir de la

température de couleur, et donc de déterminer le deuxième paramètre, nous avons développé un modèle simple permettant de calculer l'émissivité de la face arrière sans le support d'une équation d'état donnée. La température du choc est donc déterminée, d'une façon indépendante, lorsque nous trouvons le meilleur accord entre le calcul et l'expérience. Il faut remarquer que l'incertitude de cette méthode pour la détermination de la température du choc pourrait être diminuée par un développement et une amélioration du calcul des opacités. Toutefois, avec la précision actuelle, comprise entre 15% et 30%, notre méthode permettrait déjà de discriminer les tables SESAME et le modèle QEOS dans le cas du quartz.

Le dernier résultat présenté dans cette thèse concerne une étude spécifique sur le préchauffage, point extrêmement important pour une mesure correcte des équations d'état. Cet étude est basée sur la mesure de la réflectivité de la face arrière de la cible sous choc. Afin de tester ce diagnostic, trois types de cible aux propriétés radiatives très différentes ont été utilisées. Pour quantifier le phénomène du préchauffage, nous avons développé une modélisation qui calcule la réflectivité en résolvant les équations d'onde dans les profils de détente donnés par le code MULTI. Pour le développement de ce modèle nous avons été amené à prendre en considération le problème du calcul de la fréquence de collision électron-ion dans un plasma dégénéré. Nous avons utilisé un modèle développé par Hüller *et al.* [8] qui tient compte des collisions électrons-phonons pour des densités proches de celle du solide et nous l'avons comparé avec celui de Lee et More[9]. L'estimation de la température de préchauffage a été alors réalisée en comparant la réflectivité calculée et la réflectivité expérimentale.

Perspectives

Dans un futur proche, nous avons différentes expériences déjà prévues qui peuvent être considérées comme la suite naturelle de ce travail de thèse.

La plus importante de ces expériences, prévue pour décembre prochain, se déroulera au CEA Limeil-Valenton avec le laser Phebus dans le cadre d'une collaboration Européenne. Le but de cette expérience est la réalisation d'une mesure *absolue* des équations d'état des matériaux métalliques fortement comprimés. Ce type de mesure n'a jamais été réalisé jusqu'à présent et constituerait donc une première mondiale. Les deux paramètres que nous envisageons de mesurer sont la vitesse fluide et la vitesse du choc (les deux seuls paramètres qui peuvent être déterminés directement sans le support d'une modélisation). La possibilité de pouvoir mesurer la vitesse fluide

par radiographie X a été démontrée par Hammel *et al.* [10] Plus récemment la première mesure simultanée de ces deux paramètres a été réalisée sur un matériau transparent comme le deutérium liquide par DaSilva *et al* [11], en utilisant comme diagnostic uniquement la radiographie X. Dans notre cas, l'opacité du matériau métallique nous oblige à utiliser deux diagnostics différents:

- Une caméra à balayage de fente travaillant dans le domaine X qui nous permettra de faire la radiographie transverse de la cible. La cible sera constituée d'une épaisseur de CH (plastique qui reste transparent aux rayons X aussi après la compression) et d'une épaisseur d'Aluminium (une base + une marche). Avec la radiographie, nous pourrons donc suivre le mouvement de l'interface CH-Al et ainsi obtenir la vitesse fluide.
- Une caméra à balayage de fente travaillant dans le visible nous permettra d'enregistrer l'émissivité et d'obtenir la vitesse du choc. L'onde de choc sera générée en focalisant le faisceau de la chaîne nord, lissé par une lame Kinoform Phase Plate (KPP) [12]. Cette nouvelle technique de lissage spatial, récemment développée au laboratoire LLNL, permet d'obtenir des taches focales de type supergaussiennes.

Le schéma expérimental est montré sur la Fig.1.

