



HAL
open science

Modélisation de la formation d'un plasma par laser dans le contexte de la fusion par confinement inertiel

Adrien Pineau

► **To cite this version:**

Adrien Pineau. Modélisation de la formation d'un plasma par laser dans le contexte de la fusion par confinement inertiel. Physique [physics]. Université de Bordeaux, 2021. Français. NNT : 2021BORD0340 . tel-03550975

HAL Id: tel-03550975

<https://theses.hal.science/tel-03550975>

Submitted on 1 Feb 2022

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

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



THÈSE PRÉSENTÉE
POUR OBTENIR LE GRADE DE
DOCTEUR
DE L'UNIVERSITÉ DE BORDEAUX

ECOLE DOCTORALE SCIENCES PHYSIQUE ET DE L'INGENIEUR
ASTROPHYSIQUE, PLASMAS, NUCLEAIRE

Adrien PINEAU

Modélisation de la formation d'un plasma par laser dans le contexte
de la fusion par confinement inertiel

Sous la direction de : **Hervé JOUIN**
Co-directeur : **Guillaume DUCHATEAU**
Co-encadrant : **Benoît CHIMIER**

Soutenue le 14 décembre 2021

Membres du jury :

Tatiana ITINA	Directrice de recherche, CNRS, LabHC	Rapporteur
Benoît CANAUD	Directeur de recherche, CEA, DIF	Rapporteur
Luc BERGE	Directeur de recherche, CEA, DIF	Président de jury
Stefan HULLER	Directeur de recherche, CNRS, CPhT	Examineur
Patrick MORA	Directeur de recherche émérite, CNRS, CPhT	Examineur
Hervé JOUIN	Professeur, Université de Bordeaux, CELIA	Directeur de thèse
Guillaume DUCHATEAU	Ingénieur-Chercheur, CEA, CESTA	Co-directeur
Benoît CHIMIER	Chargé de Recherche, CNRS, CELIA	Co-encadrant



THÈSE PRÉSENTÉE
POUR OBTENIR LE GRADE DE
DOCTEUR
DE L'UNIVERSITÉ DE BORDEAUX

ECOLE DOCTORALE SCIENCES PHYSIQUE ET DE L'INGENIEUR

ASTROPHYSIQUE, PLASMAS, NUCLEAIRE

Adrien PINEAU

Modélisation de la formation d'un plasma par laser dans le
contexte de la fusion par confinement inertiel

Sous la direction de : **Hervé JOUIN**
Co-directeur : **Guillaume DUCHATEAU**
Co-encadrant : **Benoît CHIMIER**

Soutenue le 14 décembre 2021

Membres du jury :

Tatiana ITINA	Directrice de recherche, CNRS, LabHC	Rapporteur
Benoît CANAUD	Directeur de recherche, CEA, DIF	Rapporteur
Luc BERGE	Directeur de recherche, CEA, DIF	Président de jury
Stefan HULLER	Directeur de recherche, CNRS, CPhT	Examineur
Patrick MORA	Directeur de recherche, CNRS, CPhT	Examineur
Hervé JOUIN	Professeur, Université de Bordeaux, CELIA	Directeur de thèse
Guillaume DUCHATEAU	Ingénieur-Chercheur, CEA, CESTA	Co-directeur
Benoît CHIMIER	Chargé de Recherche, CNRS, CELIA	Co-encadrant

A papi et mamie

Résumé

La fusion par confinement inertiel (FCI) par laser en attaque directe a pour but d'imploser une cible de deutérium-tritium avec un ensemble de faisceaux laser afin de générer des réactions de fusion nucléaire. Pour minimiser l'ablation du combustible lors de l'implosion, la cible est recouverte d'une couche de plastique (généralement du polystyrène qui est un matériau diélectrique), appelée ablateur, d'une dizaine de micromètres d'épaisseur. L'implosion est optimisée par la mise en forme spatiale et temporelle de l'impulsion laser, notamment grâce à une pré-impulsion, d'une centaine de picosecondes. Cependant, l'interaction entre cette pré-impulsion et l'ablateur peut donner lieu à des inhomogénéités spatiales de densité et de pression à la surface de l'ablateur (phénomène d'empreinte laser), menant à des instabilités Rayleigh-Taylor réduisant l'efficacité d'implosion de la cible. En particulier, il a été montré expérimentalement que l'état initial solide de l'ablateur peut amplifier ces inhomogénéités. Par ailleurs, les codes d'hydrodynamique radiative dédiés à la simulation de la FCI supposent que la cible, et notamment l'ablateur, est dans un état plasma initialement.

L'objectif de cette thèse est ainsi de modéliser la transition de l'état solide vers l'état plasma d'un ablateur en polystyrène induite par une pré-impulsion laser caractéristique de la FCI. Pour cela, les variations de la densité d'électrons libres, de la température électronique et de la température du réseau ou des ions lors de l'évolution de l'état de la matière ont été décrites, incluant la fragmentation du polystyrène. L'évolution de la densité électronique repose principalement sur la photo-ionisation, l'ionisation par impact, et la relaxation électronique. L'évolution des températures est régie par l'absorption laser et le transfert d'énergie des électrons vers le réseau ou les ions selon l'état solide ou plasma de l'ablateur. Ces deux processus étant dus aux collisions électroniques, elles ont été décrites en détail. Ce modèle de transition solide-plasma a ensuite été couplé à l'équation d'Helmholtz via la permittivité diélectrique de l'ablateur afin d'introduire une dimension d'espace et de décrire la propagation laser. Les cas d'un ablateur homogène et d'une mousse (permettant de minimiser l'effet d'empreinte laser) ont été étudiés. Les résultats montrent que l'échelle temporelle caractéristique de transition du solide au plasma est de l'ordre de la centaine de picosecondes, ce qui n'est pas négligeable vis-à-vis des échelles de temps de la FCI. On montre également que l'énergie laser transmise dans ces premiers instants pourrait modifier l'état interne de la cible.

Mots-clés : Fusion par confinement inertiel, transition solide-plasma, modélisation, empreinte laser, collisions électroniques

Abstract

Laser direct-drive inertial confinement fusion (ICF) aims at imploding a deuterium tritium target with a large number of laser beams in order to create nuclear fusion reactions. To minimize the fuel ablation, the target is coated with a plastic layer (usually polystyrene which is a dielectric material), named ablator, which its thickness is about several tens of micrometers. The implosion is optimized with the spatial and temporal shaping of the laser pulse, in particular with a pre-pulse which the duration is about one hundred of picoseconds. However, the interaction between this pre-pulse and the ablator can create spatial inhomogeneities of density and pressure at the surface of the ablator (this is the so-called laser imprint process) leading to Rayleigh-Taylor instabilities lowering the efficiency of the target implosion. In particular, it has been shown experimentally that the initial solid state of the ablator can amplify these inhomogeneities. In addition, the hydrodynamic radiative codes dedicated to ICF simulation assume that the target, including the ablator, is in a plasma state initially.

The goal of this thesis is thus to model the transition from the solid state to the plasma state of a polystyrene ablator induced by a laser pre-pulse characteristic of ICF. To do so, the variations of the free electron density and the variations of electron and lattice/ion temperatures are described, including the polystyrene fragmentation. The evolution of the electron density is mainly based on photo-ionisation, impact ionisation and electron recombination. The evolution of the temperatures is driven by the laser absorption and the energy transfer from the electrons to the lattice or the ions depending on the solid or plasma state of the ablator. These two processes are due to electron collisions which are described in detail. This modeling of the solid-to-plasma transition is then coupled to the Helmholtz equation through the dielectric permittivity of the ablator in order to add one spatial dimension and described the laser propagation. The cases of homogeneous ablator and foam (enabling to mitigate the laser imprint) have been studied. The results show that the characteristic timescale of the solid-to-plasma transition is about one hundred of picoseconds which is not negligible compared the timescales of ICF. We also show that the laser energy that is transmitted at the early time could modify the internal state of the target.

Keywords : Inertial confinement fusion, solid-to-plasma transition, modeling, laser imprint, electron collisions

Remerciements

Avant de vous rencontrer c'était simple [...] maintenant c'est passionnant.

Julie Andrieu
Les carnets de Julie

Mes premiers remerciements vont sans hésiter à mes directeurs de thèse, Guillaume Duchateau et Benoît Chimier, sans qui rien de tout cela n'aurait été possible, ainsi qu'à Hervé Jouin pour avoir accepté de reprendre la direction de ma thèse à la suite de complications administratives. Une fois de plus, je ne trouve malheureusement pas les mots pour vous remercier de la manière dont je voudrais et vous dire à quel point je vous suis reconnaissant mais naturellement, je n'en pense pas moins. J'ai énormément appris à vos côtés et j'ai passé trois années formidables. Merci beaucoup.

Je voudrais ensuite remercier Benoît Canaud et Tatiana Itiana pour avoir accepté d'être rapporteurs, Patrick Mora et Stefan Hüller pour avoir accepté d'être examinateurs ainsi que Luc Bergé pour m'avoir fait l'honneur de présider mon jury de soutenance. Il ne fait aucun doute que vos questions, remarques et critiques ont permis d'améliorer la qualité de mon manuscrit. Je suis extrêmement heureux de vous avoir eu comme jury pour ma soutenance de thèse et je pense très sincèrement qu'il aurait été difficile, pour ne pas dire impossible, d'en avoir un meilleur.

Je souhaiterais également remercier l'ensemble des personnes au CELIA pour votre accueil, votre convivialité et votre aide tout au long de ma thèse. En particulier, Xavier, Arnaud et Vladimir pour votre disponibilité et vos réponses éclairées à toutes les questions que j'ai pu avoir à propos de la physique des plasmas ou de la FCI, Rachel pour ton aide précieuse sur la programmation et la parallélisation, Richard et Gaétan pour votre disponibilité par rapport aux problèmes informatiques ainsi que Sonia et Céline pour votre soutien logistique. Sur ce dernier point, je souhaiterais également remercier Laurent au CESTA pour ta disponibilité. Enfin, je souhaiterais remercier Suxing au LLE pour tes précieux conseils et ta disponibilité tout au long de ma thèse.

Une thèse ne pouvant se faire sans un soutien psychologique indéfectible, je souhaiterais aussi remercier tous mes amis pour votre soutien, vos encouragements et tous les moments passés ensemble. Tout d'abord, un grand merci à mes amis de toujours, Gaétan et Jérôme, qui m'ont toujours soutenu et encouragé (et accessoirement supporté), qui ont répondu présent lorsque j'en avais besoin, et ce depuis qu'on s'est connu lorsqu'on avait trois ans, et qui continuent de le faire. Je remercie également mes amis de Jonzac et de "ses alentours", Justin, Ophélie, Océane, Chloé, Doriane,

Rémy, Fanny et Angèle. Je remercie aussi mes amies de Paris, Alice, Lili et Linda, qui m'ont soutenu et encouragé malgré la distance. Je remercie également mes amis de Bordeaux, Bruno et Léa, pour tous les bons moments qu'on a passé sur ou en dehors des terrains de basket. Enfin, je souhaiterais remercier la team *#jparpatar* du CELIA, Romain, Thibault, Victorien, Paul & Paul, Diego, Julien, Erwan, Léo, Pauline, Guilhem, Dimitri, Arthur et Kévin. Merci pour tous ces moments passés que ce soit au labo (parfois jusqu'à la fermeture pendant cette période pleine de vie, de joie, de légèreté et de paix intérieure absolue qu'est la rédaction), aux restaurants (gros big up au Yamato), dans les bars (Balthazar > Excale les rageux), sur Discord (merci Steam et tout particulièrement Ark, Warhammer et Among Us pour nous avoir aidé à nous retrouver ensemble malgré le covid), et où que ce soit en fait de manière générale.

Pour finir, je souhaiterais remercier tout naturellement ma famille pour votre soutien total et vos innombrables encouragements. Une pensée toute particulière pour toi mamie qui, je me laisse oser espérer, a pu pendant ma thèse et continue de me suivre d'où que tu sois.

A tous, merci du fond du cœur et j'espère vous revoir très bientôt.

Table des matières

Résumé	i
Abstract	iii
Remerciements	v
Table des matières	vii
Introduction	1
1 De la fusion par confinement inertiel à la transition solide-plasma	5
1.1 Contexte historique	7
1.2 Différents schémas d'attaque	8
1.3 Principe général de la FCI en attaque directe	9
1.4 Les principaux obstacles	14
1.5 Empreinte laser	17
1.5.1 Mécanismes physiques impliqués dans l'empreinte laser	18
1.5.1.1 Formation des modulations	19
1.5.1.2 Amplitude initiale des perturbations	19
1.5.1.3 Amplification des modulations	21
1.5.2 Réduction de l'empreinte laser	21
1.5.2.1 Optimisation des lasers	22
1.5.2.2 Optimisation des cibles	26
1.6 Importance de la transition solide-plasma	30
1.7 Synthèse	32
2 Etat de l'art	33
2.1 Phénoménologie de la transition solide-plasma	36
2.2 Dynamique électronique	37
2.2.1 Cas du matériau diélectrique	38
2.2.1.1 Photoionisation induite par laser	40
2.2.1.2 Ionisation par impact	43
2.2.1.3 Recombinaison électronique	45

2.2.2	Cas des molécules et atomes	47
2.2.2.1	Photoionisation induite par laser	48
2.2.2.2	Ionisation par impact électronique	51
2.2.2.3	Recombinaison électronique	53
2.2.2.4	Dissociation moléculaire	54
2.3	Chauffage de l'ablateur	55
2.3.1	Absorption laser	56
2.3.2	Collisions des électrons : transfert d'impulsion	56
2.3.2.1	Collisions électron-phonon	57
2.3.2.2	Collisions électron-neutre	65
2.3.2.3	Collisions électron-ion	67
2.3.3	Collisions des électrons : transfert d'énergie	70
2.3.3.1	Collisions électron-phonon	70
2.3.3.2	Collisions électron-ion	70
2.3.4	Equations d'état	71
2.3.4.1	Premier principe de la thermodynamique	72
2.3.4.2	Equation d'état du polystyrène	73
2.3.4.3	Equation d'état des électrons	75
2.3.4.4	Equation d'état des neutres	76
2.3.4.5	Equation d'état des ions	77
2.4	Propagation du laser	78
2.4.1	Equations de propagation	78
2.4.2	Méthode de résolution	80
2.4.3	Expression des champs électrique et magnétique	82
2.4.4	Relations de passages aux interfaces	84
2.4.5	Matrices de transfert	85
2.4.6	Coefficient de réflexion et transmission	86
2.4.7	Cas particulier : le matériau homogène	87
2.5	Synthèse	89
3	Modélisation de la transition solide-plasma	91
3.1	Modèle M19	94
3.1.1	Description du modèle	94
3.1.1.1	Dynamique électronique	94
3.1.1.2	Chauffage de l'ablateur	96
3.1.2	Résultats	99
3.1.2.1	Caractérisation de la transition solide-plasma	100
3.1.2.2	Influence de l'ionisation par impact	102
3.1.2.3	Temps caractéristique de la transition solide-plasma	103
3.1.3	Limites du modèle	105

3.2	Modèle M21	106
3.2.1	Modèle	106
3.2.1.1	Fragmentation chimique du polystyrène	106
3.2.1.2	Dynamique électronique	111
3.2.1.3	Chauffage de l'ablateur	116
3.2.2	Résultats	121
3.2.2.1	Evolution temporelle des densités et températures	122
3.2.2.2	Temps caractéristique de transition	132
3.2.2.3	Comparaisons des modèles	136
3.2.2.4	Loi d'échelle de la pression en fonction de l'intensité	140
3.2.2.5	Couplage et dégénérescence	145
3.2.2.6	Influence de l'hydrodynamique et de la diffusion	151
3.3	Synthèse	156
4	Couplage à la propagation laser	159
4.1	Description du couplage entre la propagation laser et le modèle M19	162
4.2	Ablateur standard	164
4.2.1	Caractérisation spatiale de la transition solide-plasma	166
4.2.2	Caractérisation temporelle de la transition solide-plasma en face avant et face arrière	172
4.2.3	Réflexion, transmission, absorption	175
4.3	Mousses	178
4.3.1	Mousses régulières	179
4.3.1.1	Transmission d'une mousse	179
4.3.1.2	Influence de la taille des parois	182
4.3.1.3	Influence de la taille des pores	189
4.3.1.4	Influence de la taille totale de la mousse	191
4.3.1.5	Comparaison avec un milieu homogène	196
4.3.2	Mousses irrégulières	198
4.4	Conséquences de la transition solide-plasma de l'ablateur sur le DT solide et influence des mousses	200
4.5	Synthèse	203
	Conclusions et perspectives	205
	A Absorption collisionnelle	209
	B Modes propres du polystyrène	213
	C Fréquences de collision électron-phonon	217
	C.1 Phonons acoustiques	219

C.2	Phonons optiques	220
D	Transfert d'énergie électron-phonon	221
D.1	Transfert d'énergie électron-phonon acoustique	222
D.2	Transfert d'énergie électron-phonon optique	224
E	Grandeurs thermodynamiques des électrons	227
E.1	Potentiel chimique	228
E.2	Capacité thermique	230
E.3	Potentiel chimique effectif	231
F	Logarithme coulombien	233
G	Approximations des densités en fonction des températures	237
G.1	Calcul de la dynamique électronique	238
G.2	Densité totale	238
G.3	Densité d'électrons	239
G.4	Densité d'ions	241
	Liste des publications et des présentations	243
	Bibliographie	247

Introduction

Tout comme le froid le plus âpre venait de Niflheimr, tout ce qui était orienté vers le monde de Múspell était brûlant et clair, mais dans Gin-nungagap, c'était comme un constant temps doux, et alors le courant brûlant rencontra le givre, en sorte que cela fondit et dégoutta, et de ces gouttes d'eau froide jaillit la vie par la force qui provoquait la chaleur brûlante, et cela devint une figure humaine, et il s'appela Ymir

Edda de Snorri - Gylfaginning
Snorri Sturluson

La fusion par confinement inertiel (FCI) qui correspond au contexte de cette thèse a pour objectif d'utiliser des lasers pour faire imploser une cible dans le but d'atteindre les conditions de pression et de température nécessaires pour générer des réactions de fusion nucléaires [1]. Les lasers couramment utilisés sont constitués d'une impulsion principale ayant une durée d'une dizaine de nanosecondes et une intensité d'environ 10^{15} W.cm⁻². Cette impulsion principale est précédée de plusieurs pré-impulsions communément appelées *pickets* par anglicisme ayant une durée typique d'une centaine de picosecondes et une intensité d'environ 10^{14} W.cm⁻² [2]. La cible, dont la taille typique est de l'ordre du millimètre, est classiquement un mélange de deutérium et de tritium contenu dans un micro-ballon en plastique, qui est un matériau diélectrique et qui est généralement du polystyrène, appelé ablateur [3, 4]. L'interaction du premier *picket* avec la cible va faire passer l'ablateur de l'état solide initial à l'état plasma. Le plasma en surface va se détendre et un choc va être généré dans l'ablateur initiant l'implosion de la cible. Cependant, le profil spatial du laser n'est pas parfaitement homogène mais comporte localement des sur-intensités couramment appelées *speckles* par anglicisme. Ces *speckles* vont induire des inhomogénéités de densités à la surface de l'ablateur affectant la détente du plasma et les chocs dans ce dernier car l'ablation du polystyrène sera plus importante là où le laser est plus intense. C'est le phénomène d'empreinte laser [5]. Ces inhomogénéités de densités peuvent être ensuite amplifiées lors de l'implosion de la cible par des instabilités hydrodynamiques ce qui va nuire à l'efficacité de l'implosion [6, 7, 8]. Il apparaît alors nécessaire de décrire précisément l'ensemble des processus physiques impliqués dans le phénomène d'empreinte laser afin de pouvoir trouver les solutions permettant de le minimiser voire de le supprimer.

Pour pouvoir trouver ces solutions, des simulations reproduisant l'implosion de la cible induite par les lasers sont réalisées avec des codes d'hydrodynamique radiative qui reposent sur un certain nombre d'hypothèses. En particulier, ces codes numériques supposent que l'ablateur est initialement à l'état plasma et opaque. Ils négligent donc le comportement solide initial de l'ablateur et sa transition solide-plasma induite par le laser. En négligeant le comportement solide initial, ils ne

prennent pas non plus en compte le phénomène de *shinethrough* qui correspond à la propagation du laser à l'intérieur de la cible durant les premiers instants d'interaction car l'ablateur en polystyrène est initialement transparent [9]. Or, il a été suggéré récemment lors de la comparaison des fluctuations des vitesses de chocs dans l'ablateur obtenues numériquement à celles observées expérimentalement que la transition solide-plasma pouvait avoir une influence sur la formation et la propagation des chocs à travers l'ablateur et donc sur l'implosion de la cible [10]. En effet, les résultats des simulations n'ont été en accord avec les observations expérimentales seulement après une modification *ad hoc* de la modélisation de l'énergie laser absorbée dans les codes numériques pour rendre compte de la transition solide-plasma. Dès lors, il apparaît nécessaire de disposer d'un modèle décrivant la transition solide-plasma de l'ablateur pour pouvoir l'inclure dans les codes hydrodynamiques radiatifs dédiés à la FCI.

Ainsi, cette thèse a pour but de modéliser la transition solide-plasma induite par laser d'un ablateur en polystyrène. Cette modélisation est destinée à être ensuite implémentée dans les codes hydrodynamiques radiatifs. Afin de présenter les travaux réalisés dans ce but, ce manuscrit est composé de quatre chapitres organisés de la manière suivante :

- Chapitre 1 : il revient en détail sur le contexte de cette thèse et est organisé à la manière de poupées russes. Après un bref rappel historique de la FCI, nous présentons son principe général puis les obstacles actuels avec notamment l'empreinte laser que l'on décrit dans le détail ainsi que les techniques qui existent à l'heure actuelle permettant de le réduire. Nous développons enfin les raisons qui font que la transition solide-plasma apparaît aujourd'hui comme un processus nécessaire à prendre en compte.
- Chapitre 2 : il donne une vue d'ensemble des processus physiques et chimiques nécessaires à la description de la transition solide-plasma. Les processus les plus importants à prendre en compte sont tout d'abord identifiés dans une phénoménologie de la transition solide-plasma. Il apparaît qu'ils sont au nombre de trois : ce sont la génération d'électrons libres, le chauffage de l'ablateur et la propagation du laser dans l'ablateur et les théories décrivant chacun de ces trois processus sont ensuite présentées.
- Chapitre 3 : il présente deux modèles décrivant la transition solide-plasma en prenant en compte la génération d'électrons libres et le chauffage de l'ablateur. Le premier modèle, que je n'ai pas développé mais que je me suis néanmoins réapproprié en y apportant quelques légères modifications, pose les bases de la modélisation de la transition solide-plasma. Le deuxième modèle, que j'ai développé pendant ma thèse, s'appuie sur le premier et représente en ce sens une version améliorée de la modélisation de la transition solide-plasma. Certains processus physiques pris en compte dans le premier modèle voient leur

description améliorée et de nouveaux processus physiques et chimiques sont pris en compte.

- Chapitre 4 : il présente les résultats obtenus lorsque la propagation du laser est désormais prise en compte. Deux cas distincts sont étudiés. Le premier cas correspond à l'étude de la transition solide-plasma induite par un laser se propageant dans un ablateur homogène, c'est-à-dire entièrement constitué de polystyrène, ce qui correspond à un ablateur standard. Le deuxième cas correspond à l'étude de la transition solide-plasma induite par un laser se propageant dans une mousse, c'est-à-dire un milieu inhomogène constituée d'une alternance de parois en polystyrène et de pores vides. L'intérêt porté aux mousses vient du fait qu'elles se révèlent être une piste prometteuse pour réduire l'empreinte laser.

Enfin, l'ensemble des résultats dressés au cours de cette thèse sont résumés dans la conclusion où des perspectives de ces travaux sont proposées. Différentes annexes viennent compléter ce manuscrit fournissant principalement les démonstrations mathématiques d'expressions présentées dans les Chapitres 2 et 3.

Chapitre 1

De la fusion par confinement inertiel à la transition solide-plasma

Si sauvage qu'elle soit par nature, la guerre reste liée à la chaîne des faiblesses humaines ; et personne ne sera donc surpris par la contradiction qui apparaît ici, l'homme cherche et crée le danger tout en le redoutant.

De la guerre
Karl Von Clausewitz

Sommaire

1.1	Contexte historique	7
1.2	Différents schémas d'attaque	8
1.3	Principe général de la FCI en attaque directe	9
1.4	Les principaux obstacles	14
1.5	Empreinte laser	17
1.5.1	Mécanismes physiques impliqués dans l'empreinte laser	18
1.5.1.1	Formation des modulations	19
1.5.1.2	Amplitude initiale des perturbations	19
1.5.1.3	Amplification des modulations	21
1.5.2	Réduction de l'empreinte laser	21
1.5.2.1	Optimisation des lasers	22
1.5.2.2	Optimisation des cibles	26
1.6	Importance de la transition solide-plasma	30
1.7	Synthèse	32

Objectif et organisation du chapitre

La transition solide-plasma d'un ablateur en polystyrène induite par laser s'inscrit dans le contexte général de la fusion par confinement inertiel (FCI) par laser en attaque directe. Le but de ce chapitre est de replacer la transition solide-plasma par rapport à ce contexte général qu'est la FCI. Il est ainsi organisé à la manière de poupées russes en partant du cadre général de la FCI pour amener progressivement la problématique de la transition solide-plasma. Nous commencerons tout d'abord par rappeler très brièvement le contexte historique de la FCI dans la Section 1.1. La FCI pouvant se faire suivant différents schémas d'attaque, ces schémas seront présentés dans la Section 1.2. La Section 1.3 sera consacrée à la présentation du principe général de la FCI par laser en attaque directe, cadre dans lequel cette thèse s'inscrit. Les principaux obstacles existants à l'heure actuelle pour ce schéma d'attaque seront présentés dans la Section 1.4. La section 1.5 sera consacrée à l'étude de l'empreinte laser qui représente un de ces challenges. Enfin, la transition solide-plasma, qui est un des processus physiques impliqués dans l'empreinte laser, sera présentée dans la Section 1.6. La Section 1.7 clora ce chapitre en résumant les éléments importants qui y auront été présentés.

1.1 Contexte historique

La recherche en FCI a toujours été liée à la recherche militaire car elle a des applications dans le domaine de la défense et plus précisément dans le domaine de la dissuasion nucléaire [11, 12]. En effet, ce qui se passe lors d'une expérience de FCI est globalement similaire à ce qui se passe au coeur d'une bombe thermonucléaire. Cependant, la FCI a également des applications dans le civil notamment dans le domaine de l'astrophysique de laboratoire [13, 14, 15, 16] ainsi que dans le domaine de la production d'énergie [17, 18, 19, 20, 21] et constitue en ce sens une méthode alternative à la fusion par confinement magnétique qui est l'autre voie principale envisagée pour faire de la fusion nucléaire sur Terre [22].

Les premiers travaux sur la fusion nucléaire remontent aux débuts des années 1920 dans le domaine de la recherche fondamentale et aux débuts des années 1940 avec le développement des armes thermonucléaires [23] (le premier essai au monde d'une arme thermonucléaire est réalisé par les Etats-Unis le 1er novembre 1952 sous le nom de code *Ivy Mike*). La fusion dans les armes thermonucléaires est toutefois déclenchée par une bombe à fission et correspond de plus à une fusion nucléaire non contrôlée. Il faudra attendre le début des années 1960 pour que s'impose l'utilisation de lasers afin de déclencher une fusion thermonucléaire contrôlée marquant ainsi le début de la FCI. On pourra noter les travaux de Kidder, Nuckolls et Colgate aux Etats-Unis [1, 24] ainsi que ceux de Sakharov, Basov et Krokhin en URSS [25, 26]. Cependant, ces travaux restent secrets aussi bien dans le bloc de l'Ouest que dans le bloc de l'Est et il faudra attendre le début des années 1970 pour qu'une déclassification soit entamée avec la présentation de Basov en 1971 [24] et la publication d'un article dans *Nature* par Nuckolls *et al* [1]. Aux débuts des années 1980, l'approche actuellement qualifiée de standard et qui sera présentée dans la Section 1.2 était déjà clairement définie et les principales difficultés identifiées.