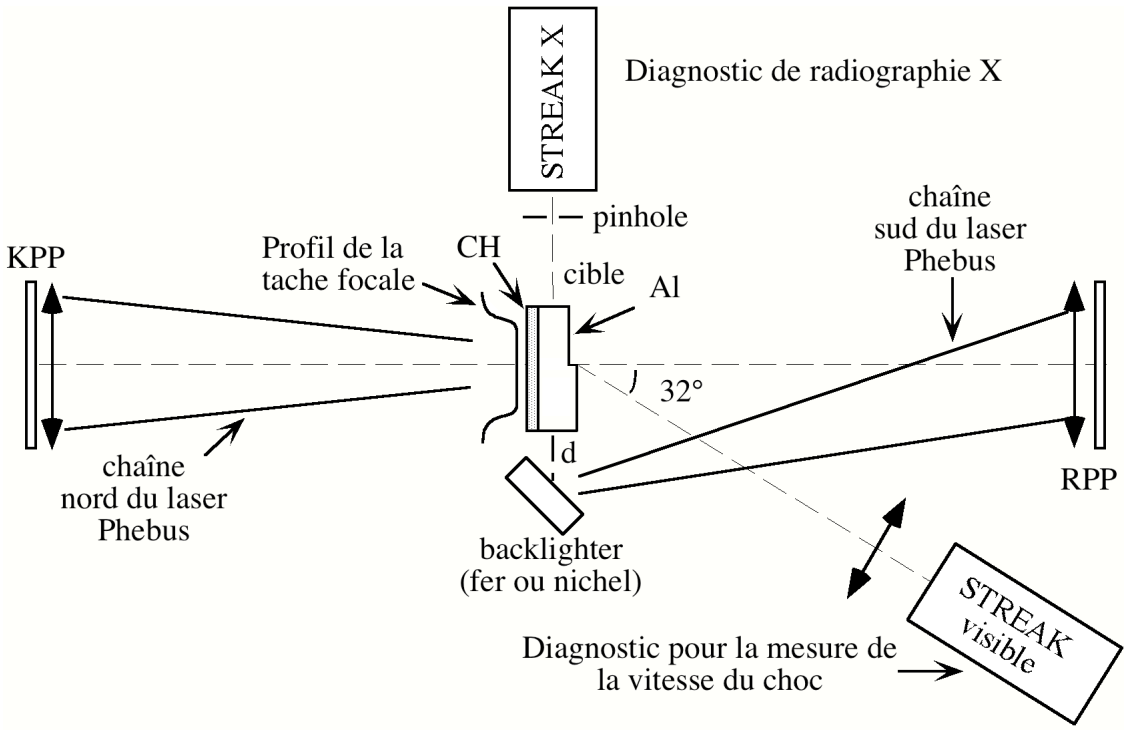


Fig.1*: Dispositif expérimental pour la mesure absolue des équations d'état de matériaux métalliques fortement comprimés.*

Il faut souligner le fait que la résolution spatiale typique d'un diagnostic X soit de l'ordre de 10 μm, nécessite l'utilisation de cibles assez épaisses (qq. dizaines de microns) et oblige par conséquent de disposer d'une impulsion longue et énergétique. Pour cette raison la mesure de la vitesse fluide ne peut pas être réalisée avec le laser du LULI. Le laser Phebus est le seul laser en Europe qui ait les conditions requises pour générer un choc stationnaire sur un temps suffisamment long ($E_{2\omega} \approx 2.5$ kJ durée $\approx$ 3ns). Par ailleurs, afin de minimiser les effets bidimensionnels qui pourraient être importants avec des cibles épaisses, il faudra avoir une tache focale assez grande.

Des simulations avec le code hydrodynamique lagrangien DUED[13] ont aussi été faites pour évaluer les effets bidimensionnels. A cet effet, nous avons réalisé un post-processeur du code DUED capable de simuler les deux diagnostics[14]. Les simulations du diagnostic de radiographie X ont montré un effet d'écrantage de l'interface CH-Al dans la région plane centrale et par conséquent il devient difficile de détecter avec précision le déplacement de l'interface. Ces résultats nous ont obligé à changer la conception de la cible. Nous avons alors suggéré une cible avec, sur les bords, du plastique qui reste transparent même après la compression et empêche la détente de l'aluminium. Dans ce cas, il n'y a aucun matériau opaque entre la source X et l'interface sous choc dont nous voulons détecter le déplacement. Les simulations avec ce type de cible donnent des résultats positifs pour la mesure de la vitesse fluide.

Un autre problème révélé par ces simulations est la légère diminution de la vitesse du choc au cours du temps. Ce problème est probablement dû aux effets géométriques bidimensionnels: plus précisément, lorsqu'on est presque à la fin de l'impulsion laser l'expansion latérale du plasma peut devenir significative. Une solution déjà envisagée consiste à utiliser une impulsion laser temporelle non carrée caractérisée par une rampe linéaire.

Une deuxième expérience, programmée pour janvier 1998, a pour but principal de démontrer la possibilité de déterminer le temps de débouché du choc avec une résolution temporelle de l'ordre de la picoseconde. Avec cette résolution on pourrait alors envisager une précision sur la vitesse du choc de ± 1%. Plus généralement on obtiendrait ainsi une amélioration remarquable de la précision dans la mesure des équations d'état.

Cette expérience repose sur l'utilisation simultanée de deux impulsions délivrées

par la chaîne laser femtoseconde du LULI: une impulsion "chirpé"* non comprimée de 600 ps pour générer l'onde de choc et une impulsion "chirpée" faiblement comprimée d'environ 100 ps comme faisceau sonde. En reprenant la technique proposée par Gold *et al.* [15] nous ferons l'image de la face arrière de la cible sur la fente d'un spectromètre couplé à une caméra CCD. Puisque le faisceau sonde est "chirpé", l'échelle des longueurs d'ondes correspond en fait à une échelle temporelle.