Depuis, des progrès considérables ont été accomplis notamment grâce à la montée en puissance des supercalculateurs (leur puissance est passée de 1 GFlop/s en 1984 [27] à 440 PFlop/s en 2020 [28], soit une multiplication par un facteur 400 000 000 de la puissance des supercalculateurs en moins de 40 ans). Les supercalculateurs ont en effet permis de simuler de manière toujours plus précise les processus physiques de la FCI. Cependant, des efforts doivent encore être faits, l'ignition, seuil à partir duquel on récupère plus d'énergie que ce qu'on injecte, n'étant toujours pas atteinte à l'heure actuelle. On pourra notamment mentionner l'échec de l'US National Ignition Campaign (NIC) en 2012 qui n'est pas parvenue à atteindre l'ignition sur le NIF [29, 30], cette campagne résultant pourtant d'une collaboration entre le Lawrence Livermore National Laboratory (LLNL), le Los Alamos National Laboratory (LANL), le Sandia National Laboratory (SNL), General Atomics (GA), le Laboratory for Laser Energetics (LLE) et le Plasma Science for Fusion Center

du Massachusetts Institute of Technology (MIT) à laquelle le Naval Research Laboratory (NRL), le Commissariat à l’Energie Atomique et aux Energies Alternatives (CEA) et l’Atomic Weapons Establishment ont également contribué [31]. Pour autant, cet échec n’a pas marqué la fin de la FCI. La preuve en est de l’expérience conduite sur le NIF le 8 août 2021 où une énergie de 1.3 MJ a été produite par les réactions de fusion nucléaire, soit environ 70% de l’énergie laser injectée qui était de 1.9 MJ [32]. Bien que l’ignition ne fût pas atteinte, cette expérience marque une nouvelle étape.

1.2 Différents schémas d’attaque

La FCI a pour but de comprimer à l’aide de lasers une cible sphérique qui est un micro-ballon en plastique, généralement du polystyrène, rempli d’un mélange de deutérium et de tritium pour atteindre les conditions en température et densité nécessaires à la génération de réactions de fusion nucléaire. L’approche standard de la FCI repose aujourd’hui principalement sur deux schémas d’attaque :

- l’attaque directe où les lasers sont directement focalisés sur la cible pour la comprimer
- l’attaque indirecte où les lasers sont focalisés sur un *holraum*, une cavité constituée d’un matériau à numéro atomique élevé comme de l’or par exemple, convertissant l’énergie laser en un rayonnement X qui permettra ensuite de comprimer la cible

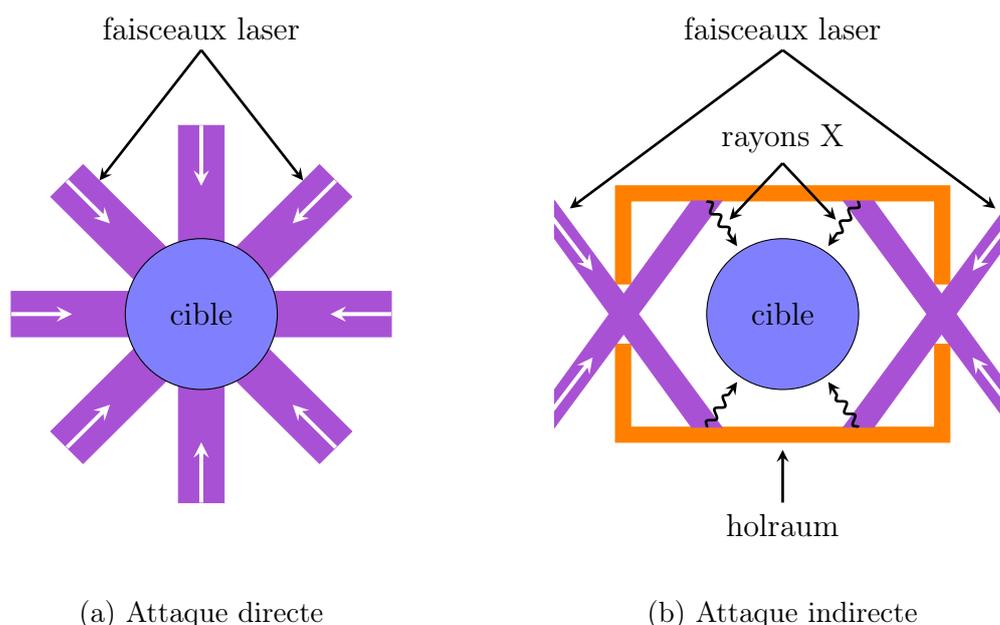


FIGURE 1.1 – Les deux schémas d’attaque de la FCI.

Ces deux schémas d'attaque sont illustrés sur la Figure 1.1. L'attaque indirecte a l'avantage de permettre une compression de la cible plus uniforme que l'attaque directe, la cible "baignant" dans le rayonnement X. Cependant, elle a l'inconvénient d'induire une énergie totale absorbée par la cible plus faible que pour l'attaque directe car une partie de l'énergie laser est perdue lors de sa conversion en rayonnement X. Ces deux schémas ont fait l'objet d'un très grand nombre de travaux de recherches. On peut noter l'article de revue de Lindl [3] publié en 1995 et celui de Craxton *et al* [4] publié en 2015 qui donnent un résumé de nos connaissances sur la FCI respectivement en attaque indirecte et en attaque directe.

En plus de ces deux schémas d'attaque, deux méthodes d'allumage, qui correspondent à la génération des premières réactions de fusion nucléaire, ont été développées [33]. Ces deux méthodes sont :

- l'allumage rapide qui consiste à comprimer une cible avec un premier laser puis à l'allumer en chauffant le centre de la cible avec un deuxième laser plus court et beaucoup plus intense que le premier, de type PETAL par exemple [34, 35, 36]
- l'allumage par choc qui consiste à comprimer une cible avec un premier laser puis à l'allumer en augmentant la pression à l'intérieur de la cible grâce à un choc formé par un deuxième laser plus court et plus intense que le premier [37, 38, 39]

A la différence des schémas conventionnels d'attaque directe et d'attaque indirecte où la compression et le chauffage de la cible sont obtenus à l'aide d'un seul et même laser, deux lasers différents sont utilisés dans les schémas d'allumage rapide et d'allumage par choc [33]. Ceci permet de diminuer l'énergie qui doit être apportée par le premier laser mais le deuxième laser doit être très intense, entre 10^{15} W.cm⁻² et 10^{19} W.cm⁻². L'attaque indirecte, l'allumage rapide et l'allumage par choc ne seront pas détaillées davantage, nous nous limitons à mentionner leur existence et expliquer très brièvement leur principe, car cette thèse s'inscrit dans le contexte de la FCI en attaque directe dont le principe général est détaillé dans la section suivante.

1.3 Principe général de la FCI en attaque directe

Cette section a pour but de présenter le principe général de la FCI en attaque directe, cadre dans lequel s'inscrit cette thèse. Comme expliqué précédemment, ce schéma d'attaque consiste à focaliser un ensemble de faisceaux laser sur une cible afin de la comprimer pour atteindre les conditions de température et de densité nécessaires pour générer des réactions de fusion nucléaire. La Figure 1.2 montre le schéma d'une cible et le profil temporel d'intensité d'un laser utilisés sur le la-

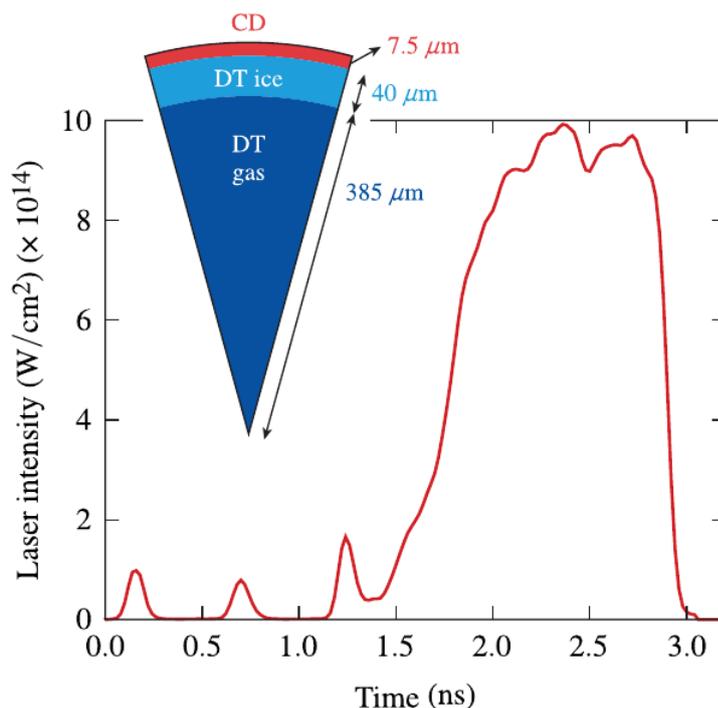
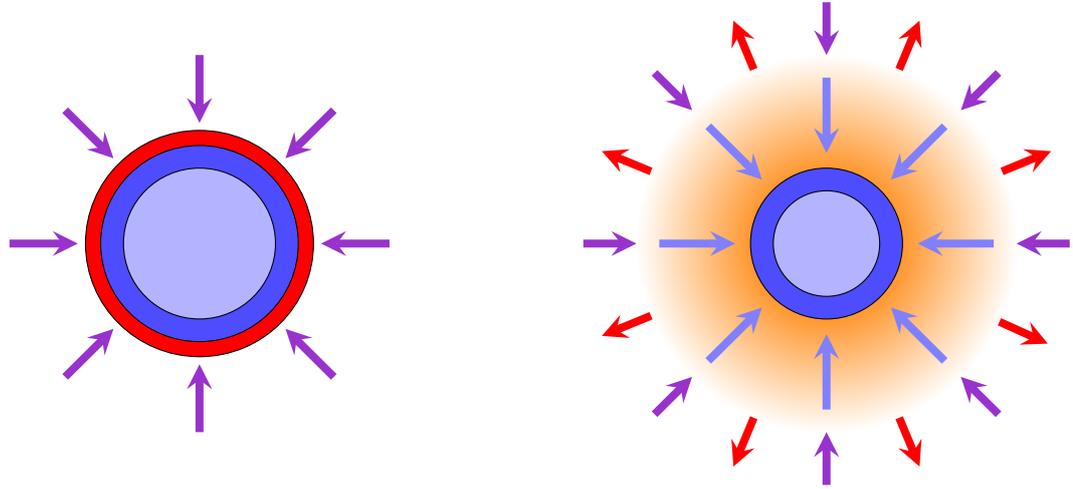


FIGURE 1.2 – Schéma d’une cible et profil de l’intensité laser exprimée en 10^{14} $\text{W}\cdot\text{cm}^{-2}$ en fonction du temps exprimé en ns. CD représente l’ablateur, DT ice correspond au DT cryogénique solide et DT gas au DT gazeux. Cette cible et ce laser sont typiques de ceux employés dans les expériences de FCI en attaque directe au LLE. Cette figure correspond à la Figure 7 de l’article de S. X. Hu *et al* [40].

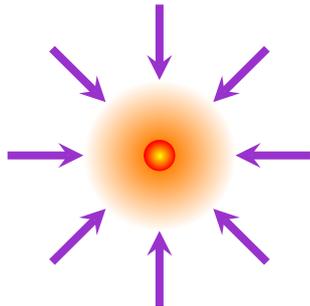
ser OMEGA. Ce laser situé au Laboratory for Laser Energetics (LLE) à Rochester aux Etats-Unis est dédié à la FCI en attaque directe. Le profil temporel laser est composé de trois pré-impulsions, communément appelées *pickets*, d’une centaine de picosecondes chacune, précédant une impulsion principale qui a une durée d’une dizaine de nanosecondes. L’intensité des *pickets* est d’environ 10^{14} $\text{W}\cdot\text{cm}^{-2}$ tandis qu’elle est d’environ $\times 10^{15}$ $\text{W}\cdot\text{cm}^{-2}$ pour l’impulsion principale. Ces *pickets* permettent d’augmenter ainsi la compressibilité de la cible grâce à la génération de plusieurs chocs dans la cible [41, 42, 43] et grâce à la diminution de l’adiabat α [44], grandeur qui caractérise l’entropie de la cible. Il est important d’avoir un adiabats le plus faible possible, il a notamment été montré que l’énergie minimum pour allumer la cible E_{min} évolue comme $E_{min} \propto \alpha^{1.88}$ [45, 46]. De nos jours, ces *pickets* font partie intégrante des impulsions lasers des grandes installations telles que le NIF ou OMEGA [2, 47, 48]. Ces *pickets* étant les premières impulsions laser avec lesquelles la cible interagit, leurs profils devront être les plus lisses possibles afin de minimiser l’empreinte laser. La cible est quant à elle typiquement constituée d’une coquille de deutérium-tritium (DT) cryogénique à l’état solide remplie de DT gazeux et recouverte d’une fine couche de plastique appelée ablateur, le plastique étant du

polystyrène dans beaucoup de design de cibles. Cet ablateur est donc un matériau diélectrique et a une taille typique de l'ordre de la dizaine de micromètres, la taille totale de la cible étant de l'ordre du millimètre.

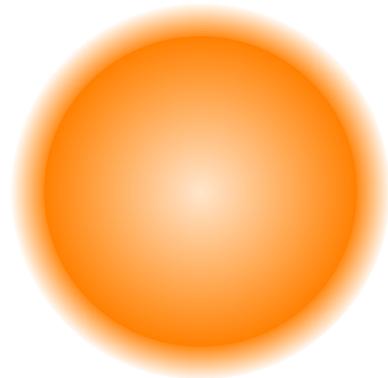


(a) Absorption du laser par l'ablateur et génération des chocs

(b) Expansion de l'ablateur et compression de la cible



(c) Formation du point chaud et allumage du DT



(d) Combustion du DT et explosion de la cible

FIGURE 1.3 – Les quatre grandes étapes de la FCI en attaque directe. Les anneaux rouge, bleu foncé et bleu clair représentent respectivement l'ablateur, le DT solide et le DT gazeux. L'anneau orange représente le plasma en expansion. La bille jaune-orange représente le point chaud. Les flèches violettes représentent les faisceaux laser, les flèches rouges représentent l'expansion du plasma et les flèches bleues représentent la compression de la cible.

Quatre grandes étapes, illustrées sur le Figure 1.3, peuvent être identifiées lors de l'imlosion d'une cible en attaque directe :

- l'absorption du laser par l'ablateur et la génération de choc

- la compression de la cible due à l'expansion de l'ablateur
- la formation d'un point chaud conduisant à l'allumage de la cible
- la combustion du DT et l'explosion de la cible

Au début de l'interaction entre le laser et la cible, l'ablateur va absorber l'énergie du laser, voir Figure 1.3 (a), ce qui va conduire à une augmentation de sa température le faisant passer de l'état solide à l'état plasma. Ce chauffage va induire une augmentation de la pression et le plasma se trouvant en surface de l'ablateur va se détendre. Ce chauffage va également induire l'excitation d'ondes sonores ce qui va créer un choc dans l'ablateur, c'est la séparation hydrodynamique [49]. Trois surfaces délimitant quatre zones caractéristiques vont alors apparaître comme illustré sur la Figure 1.4. La première est la surface critique caractérisée par une densité électronique n_e égale à la densité critique n_{cr} correspondant à la densité maximale d'électrons pour laquelle un laser peut se propager. La deuxième est le front d'ablation marquant le début de la diminution de la densité électronique due à l'expansion du plasma. La troisième est le front de choc correspondant au front de propagation du choc alimenté par le chauffage laser. Le laser va alors se propager et être absorbé dans la zone sous-critique jusqu'à la surface critique. L'énergie laser absorbée est ensuite transportée par conduction thermique de la surface critique jusqu'au front d'ablation, cette zone étant appelée la zone de conduction. Au front d'ablation, l'énergie laser permettra d'une part d'alimenter l'ablation de l'ablateur, et donc l'expansion du plasma, et

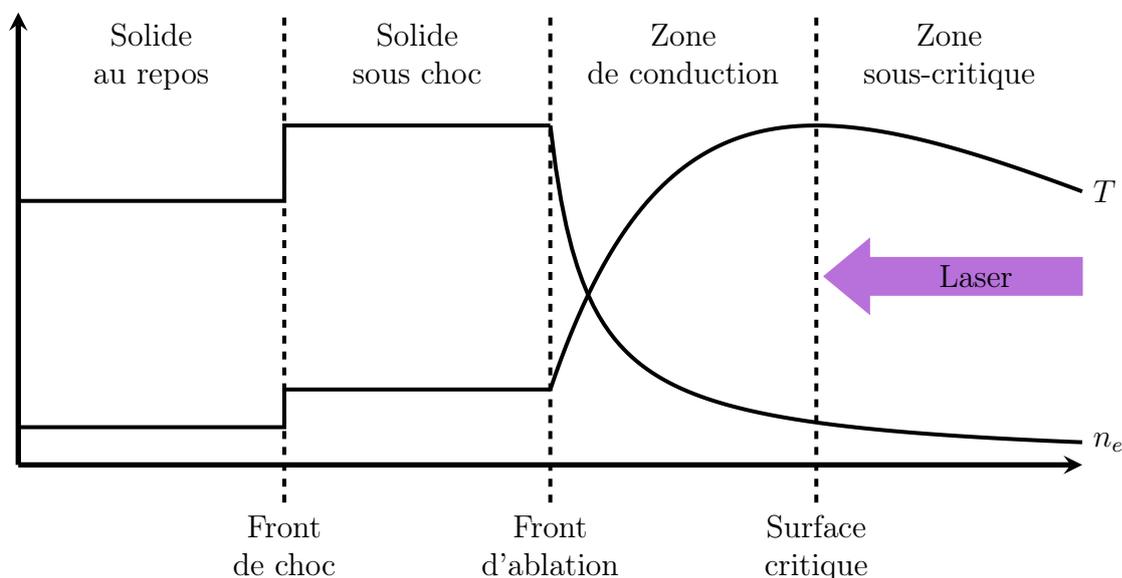


FIGURE 1.4 – Variations de densité électronique n_e et de température T lors la phase de compression de la cible et d'expansion de l'ablateur. La zone sous-critique est caractérisée par $n_e < n_{cr}$. L'ensemble zone de conduction + zone sous-critique constitue la couronne. Les échelles ne sont pas respectées par souci de clarté.

d'autre part de continuer l'excitation des ondes sonores et donc l'entretien de choc.

Jusqu'à présent, la cible n'implose pas car la poussée créée par la détente de l'ablateur n'est pas encore suffisamment intense pour mettre la cible en mouvement. Cependant, l'ablateur et le DT solide vont subir une première compression à cause des chocs qui les traversent. Ces chocs vont se propager jusqu'à l'interface entre le DT solide et le DT gazeux. Lorsqu'ils traversent cette interface, une partie des chocs va être transmise dans le DT gazeux et l'autre partie va être réfléchiée sous forme d'onde de raréfaction qui va se propager jusqu'au front d'ablation. L'arrivée de l'onde de raréfaction au front d'ablation marquera alors le début de l'implosion de la cible qui sera ensuite entretenue par effet fusée, voir Figure 1.3 (b). A la manière des gaz qui s'échappent d'une fusée permettant son envol, l'éjection de matière à la surface d'ablation devient suffisamment puissante pour permettre l'entretien de l'implosion de la cible. En effet, le laser est mis en forme temporellement pour que l'impulsion principale arrive au début de l'implosion de la cible comme on peut le voir sur la Figure 1.5.

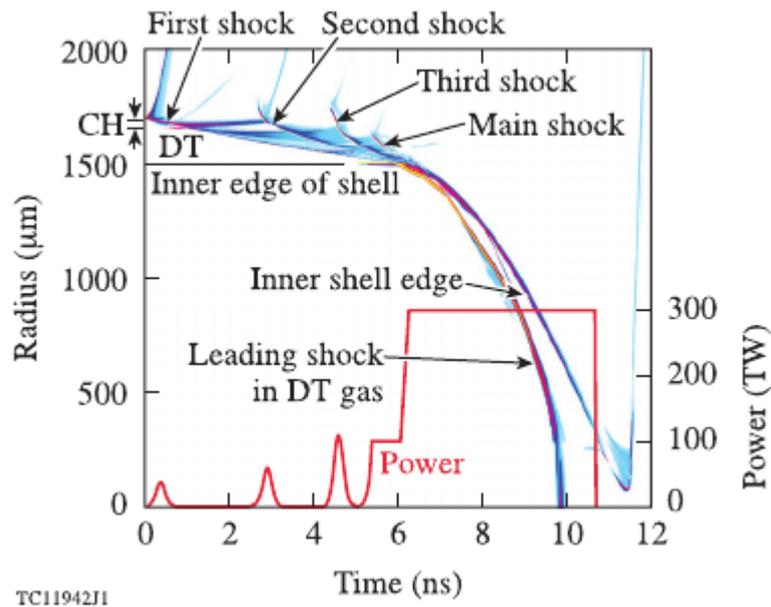


FIGURE 1.5 – Evolution temporelle du diamètre de la cible illustrant son implosion en fonction des chocs générés par le laser. Le profil temporel du laser est rappelé pour montrer la génération des chocs en fonction de l'intensité du laser. Cette figure correspond à la Figure 3-3 de l'article de Craxton *et al* [4].

Les chocs transmis dans le DT gazeux vont se propager jusqu'au centre de la cible où ils rebondiront sur eux-mêmes, l'implosion étant sphérique. Dès lors, les chocs vont se propager en sens inverse vers l'extérieur de la cible. En atteignant la coquille qui est en train d'imploser, ils vont rebondir dessus. S'ensuit alors une série de rebonds des chocs sur eux-mêmes au centre de la cible et contre le DT solide ce

qui constitue la phase de décélération de la cible. Lorsque la cible a complètement décéléré, elle atteint alors son stade de compression maximale. Si sa température et sa densité sont suffisamment élevées pour pouvoir vaincre la barrière coulombienne et compenser les pertes d'énergie par rayonnement, des réactions de fusion nucléaires vont pouvoir avoir lieu marquant l'allumage de la cible. Cette phase constitue alors la phase de formation du point chaud et est illustrée sur la Figure 1.3 (c). L'ignition, c'est-à-dire le moment où l'énergie produite par les réactions de fusion nucléaire est supérieure à l'énergie laser injectée, est alors atteinte si la température et la densité sont plus grandes que la température et la densité minimales requises par le critère de Lawson définissant le seuil d'ignition. Globalement, pour une cible constituée de DT, la température minimale de la cible est d'environ 10 keV et la densité minimale est d'environ 300 g.cm^{-3} [50]. De plus, ces conditions de température et de densité doivent se maintenir pendant plusieurs dizaines de picosecondes. L'énergie libérée par les premières réactions de fusion dans le point chaud doit avoir le temps de se déposer dans la coquille beaucoup plus dense permettant de déclencher une réaction en chaîne. Une onde de combustion va alors apparaître et se propager dans la coquille ce qui entraînera la combustion de la cible. En parallèle de cette onde de combustion, la cible explosera à cause des chocs qui ont rebondi sur eux-mêmes. Cette phase est illustrée sur la Figure 1.3 (d).

L'ensemble de ces processus constitue le principe général de la FCI en attaque directe dans un fonctionnement idéal. Cependant, à chacune de ces étapes, plusieurs obstacles apparaissent conduisant à une dégradation de l'efficacité de l'implosion de la cible. Nous allons donc présenter l'ensemble de ces obstacles dans la section suivante ce qui nous permettra d'introduire le processus d'empreinte laser.

1.4 Les principaux obstacles

On a vu dans la section précédente qu'une implosion de cible en FCI en attaque directe pouvait être décomposée en quatre étapes distinctes. La Figure 1.6 montre les principaux processus physiques problématiques pour chacune de ces quatre étapes. Le but de cette section est de présenter ces processus. Nous verrons alors qu'une majorité de ces processus sont une conséquence de l'empreinte laser qui sera présentée dans le détail dans la section suivante.

Comme on peut le voir sur la Figure 1.6(a), trois processus physiques problématiques apparaissent au début de l'interaction entre le laser et la cible. Ces trois processus sont :

- l'empreinte laser
- l'instabilité Richtmyer-Meshkov
- le *feedout*

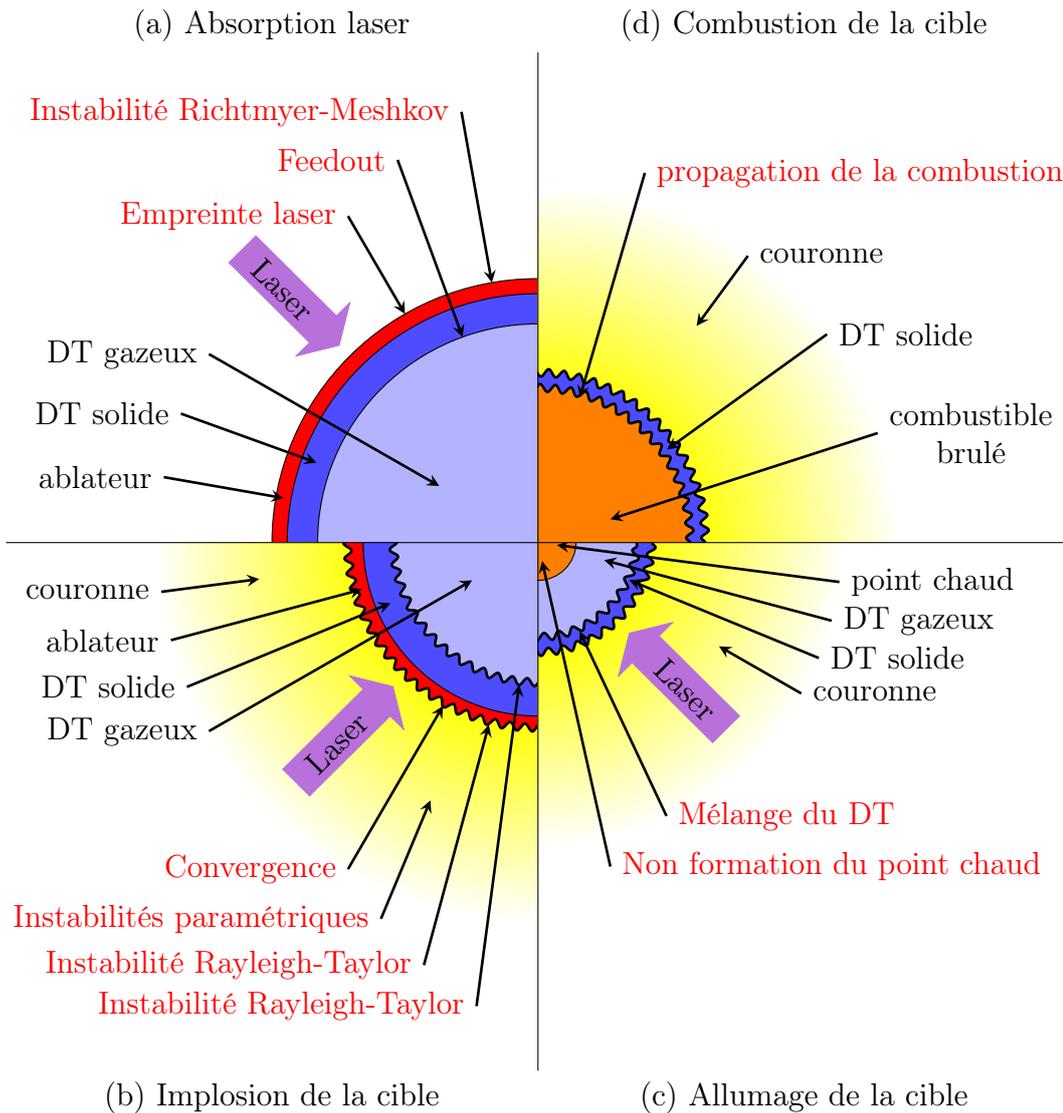


FIGURE 1.6 – Schéma des principaux problèmes, apparaissant en rouge, en fonction des quatre grandes étapes de la fusion par confinement inertiel par laser en attaque directe. Cette figure s’inspire de la Figure 2-1 apparaissant dans l’article de Craxton *et al* [4].