En outre, un deuxième but plus ambitieux, et plus complexe, de cette expérience sera celui de mesurer sur chaque tir la vitesse du choc et la vitesse fluide.

Pour la première quantité, nous utiliserons la technique expliquée et appliquée dans cette thèse basée sur l'utilisation d'une cible avec une marche.

Pour la deuxième quantité, nous nous affranchirons de la contrainte de disposer d'un laser très puissant en utilisant la technique d'interférométrie dans le domaine des fréquences développée par Geindre *et al.* [16]. Dans cette technique, le faisceau sonde passe par un interféromètre de Michelson avant d'atteindre la cible. De la déformation des franges d'interférence, nous pouvons déduire le changement de phase au cours du temps et donc la vitesse fluide. Ce type de mesure a déjà été réalisée par Evans *et al.* [17] en utilisant comme faisceau principal et faisceau sonde un laser femtoseconde Ti-Saphire opérant à 10 Hz. Dans leur cas, le choc généré était fortement non-stationnaire et le changement de phase au cours du temps ne pouvait être mesuré que sur des tirs différents, en supposant l'absence de fluctuations d'énergie d'un tir à l'autre.

Nous avons également plusieurs perspectives à plus long terme liées notamment à l'astrophysique. Ces expériences pourront tirer avantage de la future chaîne laser développée à Bordeaux.

Nous avons déjà programmé pour l'année prochaine des mesures absolues d'équation d'état du carbone dans une série d'expérience prévue au CEA Limeil en collaboration avec le laboratoire LLNL. L'intérêt de ce matériau dans le domaine de l'astrophysique, expliqué succinctement dans l'introduction de cette thèse, est lié à l'étude de l'intérieur de différents planètes comme par exemple Neptune et Uranus. Nous envisageons de réaliser des mesures dans la région comprise entre 2 et 10 Mbar afin de déterminer où se trouve la transition de phase solide-solide prévue dans ce régime de pressions. La zone au dessus de 10 Mbar est également intéressante pour

* Rappelons au lecteur qu'un faisceau "chirpé" est un faisceau dont la fréquence est une fonction lentement variable et monotone du temps.

déterminer la phase du diamant; en effet la transition de phase diamant-liquide n'a jamais été étudiée expérimentalement jusqu'à présent.

Un autre matériau dont l'étude est importante dans le domaine de l'astrophysique est l'hydrogène liquide métallique[18, 19]. La connaissance de ses propriétés électriques est utile pour mieux comprendre les champs magnétiques de Jupiter et Saturne. Afin d'étudier la région du changement de phase hydrogène moléculaire (isolant)-hydrogène atomique (métallique), il est nécessaire de créer une série de chocs pour se rapprocher d'une compression isentropique. Cela est envisageable en utilisant des chocs produits par un faisceau laser avec une impulsion profilée temporellement. Toutefois la mise en oeuvre d'une telle expérience nécessiterait un long travail avec différentes étapes.

Une autre application intéressante d'actualité* est celle de simuler en laboratoire, à l'aide des chocs-laser, des phénomènes comme l'effondrement gravitationnel de certaines étoiles ou les impacts des débris de supernovae avec le plasma interstellaire.

Enfin, un dernier sujet que nous souhaitons aborder est l'étude des équations d'état des matériaux poreux (ou mousses) de Z peu élevé, sujet important dans le cadre des recherches sur la fusion par confinement inertiel. En effet une solution envisagée pour le problèmes de l'"imprinting" (cf. § 4.1) est de recouvrir la coquille par des mousses afin de lisser le faisceau laser[22]. Dans la configuration de l'attaque indirecte les mousses ont été proposées pour remplir la cavité comme alternative à un gaz, afin d'empêcher l'expansion hydrodynamique de la paroi. On comprend donc la nécessité de bien connaître leurs équations d'état. Par ailleurs, lorsqu'on réalise une mesure d'équation d'état avec un matériau à densité *normale*, on ne peut obtenir que des points qui se trouvent sur l'Hugoniot usuelle. Par contre, avec un matériau à très basse densité comme une mousse on peut atteindre des états "exotiques" de la matière, caractérisés par des températures beaucoup plus élevées et des densités moindres que sur une Hugoniot à densité normale. Cela est très intéressant pour l'étude des matériaux.

* Par exemple, un programme d'expériences sur l'étude de l'hydrodynamique des Supernovae a déjà démarré au laboratoire LLNL par le groupe de Remington[20] et par P. Drake et al. [21]

Bibliographie

[1] M. Koenig, B. Faral, A. Benuzzi, D. Batani, S. Bossi & J. M. Boudenne, Phys. Rev. E **50**, R3314 (1994).