Lors de la mise en forme du laser, des modulations d’intensité sont générées dans le profil spatial du laser, ce sont les *speckles* qu’on détaillera dans la Section 1.5.2.1, qui vont alors induire des modulations de densité à la surface de l’ablateur. Ce processus est appelé empreinte laser, ou bien *laser imprint* par anglicisme. Nous ne détaillerons pas plus l’empreinte laser ici, la Section 1.5 est consacrée à ce sujet. Ces modulations de densité vont jouer le rôle de germes pour l’instabilité Rayleigh-Taylor et vont également induire des chocs avec des fronts de propagation modulés. Si les modulations des fronts de choc sont suffisamment grandes, une instabilité hydrody-

namique de type Richtmyer-Meshkov pourra se développer lors de la propagation du choc dans l'ablateur [51, 52]. En effet, le temps de propagation du choc dans l'ablateur est suffisamment long, de l'ordre de la nanoseconde, pour que l'instabilité Richtmyer-Meshkov puisse se développer [53]. Le développement d'une telle instabilité modifiera alors l'état de la cible ce qui pourra dégrader sa symétrie ainsi que son intégrité et alimenter l'instabilité Rayleigh-Taylor lors de son implosion. Dans les deux cas, le passage de l'instabilité Richtmyer-Meshkov conduira à une réduction de l'efficacité de l'implosion de la cible. Enfin, même si les modulations du front de choc sont suffisamment faibles pour éviter le développement de l'instabilité Richtmyer-Meshkov, elles restent problématiques car quand le choc arrivera à l'interface entre le DT solide et le DT gazeux, les modulations du front de choc vont être "imprimées" sur la surface interne du DT solide créant ainsi des modulations de densités. C'est le phénomène de *feedout* [54, 55]. Comme à la surface de l'ablateur, ces modulations de densités pourront jouer le rôle de germes pour l'instabilité Rayleigh-Taylor.

Lors de l'implosion de la cible, trois processus problématiques peuvent apparaître comme on peut le voir sur la Figure 1.6 (b). Ces trois processus sont :

- les instabilités paramétriques
- l'instabilité Rayleigh-Taylor
- la convergence

Les instabilités paramétriques regroupent toutes une classe d'instabilités qui naissent du couplage entre l'onde laser et les modes propres du plasma dans la couronne. Ces instabilités sont problématiques car elles peuvent entraîner une perte d'énergie laser, un préchauffage de la cible ou une génération d'électrons chauds [56]. Parmi les plus importantes et les plus problématiques pour la FCI, on peut citer (i) l'instabilité Raman (SRS), (ii) l'instabilité Brillouin (SBS), (iii) l'instabilité de décomposition en deux plasmons (TPD), (iv) l'instabilité de transfert d'énergie entre faisceaux croisés (CBET) et (v) la filamentation laser [56]. L'instabilité Rayleigh-Taylor correspond à une croissance exponentielle des modulations de densités [57, 58, 59]. Cette instabilité de type hydrodynamique peut se développer lors de l'accélération de la cible au début de son implosion en amplifiant les modulations de densité existant à la surface de l'ablateur (créées par l'empreinte laser). Elle peut également se développer lors de la décélération de la cible à la fin de son implosion en amplifiant les modulations de densité existant sur la surface interne du DT solide (créées par le *feedout*). Dans les deux cas, l'instabilité Rayleigh-Taylor peut déformer la cible conduisant à une dégradation de l'efficacité de l'implosion. Enfin, l'implosion de la cible doit se faire de manière uniforme et converger vers son centre. Plusieurs facteurs peuvent s'opposer à la convergence de la cible. Tout d'abord, il y a l'instabilité Rayleigh-Taylor qui peut rendre la compression de la cible non uniforme comme précisé précédemment. Il y a ensuite l'instabilité Richtmyer-Meshkov qui, en dégradant la structure

interne de la cible, peut induire localement des inhomogénéités de densité. Enfin, il y a l'éclairement de la cible, c'est-à-dire la répartition des lasers à la surface de la cible, qui peut induire des modulations de densité à grande échelle à la surface de la cible. Ces modulations peuvent venir d'un mauvais recouvrement des faisceaux laser mais également de modulations d'intensité à grande échelle dans le profil spatial du laser.

A la fin de l'implosion, lorsque la cible est comprimée au maximum, deux problèmes essentiellement peuvent surgir, comme illustré sur la Figure 1.6 (c) :

- le mélange entre le DT solide et le DT gazeux
- la non formation du point chaud

Principalement engendré par le développement des instabilités hydrodynamiques, le DT solide peut se mélanger au DT gazeux réduisant alors l'efficacité de l'implosion de la cible [60, 61, 62]. La non formation du point chaud résulte généralement d'une mauvaise implosion ne permettant pas d'obtenir les conditions nécessaires en température et densité. En plus du mélange entre le DT solide et le DT gazeux, ceci peut également être dû à une implosion non convergente ou au développement des instabilités hydrodynamiques.

Enfin, si on parvient à allumer la cible, l'énergie dégagée par les réactions de fusion dans le point chaud doit pouvoir se propager et atteindre le DT solide, là où se concentre la majorité du combustible. Cependant, la propagation de cette onde de combustion se fait en même temps que le rebond de la cible. L'onde de combustion doit donc se propager dans la cible plus rapidement que le rebond de la cible et être supersonique ce qui nécessite de brûler suffisamment de combustible.

Au final, on observe que l'empreinte laser est l'un des processus critiques pour la fusion par confinement inertiel en attaque directe. L'empreinte laser génère des modulations de densités à la surface de l'ablateur au début de l'interaction entre le laser et l'ablateur qui peuvent engendrer des instabilités hydrodynamiques telles que l'instabilité Rayleigh-Taylor et l'instabilité Richtmyer-Meshkov, ces instabilités pouvant elles-mêmes engendrer un mélange entre le DT solide et le DT gazeux. L'ensemble de ces processus réduit l'efficacité de l'implosion de la cible ce qui peut empêcher d'atteindre les conditions de températures et de densité nécessaires à son allumage. La section suivante est donc consacrée à l'étude de l'empreinte laser et nous permettra d'amener l'importance de la transition solide-plasma de l'ablateur.

1.5 Empreinte laser

Comme on l'a vu dans la section précédente, l'empreinte laser est particulièrement problématique car elle peut engendrer des instabilités hydrodynamiques qui réduiront l'efficacité de l'implosion voire empêcher l'allumage de la cible. Il apparaît

nécessaire de minimiser le plus possible ce phénomène afin de réduire son influence sur la dynamique ultérieure de la cible. La section 1.5.1 sera donc consacrée à la description des phénomènes physiques associés à l’empreinte laser. Nous présenterons ensuite dans la section 1.5.2 les techniques qui ont été mises en place dans le but de réduire l’empreinte laser, tant du côté de l’optimisation des lasers que du côté de l’optimisation des cibles.

1.5.1 Mécanismes physiques impliqués dans l’empreinte laser

Les premiers travaux sur l’empreinte laser ont été rapportés par Ishizaki et Nishihara [5, 63] ainsi que Goncharov [64]. Comme on l’a vu dans la Section 1.3, durant les premiers instants d’irradiation laser, la détente du plasma formé en surface va induire la formation de chocs dans l’ablateur qui vont se propager vers l’intérieur de la cible. Comme le profil spatial du laser possède des modulations d’intensité, les *speckles* qui seront détaillés dans la Section 1.5.2.1, la détente du plasma et la formation du choc ne vont pas se faire de la même manière selon l’intensité laser. Ceci est illustré sur la Figure 1.7. Les modulations d’intensité laser vont entraîner des modulations d’absorption laser qui vont créer des modulations de pression d’ablation (pression au front d’ablation) conduisant à la formation de modulations de vitesse d’ablation (vitesse définie à partir du rapport entre le taux de masse ablatée et la densité du DT solide) débouchant au final à la création de modulations de

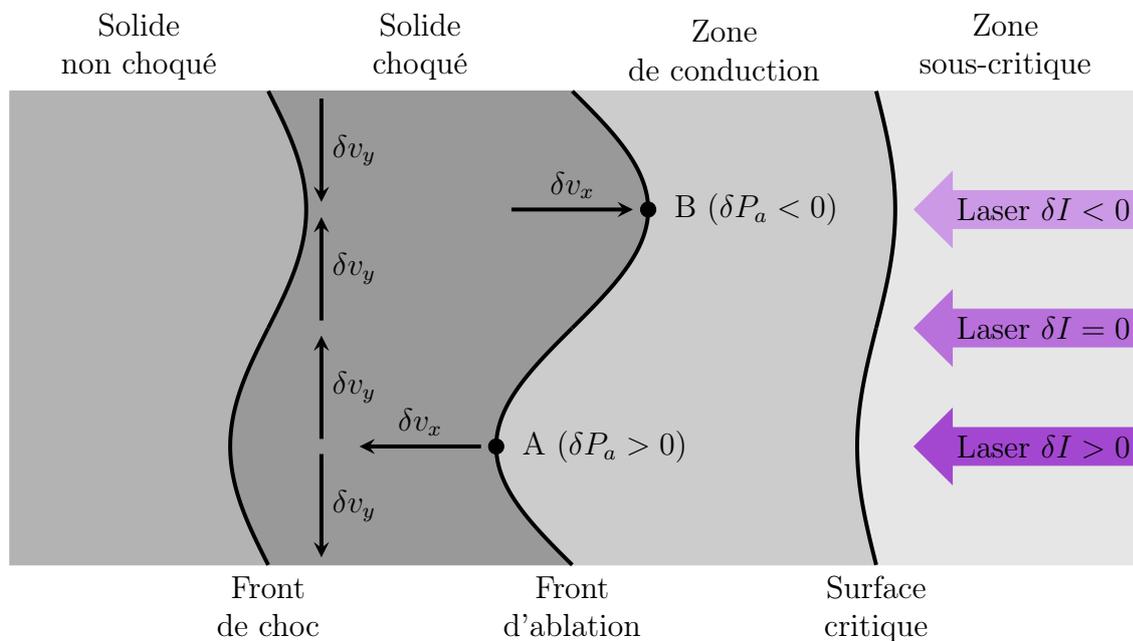


FIGURE 1.7 – Illustration de l’empreinte laser. Cette figure est refaite à partir de celle apparaissant dans l’article de Craxton *et al* [4].

densité au front d'ablation. Cette section a pour but de présenter la formation et le développement de ces modulations.

1.5.1.1 Formation des modulations

A cause des modulations d'intensité existant dans le laser, l'absorption laser ne sera pas spatialement uniforme ce qui va créer des modulations d'énergie absorbée. Ces modulations d'énergie absorbées vont ensuite être transportées par transport thermique dans la zone de conduction jusqu'au front d'ablation où elles induiront des modulations de pression d'ablation. Ainsi, là où le laser est plus (respectivement moins) intense, l'énergie laser absorbée sera plus (respectivement moins) importante et la pression d'ablation plus (respectivement moins) grande. Ceci est illustré sur la Figure 1.7. Ainsi, les modulations de pression d'ablation δP_a seront d'autant plus grandes que les modulations d'intensité laser δI seront grandes. Ceci peut effectivement se voir à travers la loi d'échelle de la pression d'ablation en fonction de l'intensité laser $P_a \propto I^\alpha$ avec α globalement entre compris 0 et 1 et dont la valeur dépend notamment du mécanisme d'absorption laser et de la géométrie du problème [65, 66, 67]. Classiquement, on a $\alpha = 2/3$. La perturbation δP_a va à son tour créer une perturbation de vitesse de choc δv_x , la vitesse du choc étant fonction de la racine carré de la pression d'ablation [68]. Ainsi des chocs plus rapides seront lancés aux endroits où l'intensité laser sera plus importante, et inversement. Les endroits associés à des intensités plus ou moins importantes étant associés à une ablation respectivement plus ou moins importante, la propagation plus rapide ou plus lente des chocs va venir s'ajouter à une ablation respectivement plus ou moins efficace ce qui va accroître la perturbation δv_x . Parallèlement, le choc perturbé va induire un déplacement transverse de matière associée à une perturbation de vitesse δv_y des zones où les chocs sont rapides vers les zones où les chocs sont plus lents. Ce flux de matière va alors créer une baisse de la pression derrière le front des chocs rapides entraînant un gradient de pression positif du front de choc vers le front d'ablation. Ceci va entraîner une accélération du front d'ablation vers le front de choc et amplifier la perturbation. A l'inverse, là où le choc se propage moins rapidement, une surpression va apparaître derrière le front de choc. Un gradient de pression négatif du front de choc vers le front d'ablation va apparaître mais entraînant ici un ralentissement du front d'ablation.

1.5.1.2 Amplitude initiale des perturbations

Il apparaît ainsi que les modulations d'intensité laser vont induire des modulations de densité à la surface de la cible, plus précisément au front d'ablation, à cause de chocs générés plus ou moins intenses selon les modulations d'intensité. Ces modulations de densité au front d'ablation sont caractérisées par une amplitude ini-

tiale, c'est à dire au début de l'accélération de la cible pendant son implosion, qui s'écrit de la manière suivante [4, 64] :

$$\eta_{init} = \frac{\delta I}{I} \Delta_0 (0.4 + 0.1k\Delta_0) \quad (1.1)$$

avec Δ_0 l'épaisseur initiale de l'ablateur et k le nombre d'onde de la perturbation. On observe alors que l'amplitude des modulations va être différente suivant l'ordre de grandeur de $k\Delta_0$, en particulier si $k\Delta_0 \ll 1$ ou $k\Delta_0 \gg 1$. On peut dès lors distinguer trois catégories de perturbations :

- les modulations à petite échelle : $l \ll \Delta_0$
- les modulations à moyenne échelle : $l \approx \Delta_0$
- les modulations à grande échelle : $l \gg \Delta_0$

où $l = 2\pi/k$ correspond à la taille caractéristique de la perturbation.

On voit alors que les modulations à petite échelle sont caractérisées par une amplitude qui sera d'autant plus grande que la perturbation sera petite. Pour ces modulations, on a en effet $k\Delta_0 \gg 1$ soit $\eta_{hyd} \rightarrow 0.1k\Delta_0^2\delta I/I$. Cependant, il est possible que ces modulations soient atténuées voire lissées dans la zone de conduction si cette dernière a globalement une taille supérieure ou égale à l permettant ainsi dans ce cas de limiter voire d'empêcher le développement d'instabilités hydrodynamiques [1, 4]. Pour les modulations à moyenne échelle, l'amplitude sera moins grande que celle associée aux modulations à petite échelle. Cependant, ces modulations seront trop grandes pour être lissées dans la zone de conduction. Pour les modulations à grande échelle, on a $k\Delta_0 \ll 1$ soit $\eta_{hyd} \rightarrow 0.4\Delta_0\delta I/I$. Ces modulations sont donc associées à une faible amplitude mais ne pourront pas être atténuées dans la zone de conduction. Au final, les modulations d'intérêt pour l'empreinte laser, c'est à dire celles qui permettent le développement d'instabilités hydrodynamiques, sont celles à moyenne échelle mais également à petite échelle, la zone de conduction pouvant ne pas être suffisamment grande pour pouvoir les lisser entièrement. En effet, le faible taux de croissance des modulations à grande échelle permet de ne pas les considérer du point de vue de l'empreinte laser. Ces modulations ne doivent cependant pas être totalement négligées car elles peuvent donner naissance à une distorsion de la cible au cours de son implosion qui devient alors non-symétrique réduisant de fait son efficacité. Les modulations d'intérêt pour l'empreinte laser sont donc celles qui vérifient $l \lesssim \Delta_0$, c'est à dire celles dont la taille caractéristique est inférieure ou équivalente à la taille de l'ablateur. L'ablateur ayant une épaisseur d'une dizaine de micromètres, il apparaît que les modulations d'intérêt pour l'empreinte laser sont celles créées par les *speckles*. Comme on le verra dans la Section 1.5.2.1, les speckles sont des modulations d'intensité laser qui ont une taille caractéristique de l'ordre du micromètre. Les modulations de densité créées par les speckles ont donc la même taille et satisfont parfaitement le critère $l \lesssim \Delta_0$.

1.5.1.3 Amplification des modulations

Lors de l'accélération de la cible pendant son implosion, les modulations au front d'ablation vont pouvoir être amplifiées par l'instabilité Rayleigh-Taylor. De nombreux travaux ont été réalisés pour déterminer le taux de croissance de ces modulations, et ainsi quantifier le développement de l'instabilité Rayleigh-Taylor. De manière générale, le taux de croissance peut s'écrire de la manière suivante [69] :

$$\eta = \alpha \sqrt{kg} - \beta k V_a \quad (1.2)$$

avec α et β des coefficients qui rendent compte du transfert thermique, g la gravité effective modélisant l'accélération ou la décélération de la cible et V_a la vitesse d'ablation. Il apparaît ainsi que le taux de croissance va augmenter avec la gravité effective et donc plus l'accélération sera forte, plus l'instabilité pourra se développer. Une accélération lente de la cible permettrait ainsi de diminuer le développement de l'instabilité. Cependant, elle entraînerait également une compression moins efficace pouvant empêcher l'allumage de la cible. Il apparaît également que le taux de croissance décroît avec la vitesse d'ablation. Une vitesse d'ablation élevée réduirait donc le développement des instabilités hydrodynamiques. Cependant, une vitesse d'ablation plus grande nécessiterait une pression d'ablation plus grande et donc une absorption laser plus importante et ainsi un laser plus intense [70]. Cependant, un laser plus intense pourra conduire à des instabilités paramétriques plus importantes. À titre d'exemple, le taux de croissance de la diffusion Raman est proportionnel à v_{osc} et le taux de croissance de la diffusion Brillouin est proportionnel à $v_{osc}^{2/3}$ où $v_{osc} \propto E_L$ est la vitesse d'oscillation des électrons dans le champ laser E_L [71].

Au final, une diminution du premier terme ou une augmentation du deuxième terme dans l'équation (1.2) conduira à une diminution du développement de l'instabilité Rayleigh-Taylor mais pourra conduire à une augmentation d'autres phénomènes pouvant compromettre l'ignition. Il apparaît donc nécessaire de trouver des solutions permettant de réduire le développement de l'instabilité sans toutefois amplifier d'autres processus pouvant empêcher d'atteindre la FCI. L'une de ces solutions est la réduction de l'empreinte laser qui vise à réduire les modulations d'intensité laser afin de minimiser voire d'empêcher la formation de modulations de densité, et ainsi limiter le développement des instabilités hydrodynamiques. La section suivante vise à présenter les méthodes qui ont été développées jusqu'à présent dans ce but.

1.5.2 Réduction de l'empreinte laser

Comme exposé précédemment dans la Section 1.4, l'empreinte laser peut générer des germes pour les instabilités hydrodynamiques qui, en se développant, vont dé-

grader l'efficacité de l'implosion de la cible. Diverses techniques ont alors été mises en place dans le but de réduire ce processus. Ces techniques reposent principalement sur :

- le lissage laser, c'est à dire l'optimisation des lasers pour les rendre les plus lisses possibles et donc réduire au maximum les modulations d'intensité
- le design des cibles, c'est à dire leur optimisation pour les rendre moins sensibles aux modulations d'intensité laser

Ces deux méthodes d'optimisation des lasers et des cibles vont être présentées respectivement dans la Section 1.5.2.1 et dans la Section 1.5.2.2.

1.5.2.1 Optimisation des lasers

Le laser possédant des modulations d'intensité, il est généralement admis que ces modulations d'intensité sont acceptables si la moyenne des modulations ne dépasse pas 1% de l'énergie laser moyenne [72], la moyenne des modulations étant donnée par [72] :

$$\sigma = \sqrt{\sum_{l \neq 0} G_l \left| \frac{E_l}{E_0} \right|^2} \quad (1.3)$$

Le facteur G_l représente la configuration géométrique du système laser ce qui inclut notamment le nombre de faisceaux laser, leur orientation et la différence d'énergie entre les faisceaux. Le facteur E_l/E_0 représente le rapport d'énergie pour chaque faisceau. Les techniques de réduction de l'empreinte laser mises en place en FCI ont alors majoritairement visé à réduire ce facteur dans le but de créer des profils spatiaux d'intensité les plus lisses possibles. Parmi ces différentes techniques d'optimisation lasers, on peut citer :

- l'utilisation de lames de phase
- l'incohérence spatiale induite
- le lissage par dispersion spectrale

De par leur importance et leur utilisation répandue, ces trois techniques vont être décrites dans la suite de cette section. On peut également mentionner le lissage par polarisation où le laser est scindé en deux composantes à l'aide d'un matériau biréfringent qui ne seront alors pas focalisées au même endroit et induiront donc un étalement du *speckle* et donc une diminution des inhomogénéités en intensité [73, 74].

Lames de phase

L'utilisation de lames de phase a été proposée par Kato et Mima [75] dans le but de réduire les aberrations de phase du laser accumulées dans les chaînes amplificatrices puis amplifiées lors de la focalisation du laser sur la cible. En effet, il a

été constaté que les modulations de phase pouvaient entraîner des modulations d'intensité [4]. Une illustration schématisant leur fonctionnement est donnée en Figure 1.8.

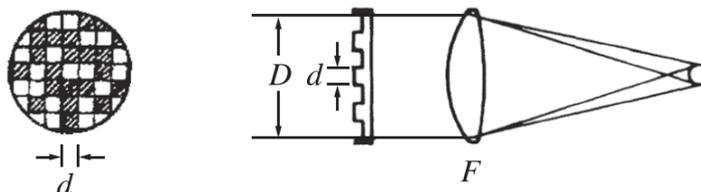


FIGURE 1.8 – Schéma du principe de fonctionnement des lames de phase. Ce schéma a été extrait de l'article de revue de Craxton [4].

Les lames de phase sont constituées d'éléments de taille finie d introduisant un déphasage ϕ . En passant au travers, le laser va être divisé en une multitude de sous-faisceaux de taille d et possédant un déphasage ϕ qui sont ensuite focalisés sur la cible. Ceci va permettre d'une part de diminuer la taille caractéristique des modulations d'intensité car la taille d des éléments est bien plus petite que la taille des aberrations. D'autre part, la diffraction du laser en sortie dans la lame de phase permet d'obtenir de grandes tâches focales dont la taille caractéristique est de l'ordre de $\lambda_L f / D$ avec f la focale de la lentille et D la taille de la lame de phase. Ceci permet ainsi d'obtenir des tâches focales de $500 \mu\text{m}$ dans des conditions typiques de la FCI. Cependant, les lames de phase présentent deux défauts. Le premier est la perte d'énergie laser par diffraction à cause de la taille finie des éléments. Cependant, ce défaut peut être résolu en utilisant des lames de phase continues [76]. Le deuxième défaut est la formation de speckles qui sont des modulations d'intensité caractérisées par une taille moyenne de l'ordre de $\lambda_L f / D$, soit de l'ordre du micromètre dans des conditions typiques de la FCI. Ces speckles sont créés par les interférences induites par la superposition des sous-faisceaux laser pendant leur focalisation sur la cible. Ils sont donc responsables de l'empreinte laser car ce sont eux qui créent les modulations de densité jouant le rôle de germes pour l'instabilité Rayleigh-Taylor (voir Section 1.5.1.1). Bien que les speckles ont une taille suffisamment petite devant la taille de la cible, et ne dégradent donc pas la convergence de la cible, ils restent suffisamment grands pour ne pas être lissés par conduction thermique dans la zone de conduction (voir Figure 1.7 et Section 1.5.1.2). De plus, ils ont une intensité moyenne de l'ordre de $\pm 14\%$ par rapport à l'intensité laser moyenne et ne sont donc pas négligeables vis-à-vis de l'équation 1.3. Cependant, malgré la formation des speckles, les lames de phase sont devenues la norme sur les grandes installations laser comme au NIF [77].

Incohérence spatiale induite

L'incohérence spatiale induite a été développée dans le but de lisser temporellement le profil d'intensité laser sur la cible [78]. Un schéma du fonctionnement de l'incohérence spatiale induite est fourni sur la Figure 1.9.

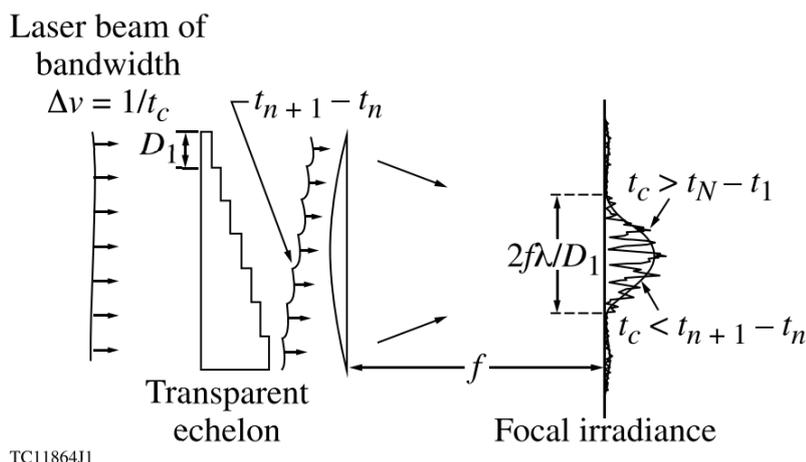


FIGURE 1.9 – Schéma du principe de fonctionnement de l'incohérence spatiale induite. Ce schéma a été extrait de l'article de revue de Craxton [4].

L'incohérence spatiale induite est obtenue en introduisant un échelon transparent sur le chemin du laser. Le faisceau laser est divisé en plusieurs sous-faisceaux, comme dans le cas des lames de phase, qui auront chacun un retard différent en fonction de l'épaisseur de l'échelon qu'ils auront traversé. Si l'incrément de retard $t_{n+1} - t_n$ est choisi de sorte à être supérieur au temps de cohérence du laser $t_c = 1/\Delta\nu$, $\Delta\nu$ étant la largeur spectrale du faisceau, les sous-faisceaux seront alors incohérents. Ces sous-faisceaux incohérents vont donc permettre de faire fluctuer dans le temps la position des speckles sur la cible. A un instant donné, le profil laser restera modulé mais sur une échelle de temps supérieure à plusieurs temps de cohérence, le laser apparaîtra lissé grâce aux fluctuations de la position des speckles. Il est donc possible d'avoir un lissage des speckles suffisamment rapide pour empêcher le développement de l'empreinte laser en choisissant des lasers possédant des temps de cohérence suffisamment petits, c'est à dire inférieur à 2 ps. Par exemple, le laser Nike du NRL qui permet de faire des expériences pour la FCI possède un temps de cohérence de 0.6 ps [79]. On peut également noter qu'en plus de fournir des faisceaux laser plus lisses, l'incohérence spatiale induite permet également de réduire les interactions laser-plasmas. Il a entre autre été observé une diminution de la température des électrons chauds ainsi qu'une diminution de la lumière rétrodiffusée [80, 81, 82].

Lissage par dispersion spectrale

Bien que souvent approximés comme monochromatique, les lasers sont définis sur une plage de longueurs d'onde centrée autour d'une longueur d'onde moyenne qui définit la longueur d'onde du laser. Cette plage de longueur d'onde est appelée largeur spectrale du laser et les longueurs d'onde qui la constituent sont appelées les couleurs du laser. Le but du lissage par dispersion spectrale est de séparer les couleurs du laser afin que chaque élément d'une lame de phase n'en voit qu'une seule. Le lissage par dispersion spectrale a été développé à l'origine en dispersant le spectre dans une seule direction [83], des améliorations ont ensuite été apportées pour disperser le spectre dans plusieurs directions et augmenter ainsi les performances du lissage [84, 85]. Un schéma du fonctionnement du lissage par dispersion spectrale en une dimension est donné Figure 1.10.