[2] M. Koenig, B. Faral, D. Batani, A. Benuzzi, S. Bossi, C. Rémond, J. Perrine, M. Temporal, S. Atzeni & J. M. Boudenne, Phys. Rev. Lett. **74**, 2260 (1995).

[3] A. Benuzzi, T. Löwer, M. Koenig, B. Faral, D. Batani, D. Beretta, C. Danson & D. Pepler, Phys. Rev. E **54**, 2162 (1996).

[4] T. Hall, A.Benuzzi, D. Batani, D. Beretta, S. Bossi, B. Faral, M. Koenig, J. Krishnan, M. Mahdieh & T. Löwer, Phys. Rev. E **55**, R6356 (1997).

[5] D. Batani, S. Bossi, A. Benuzzi, M. Koenig & B. Faral, Laser and Part. Beams **14**, 221 (1996).

[6] D. Batani, M. Koenig, T. Löwer, A. Benuzzi & S. Bossi, Europhysics News **27**, 210 (1996).

[7] M. Koenig, B. Faral, D. Batani, A. Benuzzi & S. Bossi, Il Nuovo Saggiatore **5/6**, (1994).

[8] S. Hüller & K. Eidmann, à paraitre.

[9] Y. T. Lee & R. M. More, Phys. Fluids **27**, 273 (1984).

[10] B. A. Hammel *et al*., Phys. of Fluids B **5**, 2259 (1993).

[11] L. Da Silva, P. Celliers, G. W. Collins, K. S. Budil, N. C. Holmes, A. Ng, T. W. Barbee, B. A. Hammel, J. D. Kelkenny, R. J. Wallace, G. Chiu & R. Cauble, Phys. Rev. Lett. **78**, 483 (1997).

[12] S. Dixit, I. Thomas & M. Rushford, LLNL, ICF Quarterly Report, vol.4, 4 (1994).

[13] S. Atzeni, Comput. Phys. Comm. **43**, 107 (1986).

[14] M. Temporal, S. Atzeni, D. Batani, M. Koenig, A. Benuzzi & B. Faral, soumis à Il Nuovo cimento D (1997).

[15] D. M. Gold, A. Sullivan, R. Sheperd, J. Dunn & R. Stewart, Proceedings of 26th Annual Anomalous Absorption Conference, Fairbanks, Alaska (1996)

[16] J. P. Geindre, P. Audebert, A. Rousse, F. Falliès, J. C. Gauthier, A. Mysyrowicz, A. D. Santos, G. Hammoniaux & A. Antonetti, Optics Lett. **19**, 1997 (1994).

[17] R. Evans, A. D. Badger, F. Falliès, M. Mahdieh, T. Hall, P. Audebert, J. P. Geindre, J. C. Gauthier, A. Mysyrowicz, G. Grillon & Antonetti, Phys. Rev. Lett. **77**, 3359 (1996).

[18] S. T. Weir, A. C. Mitchell & W. J. Nellis, Phys. Rev. Lett. **76**, 1860 (1996).

[19] T. Aoki & J. Meyer-ter-Vehn, Phys. Plasmas **1**, 1962 (1994).

[20] B. A. Remington, J. Kane, R. P. Drake, S. G. Glendinning, K. Estabrook, R. London, J. Castor, R. J. Wallace, D. Arnett, E. Liang, R. McCray, A. Rubenick & B. Fryxell, Phys. Plasmas **4**, 1994 (1997).

[21] P. Drake *et al.*, *Laboratory Simulations of strong shock hydrodynamics in Supernova remnants*, Anomalous Absorption Conference, Vancouver, (1997).

[22] M. Dunee, M. Borghesi, A. Iwase, M. W. Jones, R. Taylor, O. Willi, R. Gibson, S. R. Goldman, J. Mack & G. Watt, Phys. Rev. Lett. **75**, 3858 (1995).

PLAN DE L'APPENDICE:
LE CODE MULTI

A.1 Généralités sur les codes hydrodynamiques

A.2 Le code MULTI

- **A.2.1 L'hydrodynamique**
- **A.2.2 Flux de chaleur et dépôt de l'énergie laser**
- **A.2.3 Transport de rayonnement et traitement multi-groupe**
- **A.2.4 Discrétisation spatiale et description de la cible**
- **A.2.5 Description du laser et de la radiation planckienne**

A.3 Conclusions

Bibliographie

Appendice
Le code MULTI

A.1 Généralités sur les codes hydrodynamiques

Modéliser un écoulement hydrodynamique, c'est résoudre numériquement les équations de la mécaniques des fluides et des milieux continus. Pour résoudre ces équations, on est amené à discrétiser l'espace (en cellules) et le temps, ce qui oblige à choisir un schéma numérique. Deux options s'offrent: le schéma explicite, où on exprime la valeur de la grandeur physique au temps n+1 en fonction de sa valeur au temps n; le schéma implicite, où on exprime la valeur de la grandeur physique au temps n+1 en fonction de ses valeurs aux temps antérieurs et postérieurs. Cette deuxième option est beaucoup plus difficile à mettre en oeuvre, mais est nettement plus stable que la première.

Il existe deux types de codes hydrodynamiques: les codes Eulériens et les codes Lagrangiens. Dans les codes Eulériens, le fluide est décrit dans le référentiel fixe du laboratoire. Les cellules sont donc indéformables, ce qui constitue un grand avantage, en particulier si la dimension du code est supérieure à 1. L'inconvénient majeur de ce type de code est que toutes les grandeurs physiques caractérisant une cellule dépendent des échanges avec l'ensemble des cellules voisines. Dans les codes Lagrangiens, les cellules se déplacent avec le fluide. Ceci entraîne une simplification des équations hydrodynamiques (disparition du terme convectif). En outre, il n'y a pas de flux de matière à l'interface de deux cellules et la compression ou l'expansion de la matière se traduit par une déformation de la cellule. Cette déformation pose des problèmes lorsqu'on veut traiter un problème multidimensionnel.

A.2 Le code MULTI

Nous allons maintenant nous intéresser au code MULTI que nous avons utilisé pour simuler nos expériences. MULTI (pour MULTIgroup radiation transport in MULTIlayer foils) est un code hydrodynamique Lagrangien implicite monodimensionnel avec rayonnement développé au Max Planck Institut für Quantenoptik à Garching par Ramis *et al.* [1] MULTI est un code à un fluide et à deux températures, c'est à dire qu'on suppose que le temps caractéristique d'échange d'impulsion est beaucoup plus court que le temps d'échange d'énergie entre les électrons et les ions. On aura donc une équation pour la conservation de l'impulsion et deux

équations pour la conservation de l'énergie. Les propriétés de la matière (équations d'états, opacités et émissivités) sont introduites dans le code par des tables extérieures (e.g. les tables SESAME). Dans le code les ions sont décrits par une équation d'état du type gaz parfait. Pour nos simulations nous avons utilisé une version du code améliorée par Grandjouan[2] où les ions ne sont plus décrits par une équation de ce type, mais par une équation d'état cohérente avec celle des électrons donnée par une table extérieure, comme les tables SESAME ioniques. D'autres améliorations moins importantes, liées à la souplesse d'utilisation du code, ont été également apportées: par exemple la possibilité de choisir de faire tourner le code avec ou sans le transfert radiatif a été introduite afin de pouvoir mieux déterminer les effets radiatifs sur l'hydrodynamique.

Nous verrons dans la suite quelques caractéristiques de ce code comme l'hydrodynamique, le flux de chaleur, le dépôt laser, le transport de rayonnement, le découpage multi-groupe, les discrétisations spatiales, les descriptions de la cible et du laser. Nous donnerons ici uniquement une brève description de la physique utilisée dans ce code, sans entrer dans des considérations trop techniques sur la conception numérique du programme.

A.2.1 L'hydrodynamique

Les équations à résoudre dans le code sont les équations fluides suivantes qui représentent respectivement la conservation de la masse, de l'impulsion et de l'énergie électronique et ionique:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} = -\rho^2 \frac{\partial V}{\partial m} \qquad [A.1]$$

$$\frac{\partial V}{\partial t} = -\frac{\partial (P_{eth} + P_{ith} + P_{vis})}{\partial m} \qquad [A.2]$$

$$\frac{\partial E_i}{\partial t} = -(P_{ith} + P_{vis}) \frac{\partial V}{\partial m} - \frac{\partial q_i}{\partial m} - \chi(\nu_{ei})(T_i - T_e) \qquad [A.3]$$

$$\frac{\partial E_e}{\partial t} = -P_{eth} \frac{\partial V}{\partial m} - \frac{\partial q_e}{\partial m} - \frac{Q}{\rho} + \frac{S}{\rho} + \chi(\nu_{ei})(T_i - T_e) \qquad [A.4]$$

où V est la vitesse du fluide, ρ la densité, $q_{e/i}$ le flux thermique électronique ou ionique, S représente les autres sources d'énergie (par exemple le laser), $P_{e/ith}$ la pression thermodynamique électronique ou ionique, P_{vis} la pression visqueuse, Q l'énergie

irradiée par unité de volume, $\chi(\nu_{ei})$ est le facteur de couplage dépendant de la fréquence de relaxation électron-ion, $T_{e/i}$ est la température électronique ou ionique, m est la coordonnée de masse Lagrangienne définie par $m(x,t) = \int_{-\infty}^{x} \rho(x',t)\, dx'$.