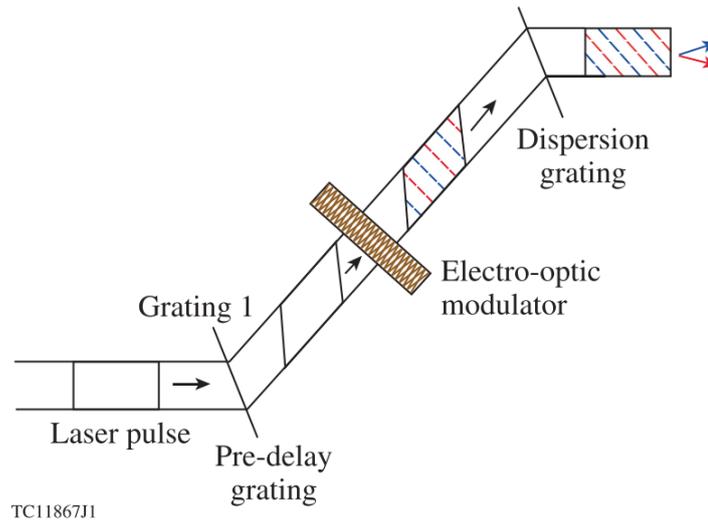


FIGURE 1.10 – Schéma du principe de fonctionnement du lissage par dispersion spectrale en deux dimensions [84]. Ce schéma a été extrait de l'article de revue de Craxton [4].

Le modulateur électro-optique va introduire une phase modulée dans le temps possédant une certaine amplitude et une certaine fréquence. Ceci va alors ajouter de nouvelles couleurs au laser qui seront spatialement étalées grâce à la grille de dispersion. Cette grille de dispersion introduisant cependant un retard différent pour chaque couleur, une autre grille est rajoutée avant le modulateur électro-optique pour compenser ce retard. Chaque couleur va ensuite idéalement passer dans un élément différent d'une lame de phase ce qui va permettre un lissage temporel du faisceau lors de sa focalisation. Plus l'amplitude de la phase modulée sera grande, plus il y aura de couleurs ajoutées et plus la fréquence sera grande, plus le laser sera étalé sur une grande distance. Cependant, la grille de retard, le modulateur électro-

optique et la grille de dispersion étant généralement placés en début de chaîne laser, et donc avant le système de triplement de fréquence, l'amplitude de la modulation de phase sera conditionnée par l'efficacité du triplement de fréquence. En effet, lors du passage du laser dans le système de triplement de fréquence, l'amplitude de la phase modulée sera également triplée et plus les couleurs ajoutées par la modulation de phase seront éloignées de la couleur du laser, moins le triplement de fréquence sera efficace. Néanmoins, le lissage par dispersion spectrale permet de réduire drastiquement les inhomogénéités d'intensité. Par conséquent, les grandes installations laser telles que GEKKO [86], OMEGA [87] ou le NIF[88] utilisent cette technique de lissage laser.

1.5.2.2 Optimisation des cibles

Toujours dans le but de réduire l'empreinte laser, des études ont été réalisées pour optimiser les cibles en parallèle de celles menées sur l'optimisation des lasers. Deux méthodes ont été particulièrement étudiées :

- l'enrobage des cibles avec des mousses
- l'enrobage des cibles avec des matériaux à numéro atomique (Z) moyen et élevé

Cette section est dédiée à la présentation de ces deux méthodes. On notera que ces deux méthodes peuvent être combinées et que l'efficacité de cette combinaison a été montrée expérimentalement [89, 90]. Cependant, cette combinaison appartient au design de cibles complexes, domaine de recherche qui ne sera pas abordé ici car il dépasse le cadre de cette thèse.

Mousses

Les mousses sont des matériaux inhomogènes qui peuvent être vus comme constitués d'une alternance des pores et de parois. La Figure 1.11 montre un schéma d'une mousse idéale, c'est à dire une mousse constituée d'une alternance régulière de pores et de parois et où les pores ont tous la même taille a et les parois ont toutes la même taille b , avec $b \ll a$. Les mousses sont caractérisées par une densité qui permet de rendre compte de la taille des pores et des parois ainsi que de la densité du matériau qui constitue les parois (les pores étant vides, la densité des pores est nulle). Pour une mousse idéale telle que montrée sur la Figure 1.11, la densité ρ est donnée par la formule suivante :

$$\rho = \rho_0 \left[1 - \left(\frac{a}{a+b} \right)^3 \right] \quad (1.4)$$

avec ρ_0 la densité du matériau. On peut voir d'après la Figure 1.11 qu'une mousse idéale correspond à la répétition d'une cellule et que la densité totale de la mousse revient à calculer la densité de la cellule. La Table 1.1 donne la densité des mousses

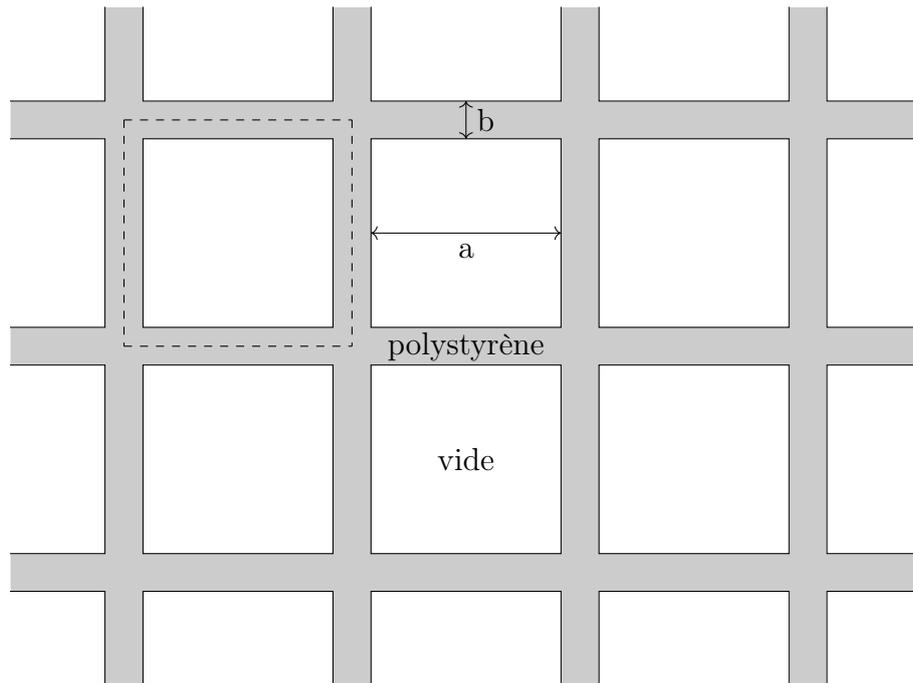


FIGURE 1.11 – Schéma d’une mousse idéale avec en blanc les pores vides de taille a et en gris les parois en polystyrène d’épaisseur b . Les pointillés représentent une cellule.

pour du polystyrène, $\rho_0 = 1.1 \text{ g.cm}^{-3}$ pour plusieurs tailles caractéristiques de pores et de parois.

a [μm]	1	1	3	5	10	10	10
b [nm]	100	50	100	100	100	50	10
ρ_M [mg.cm^{-3}]	273	150	103	63	32	16	3

TABLE 1.1 – Densité de mousses de polystyrène pour différentes tailles de pores a et différentes tailles de parois b .

Il apparaît ainsi que les densités des mousses couvrent une plage relativement grande ce qui permet d’obtenir des mousses avec des comportements différents suivant leur densité [91]. Deux catégories de mousses sont à distinguer suivant la densité électronique obtenue après homogénéisation correspondant à la disparition des pores due à l’expansion des parois à l’intérieur de la mousse :

- les mousses sous-critiques qui permettent d’obtenir un plasma avec une densité sous-critique.
- les mousses sur-critiques qui permettent d’obtenir un plasma avec une densité sur-critique

Ells ont généralement une densité respectivement inférieure et supérieure à 10 mg.cm^{-3} [92, 93]. Comme le plasma obtenu après homogénéisation de la mousse peut-être sous-critique ou sur-critique, il apparaît que la réduction de l’empreinte laser ne se fera pas de la même manière suivant le type de mousses utilisé. Les mousses sous-critiques permettent de réduire l’empreinte laser en réduisant les modulations d’intensité grâce à une diffusion du laser dans la mousse. Cette diffusion est due à l’ensemble des réflexions du laser qui ont lieu à l’intérieur de la mousse [94]. Les mousses sur-critiques quant à elles permettent d’augmenter la vitesse d’ablation ce qui réduit le taux de croissance des modulations de densité à la surface de l’ablateur, et donc des instabilités hydrodynamiques (voir Section 1.5.1).

Les premières expériences en FCI utilisant des mousses ont été menées par Okada *et al* [95] qui ont observé une réduction de l’empreinte laser lors de l’implosion d’une cible recouverte par une mousse d’une densité de 122 mg.cm^{-3} , soit une mousse sur-critique, la longueur d’onde du laser utilisé étant de $1 \mu\text{m}$. L’efficacité de l’utilisation des mousses sous-critiques a été démontrée grâce à l’irradiation d’une mousse de 10 mg.cm^{-3} avec un laser de longueur d’onde de 351 nm où il a été observé un lissage du laser lors de sa propagation dans le plasma formé par la mousse [96, 97]. Il a néanmoins été remarqué lors de cette dernière expérience une différence significative entre les valeurs expérimentales et les valeurs théoriques prédites par les simulations sur la vitesse de propagation de l’onde d’ionisation dans la mousse. Cette différence est due au fait que la plupart des codes numériques la suppose comme un matériau homogène possédant une densité effective qui est égale à celle de la mousse [98, 99]. De fait, ils négligent qu’elle soit initialement un matériau inhomogène constitué d’une alternance de pores et de parois. Cette hypothèse induit alors une surestimation de la vitesse de propagation de l’onde d’ionisation [100]. Pour corriger cette surestimation, il est possible d’introduire un temps d’homogénéisation de la mousse au bout duquel la mousse peut être supposée comme un matériau homogène [101, 102] ou bien d’utiliser des modèles empiriques [103]. Cependant, il a été montré que des modulations de densité à grande échelle créées lors de l’homogénéisation de la mousse continuent d’exister après [104]. La persistance de ces modulations ne peut donc pas être modélisée si la mousse est supposée comme un milieu homogène mettant ainsi en défaut cette modélisation. De plus, il a été montré que la prise en compte de la structure interne de la mousse permet de reproduire numériquement les résultats expérimentaux [105].

Récemment, un modèle d’expansion des mousses qui rend compte de leur structure interne a été proposé [106, 93] et a permis de confirmer deux différences majeures par rapport au cas où la mousse est modélisée par un milieu homogène avec une densité équivalente. Premièrement, l’onde d’ionisation se propage plus lentement à cause du temps d’homogénéisation de la mousse. Deuxièmement, il prédit que les ions ont davantage d’énergie car ils absorbent l’énergie nécessaire à la disparition

de la microstructure de la mousse. Au final, il apparaît nécessaire de modéliser les mousses comme des matériaux inhomogènes permettant de prendre en compte leur structure interne et de s'affranchir de l'hypothèse d'un milieu homogène.

Matériau à Z moyen et élevé

En utilisant un matériau à numéro atomique (Z) moyen ou élevé, le but est d'absorber une partie de l'énergie laser en la convertissant en rayonnement X afin de chauffer la couche externe de l'ablateur et d'ainsi augmenter la taille de la zone de conduction. Une zone de conduction plus grande signifiera donc un lissage plus efficace des modulations à petite échelle, voir Section 1.5.1, et donc une meilleure réduction de l'empreinte laser. Pour ce faire, les matériaux à Z moyen sont utilisés comme dopants pour l'ablateur tandis que les matériaux à Z élevés sont utilisés en tant que fine couche enrobant l'ablateur.

L'efficacité de l'utilisation des matériaux à Z moyen a d'abord été démontrée en géométrie plane [107]. Une feuille en plastique dopé au brome ($Z=35$) a été utilisée afin de créer un double front d'ablation et stabiliser la croissance de l'instabilité Rayleigh-Taylor. En comparant l'accélération des feuilles de plastique avec et sans dopage au brome, il a été montré que l'utilisation du dopage permet de réduire significativement la croissance de l'instabilité Rayleigh-Taylor. L'efficacité du dopage des ablateurs avec des matériaux à Z moyen a ensuite été démontrée expérimentalement en géométrie sphérique [108, 109] dans des conditions similaires à celles des expériences de FCI [110]. La croissance de l'instabilité Rayleigh-Taylor a été mesurée pendant l'implosion d'une coquille en plastique dopé au germanium ($Z=32$) ou au silicium ($Z=14$) à différentes concentrations. Dans tous les cas, l'utilisation de dopants a montré une réduction significative de la croissance de l'instabilité Rayleigh-Taylor par comparaison à l'implosion d'une coquille en plastique non dopé.

L'efficacité de l'utilisation des matériaux à Z élevée a été démontrée par la mesure de la croissance de l'instabilité Rayleigh-Taylor lors de l'accélération d'une feuille de plastique d'abord non recouverte puis recouverte d'une couche de palladium ($Z=46$) de 120 nm [111]. La comparaison des croissances de l'instabilité Rayleigh-Taylor a montré que la couche de palladium permet de réduire drastiquement l'empreinte laser, aucune instabilité Rayleigh-Taylor n'ayant pu être détectée dans ce cas. Le plasma chauffé par les rayons X émis par le palladium permet de lisser les inhomogénéités du laser et l'instabilité Rayleigh-Taylor n'a pas, ou que très peu, pu être ensemencée. Enfin, il a été mis en évidence que l'épaisseur de la couche de matériau à Z élevé a un impact sur la performance de cette couche [112]. Si l'épaisseur du matériau augmente, l'efficacité de la réduction de l'empreinte laser d'abord croît, puis stagne autour d'une certaine épaisseur critique et enfin diminue. Cette épaisseur critique va dépendre du type de matériau et de la géométrie de l'expérience

(1D, plane, sphérique) mais à titre de comparaison, elle se situe entre 40 et 60 nm pour la palladium dans le cas d'implosions (géométrie sphérique) [112].