A.2.2 Flux de chaleur et dépôt de l'énergie laser

Le flux de chaleur ionique est négligé. Le flux de chaleur électronique est calculé comme la moyenne harmonique entre le flux de chaleur classique de Spitzer (Eq. [1.7]) et le flux de chaleur limité (cf. Eq. [1.9]). On peut choisir le facteur f de flux limite en l'introduisant comme paramètre dans la "namelist" du code (fichier où on introduit les paramètres de la simulation).

L'énergie déposée en un point de la couronne est donnée par la différence entre la variation de l'énergie du faisceau incident et la variation de l'énergie du faisceau réfléchi en ce point. Ce dépôt s'effectue sur les électrons par absorption collisionnelle.

A.2.3 Transport de rayonnement et traitement multi-groupe

Le code MULTI prend en compte le rôle du rayonnement dans l'hydrodynamique à travers les équations de conservation de l'énergie électronique et de la quantité de mouvement. Celui-ci joue un rôle prépondérant lorsque le corps est lourd. Le bilan de l'énergie radiative déposée en un point du plasma découle du fait que lorsqu'un paquet de photons, d'énergie $h\nu$, arrive en un point du plasma, celui-ci peut être partiellement absorbé par le milieu. Dans le même temps, d'autres photons peuvent être émis localement. Ce processus est traduit par l'équation de transfert du rayonnement:

$$\left(\frac{1}{c}\frac{\partial}{\partial t} + \Omega.\nabla\right) I(x,\Omega,\nu,t) = \xi(x,\Omega,\nu,t) - \kappa(x,\Omega,\nu,t)\, I(x,\Omega,\nu,t) \qquad [A.5]$$

avec c la vitesse de la lumière, Ω l'angle solide dans une direction donnée des photons, ξ l'émissivité, k le coefficient d'absorption et I l'intensité. Résoudre une telle équation n'est pas simple car l'intensité dépend de quatre variables. C'est pourquoi il est astucieux de découper l'espace des fréquences et celui des directions en un nombre fini de N groupes. Chaque groupe est constitué d'un domaine de fréquence et d'un cosinus directeur. L'intégration de l'équation de transfert sur les fréquences et les directions nous donne alors N équations différentielles ne dépendant plus que de x (ou mieux m) et t. Il ne reste alors plus qu'à résoudre ce système en utilisant les différences finies. Ceci constitue la philosophie du code MULTI. Dans ce code, l'émissivité, l'opacité de Planck

(milieu optiquement épais) et de Rosseland (milieu optiquement mince) ont fait l'objet d'un découpage multi-groupes.

A.2.4 Discrétisation spatiale et description de la cible

Dans un code Lagrangien tel que MULTI, la discrétisation dépend fortement du maillage initial qui va ensuite se déformer au cours du temps. L'utilisateur peut choisir le nombre de cellules qu'il souhaite utiliser (jusqu'à 299 dans la version améliorée). Il peut également choisir un maillage équidistant ou à pas variable. Dans ce dernier cas, le pas de la progression géométrique est fixé par l'utilisateur qui peut mailler très fin la région de son choix en fonction du problème qu'il souhaite modéliser.

MULTI est aussi un code qui permet de traiter les cibles multicouches, c'est à dire constituée de plusieurs matériaux. Chaque couche de la cible est décrite par son épaisseur, le numéro et la masse atomique du matériau qui la constitue et le maillage spatial qui lui est associé. Le problème est alors de raccorder convenablement les différents maillages aux interfaces par conservation de la masse entre la dernière cellule du premier matériau et la première cellule du dernier matériau.

A.2.5 Description du laser et de la radiation planckienne

Un élément important qu'il convient de bien modéliser est le faisceau laser. L'utilisateur doit donc fournir un certain nombre de paramètres au code tels que la fréquence du laser, son flux, la forme de l'impulsion, sa durée et l'instant du maximum du laser. Dans la version améliorée du code, il est possible d'introduire des impulsions différentes, par exemple une impulsion carrée avec une rampe linéaire, gaussienne... ainsi que quatre impulsions décalées temporellement.

Afin de pouvoir simuler la configuration de l'attaque indirecte, il est possible de remplacer le laser par une radiation de Planck dont la température dépend du temps.

A.3 Conclusions

En conclusion on peut affirmer que MULTI est un code bien adapté à la simulation de nos expériences, en particulier à la description de l'évolution des ondes de choc créés soit par laser (attaque directe) soit par un rayonnement de corps noir (attaque indirecte). C'est pourquoi nous l'avons utilisé comme support pour l'interprétation de

nos résultats. A titre d'exemple les figures A1, A2 montrent respectivement l'évolution temporelle et spatiale de la pression et de la densité d'une cible bicouche aluminium-or avec transfert radiatif obtenue avec MULTI.

On peut voir clairement l'onde de choc qui se propage dans l'aluminium ainsi que le processus de désadaptation d'impédance lorsque le choc arrive à l'interface Al-Au. Ici une onde de choc est transmise dans l'or et une onde de choc est réfléchie dans l'aluminium (ces dernières étant caractérisées par la même pression, mais pas par la même densité). Sur la Fig. A1 on peut observer l'onde de détente qui se propage dans l'or, une fois que le choc a débouché en face arrière. Sur la Fig. A2 nous observons en plus l'onde de détente qui remonte dans l'aluminium, après que l'onde réfléchie a atteint l'avant de la cible (côté laser).

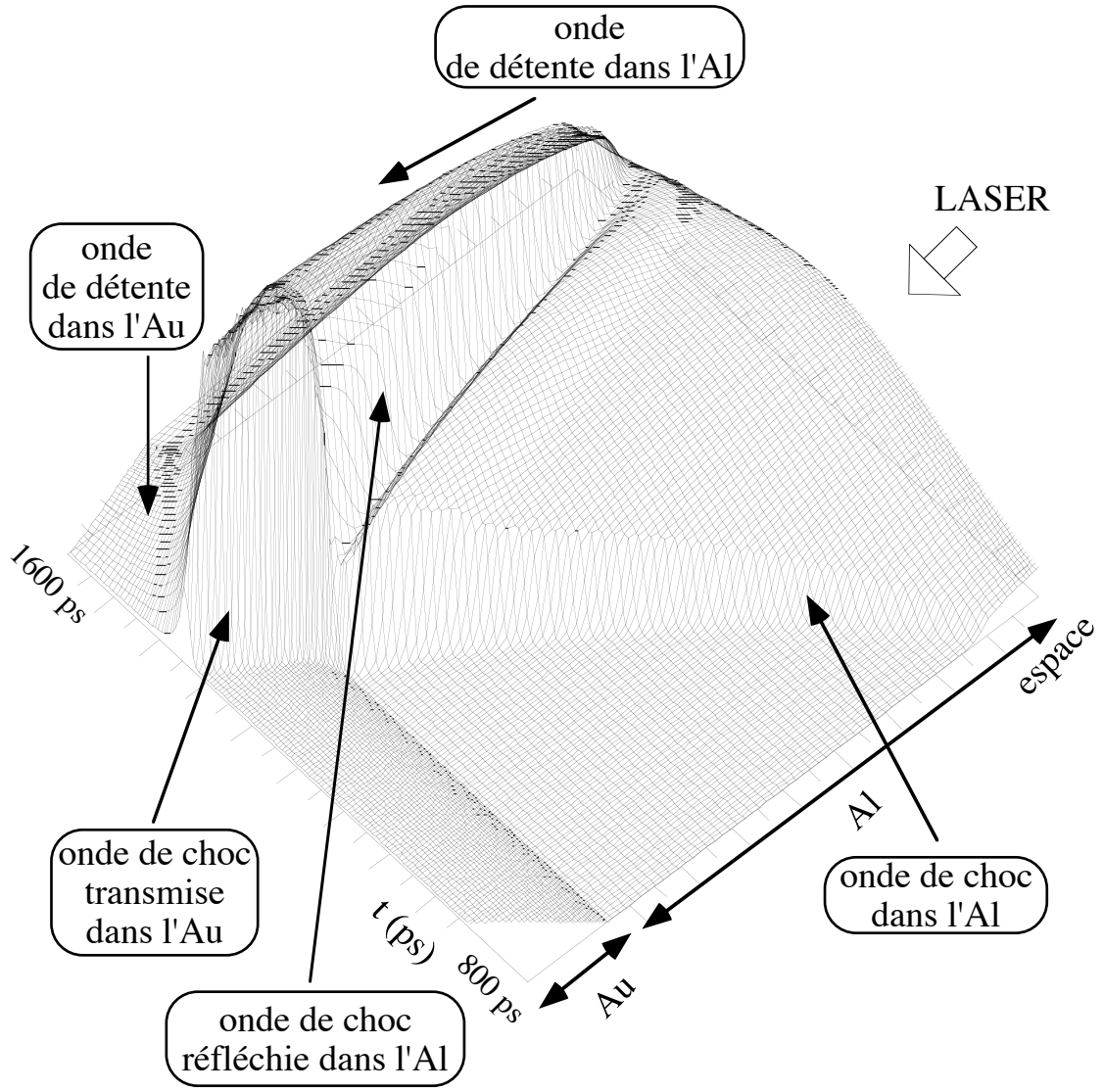


***Fig.A1**: Evolution de la pression pour une cible bicouche aluminium-or (17 µm Al + 3 µm Au) obtenue avec le code MULTI avec transfert radiatif (représentation lagrangienne). La valeur maximale de la pression est 90 Mbar. Les paramètres de la simulation sont: intensité laser I_L = 3 10^{14} W/cm^2; longueur d'onde λ = 0.44 µm, impulsion gaussienne de largeur à mi-hauteur 600 ps et dont le maximum est à 1200 ps.*

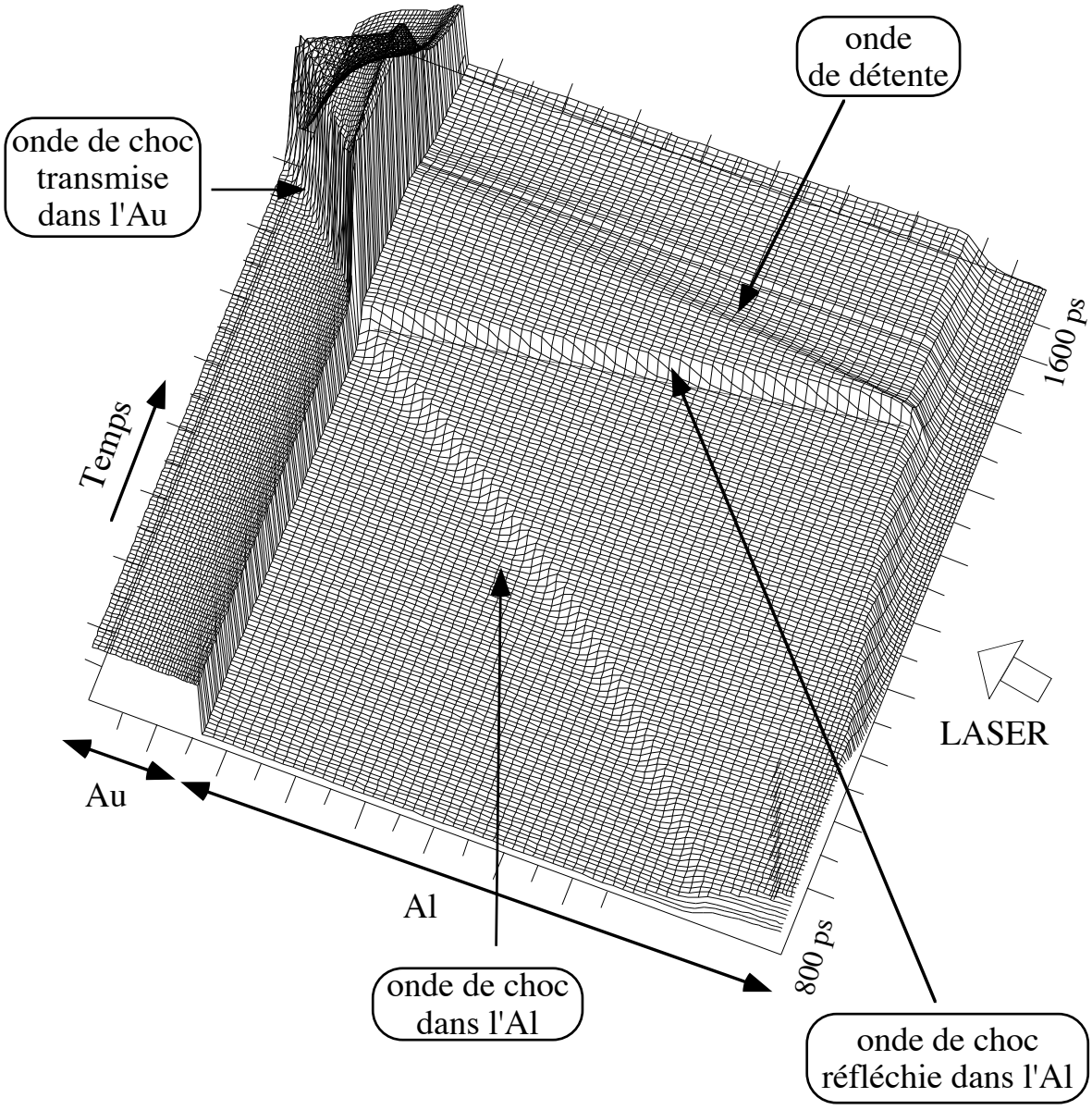


***Fig.A2**: Evolution de la densité pour une cible bicouche aluminium-or (17 µm Al + 3 µm Au) obtenue avec le code MULTI. La valeur maximale de la densité est 72.4 g/cm^3. Les paramètres de la simulation sont: intensité laser I_L = 3 10^{14} W/cm^2; longueur d'onde λ = 0.44 µm, impulsion gaussienne de largeur à mi-hauteur 600 ps et dont le maximum est à 1200 ps.*

Bibliographie

[1] R. Ramis, *et al.*, Comp. Phys. Comm. **49**, 475 (1988).
[2] N. Grandjouan, Communication privée, (1997).