1.6 Importance de la transition solide-plasma

Malgré les travaux effectués sur l'optimisation des lasers et des cibles, l'empreinte laser reste encore actuellement un problème important en FCI. Une compréhension fine et détaillée des mécanismes physiques mis en œuvre dans l'empreinte laser est donc nécessaire pour pouvoir minimiser ce phénomène. De nombreuses études se sont concentrées sur les conséquences des modulations de densité à la surface de l'ablateur [7, 8, 40, 47, 113, 114, 115], mais peu se sont concentrées sur leur apparition. En effet, les études menées jusqu'à présent négligent le comportement solide initial de l'ablateur et sa transition solide-plasma induite par le laser. Actuellement, la majorité des codes hydrodynamiques utilisés pour étudier l'empreinte laser supposent que la cible est déjà initialement à l'état plasma. Cette hypothèse est justifiée par le fait que la transition solide-plasma peut être négligée car elle a lieu sur une échelle de temps petite devant l'échelle de temps de l'implosion, la différence entre les deux échelles de temps étant de l'ordre d'un facteur 100. En effet, comme on le verra, l'échelle de temps de la transition solide-plasma est la centaine de picosecondes alors que l'échelle de temps de l'implosion est la dizaine de nanosecondes [2, 47, 48]. Or supposer un état plasma initial pour l'ablateur conduit à deux conséquences majeures :

- L'absorption laser est modélisée de manière incorrecte dans les codes hydrodynamiques durant les premiers instants. La densité électronique initiale est en effet supposée sur-critique dans les codes hydrodynamiques alors qu'elle est quasi-nulle dans la réalité, en particulier dans le cas d'un ablateur en polystyrène. Une partie de l'énergie laser va donc être utilisée pour générer des électrons libres et ne sera donc pas utilisée pour chauffer l'ablateur. L'absorption laser et le dépôt d'énergie de manière générale sont pourtant des paramètres cruciaux pour la décrire la formation des modulations de densités ainsi que la formation des chocs et leur propagation.
- L'ablateur est supposé initialement opaque dans les codes hydrodynamiques alors qu'il est transparent dans la réalité lorsqu'il est en polystyrène. Ceci implique que la propagation du laser dans l'ablateur est négligée, propagation qui a lieu jusqu'à ce que l'ablateur devienne opaque lorsque la densité électronique deviendra de l'ordre de la densité critique. Cette transparence initiale de l'ablateur existant dans les premiers instants d'irradiation laser est appelée *shinethrough* [9]. A cause de ce *shinethrough*, le laser pourrait alors interagir avec la face arrière de l'ablateur et ainsi la chauffer et ioniser ce qui pourrait

alors avoir une influence sur le DT solide. De plus, le laser pourrait se propager dans l'ablateur et atteindre le DT solide avec lequel il pourrait interagir directement. Dans les deux cas, le *shinethrough* pourrait induire une dégradation de la cible dès le début de son interaction avec le laser ce qui rendrait son implosion moins efficace [116].

De plus, il a été montré récemment que le fait de négliger la transition solide-plasma dans les codes hydrodynamiques conduisait à sous estimer d'un facteur 3 les fluctuations des vitesses de chocs [10]. Grâce au laser OMEGA du LLE d'une longueur d'onde de 351 nm, des chocs modulés ont été générés dans une cible en polystyrène par un faisceau laser présentant des modulations d'intensité. Les fluctuations des vitesses des chocs ont été mesurées puis comparées à celles obtenues numériquement par le code hydrodynamique-radiatif 2D DRACO [7]. Il a alors été observé que DRACO sous-estimait d'un facteur 3 les fluctuations des vitesses des chocs. Cette sous-estimation a été attribuée au comportement solide initial du polystyrène et plus précisément à la photoionisation du polystyrène. La photoionisation du polystyrène par un laser à 351 nm étant un processus non-linéaire, l'absorption laser est modifiée et donc les fluctuations des vitesses des chocs également. Afin de prendre en compte cette modification de l'absorption laser due au comportement solide initial du polystyrène, les simulations avec DRACO ont été refaites en multipliant par 2 les modulations d'intensité du laser en se basant sur le fait que deux photons sont nécessaires pour photoioniser le polystyrène. Il a alors été observé que les nouvelles fluctuations de vitesses obtenues numériquement étaient comparables à celles obtenues expérimentalement. La multiplication d'un facteur 2 des modulations d'amplitude laser a donc permis de rendre compte, bien que de manière *ad hoc*, de l'influence du comportement solide initial du polystyrène, et donc de l'importance de la transition solide-plasma. Toutefois, une expérience similaire a été conduite avec le laser Nike d'une longueur d'onde de 248 nm au NRL. Les fluctuations des vitesses de chocs mesurées expérimentalement ont alors été comparées aux fluctuations de vitesses de chocs obtenues numériquement grâce au code FASTRAD3D, un code hydrodynamique radiatif 3D [117, 118]. Là encore, il a été observé que les résultats numériques sous estimaient les valeurs expérimentales d'un facteur 3. Cependant, contrairement au laser OMEGA, le laser Nike a une longueur d'onde suffisamment faible pour ioniser le polystyrène avec un seul photon. Il a été conclu pour cette deuxième expérience que l'état solide initial du polystyrène n'était donc pas responsable des différences observées entre résultats numériques et expérimentaux. Nous montrerons au cours de cette thèse que la transition solide-plasma peut quand même être responsable de ces différences. En effet, ce n'est pas le détail du mécanisme de génération d'électrons qui est important (photoionisation à un ou deux photons suivant la longueur d'onde du laser) mais bien le processus de production d'électrons libres dans sa globalité.

La transition solide-plasma est donc un processus important à étudier pour comprendre plus précisément la physique de l’empreinte laser. La modélisation de la transition solide-plasma ne permettra pas en soi de trouver de nouvelles solutions permettant de réduire l’empreinte laser mais permettra de mieux comprendre son fonctionnement ce qui facilitera la recherche de nouvelles solutions.

1.7 Synthèse

Au cours de ce chapitre, nous avons vu que le but de la fusion par confinement inertiel dépasse le cadre de la recherche académique et est d’intérêt général grâce aux différentes applications qu’elle peut avoir. Cependant, bien que l’approche standard de la FCI est identifiée depuis les années 1980, de nombreux défis restent à relever dans le schéma d’attaque directe, cadre dans lequel s’inscrit cette thèse. L’un de ces défis est la réduction de l’empreinte laser. Les inhomogénéités d’intensité présentent dans le profil spatial du laser, les *speckles*, induisent des modulations de densité à la surface de l’ablateur qui peuvent ensuite être amplifiées par des instabilités hydrodynamiques lors de l’implosion de la cible. Ceci peut alors réduire l’efficacité de l’implosion de la cible pouvant aller jusqu’à empêcher d’atteindre les conditions de températures et de densités nécessaires pour allumer la cible. Plusieurs techniques ont été mises en œuvre afin de réduire l’empreinte laser soit en lissant les lasers pour atténuer au mieux les inhomogénéités, soit en concevant des cibles moins sensibles aux inhomogénéités du laser. Cependant, l’empreinte laser continue de rester problématique. Récemment, il a été suggéré expérimentalement que le comportement solide initial de l’ablateur pouvait avoir une influence sur la formation des modulations de densité. La transition solide-plasma de l’ablateur doit donc être étudiée pour comprendre son implication dans le processus d’empreinte laser et pouvoir ainsi l’inclure dans les codes numériques utilisés aujourd’hui pour simuler l’implosion d’une cible (qui la négligent actuellement). Le chapitre suivant est ainsi dédié à la présentation des différentes théories qui seront utilisées pour construire un modèle permettant de décrire la transition solide-plasma induite par laser d’un ablateur en polystyrène.

Chapitre 2

Etat de l'art

La théorie, c'est quand on sait tout et que rien ne fonctionne. La pratique, c'est quand tout fonctionne et que personne ne sait pourquoi. Ici, nous avons réuni théorie et pratique : rien ne fonctionne... et personne ne sait pourquoi!

Albert Einstein

Sommaire

2.1	Phénoménologie de la transition solide-plasma	36
2.2	Dynamique électronique	37
2.2.1	Cas du matériau diélectrique	38
2.2.1.1	Photoionisation induite par laser	40
2.2.1.2	Ionisation par impact	43
2.2.1.3	Recombinaison électronique	45
2.2.2	Cas des molécules et atomes	47
2.2.2.1	Photoionisation induite par laser	48
2.2.2.2	Ionisation par impact électronique	51
2.2.2.3	Recombinaison électronique	53
2.2.2.4	Dissociation moléculaire	54
2.3	Chauffage de l'ablateur	55
2.3.1	Absorption laser	56
2.3.2	Collisions des électrons : transfert d'impulsion	56
2.3.2.1	Collisions électron-phonon	57
2.3.2.2	Collisions électron-neutre	65
2.3.2.3	Collisions électron-ion	67
2.3.3	Collisions des électrons : transfert d'énergie	70
2.3.3.1	Collisions électron-phonon	70
2.3.3.2	Collisions électron-ion	70

2.3.4	Equations d'état	71
2.3.4.1	Premier principe de la thermodynamique	72
2.3.4.2	Equation d'état du polystyrène	73
2.3.4.3	Equation d'état des électrons	75
2.3.4.4	Equation d'état des neutres	76
2.3.4.5	Equation d'état des ions	77
2.4	Propagation du laser	78
2.4.1	Equations de propagation	78
2.4.2	Méthode de résolution	80
2.4.3	Expression des champs électrique et magnétique	82
2.4.4	Relations de passages aux interfaces	84
2.4.5	Matrices de transfert	85
2.4.6	Coefficient de réflexion et transmission	86
2.4.7	Cas particulier : le matériau homogène	87
2.5	Synthèse	89

Objectif et organisation du chapitre

Le but de ce chapitre est de présenter les différents processus physiques et chimiques mis en jeu dans la transition solide-plasma d'un ablateur en polystyrène, qui est un matériau diélectrique, induite par laser ainsi que les théories pouvant être utilisées pour modéliser ces processus. Ce chapitre est donc organisé de la manière suivante. La Section 2.1 est dédiée à une description qualitative de la transition solide-plasma d'un matériau diélectrique. Cette section permettra d'identifier quels processus sont mis en jeu. Nous verrons que ce sont principalement :

- la dynamique électronique associée à la variation de la densité d'électrons libres
- le chauffage des électrons libres et du système réseau-ion que nous définirons
- la propagation du laser

Ainsi, la dynamique électronique sera présentée dans la section 2.2. Nous présenterons ensuite les différents mécanismes responsables du chauffage dans la Section 2.3. Puis la Section 2.4 sera consacrée à la présentation de la modélisation de la propagation du laser. Enfin, la Section 2.5 clora ce chapitre en résumant les points essentiels qui auront été présentés.

2.1 Phénoménologie de la transition solide-plasma

On a vu dans la Section 1.3 qu'avant de passer dans l'état plasma, l'ablateur est initialement un matériau diélectrique. Ainsi, la transition solide-plasma induite par laser de l'ablateur fait globalement intervenir quatre processus :

- Processus 1 : Des électrons libres vont pouvoir être générés ou recombiner durant toute l'interaction entre le laser et l'ablateur car ce dernier étant initialement un matériau diélectrique, il ne possède quasiment aucun électron libre avant l'interaction avec le laser.
- Processus 2 : Parallèlement, l'interaction entre le laser et l'ablateur va donner lieu à un chauffage des électrons libres. En effet, le réseau du matériau diélectrique étant beaucoup plus lourd que les électrons, ces derniers vont être chauffés beaucoup plus rapidement. Le matériau diélectrique devient alors un système hors-équilibre d'un point de vue thermodynamique avec des électrons plus chauds que le réseau qui reste froid.
- Processus 3 : Au bout d'un certain temps, le transfert d'énergie entre les électrons et le réseau sera suffisamment efficace pour faire augmenter significativement la température de ce dernier. Le réseau va donc également être chauffé.
- Processus 4 : L'augmentation significative de la température du réseau va conduire à une modification de la composition chimique d'ablateur. Le réseau va disparaître pour faire apparaître des molécules qui vont également se dissocier sous l'effet de la température pour faire apparaître un mélange d'atomes. L'ablateur passe ainsi progressivement d'un matériau diélectrique à un milieu composé uniquement d'atomes indépendants¹. D'un point de vue pratique, nous désignerons le réseau, les molécules et les atomes sous le terme générique *système réseau-ion*.

De plus, ces quatre processus vont impliquer une modification des propriétés optiques de l'ablateur. Ainsi, ce dernier va progressivement passer de transparent à opaque au cours de la transition solide-plasma et la propagation du laser va être modifiée. La génération d'électrons libres et le chauffage, tous les deux induits par le laser, qui avaient lieu initialement en volume se feront ensuite en surface. Enfin, l'hydrodynamique de l'ablateur devrait également être prise en compte car la surface de l'ablateur pourra se détendre une fois dans l'état plasma. Cette détente du plasma

1. On notera que lorsqu'on parle ici d'un milieu composé d'atomes, on fait un abus de langage. La matière est en effet toujours composée d'atomes. Lorsqu'on parle d'un milieu composé d'atomes, ou plus tard dans le Chapitre 3 d'un ablateur composé de carbone et d'hydrogène, c'est justement pour préciser que le milieu n'est ni un matériau diélectrique ni composé de molécules mais se présente sous forme d'atomes indépendants, c'est à dire où toutes les liaisons chimiques ont disparus.

amènera un changement d'énergie interne, et donc de température et de densité. En particulier, la densité d'électrons diminuant, l'indice optique sera modifié et avec lui la propagation du laser. Les processus de diffusion de matière (électrons et ions) et de chaleur devraient également être pris en compte. On a vu dans le chapitre précédent que les profils spatiaux d'intensité des lasers sont inhomogènes à cause de la présence des *speckles*. De plus, la modification de la propagation laser à cause du changement d'indice optique va conduire à une amplitude laser qui sera différente selon la profondeur dans l'ablateur. Dans les deux cas, ces profils d'intensité inhomogènes vont induire une génération d'électrons et un chauffage inhomogènes faisant apparaître des gradients de densités et de températures conduisant à l'apparition de ces processus de diffusion.

Afin de décrire la transition solide-plasma induite par laser de l'ablateur, nous considérerons les processus suivants :

- la dynamique électronique dans l'ablateur
- le chauffage des électrons et du système réseau-ion
- la propagation du laser dans l'ablateur

et nous négligerons les processus de diffusion en première approximation d'une part ainsi que les processus hydrodynamiques liés à l'expansion du plasma en surface de l'ablateur d'autre part ce qui implique que la transition solide-plasma a lieu à densité (massique) constante qui reste proche de la densité du solide. L'ablateur ayant une taille caractéristique de l'ordre de la dizaine de micromètres et la vitesse du son dans les solides étant de l'ordre de plusieurs milliers de m.s^{-1} , il apparaît que l'expansion de l'ablateur sera significative sur une échelle de temps de plusieurs nanosecondes ce qui est bien plus grand que la durée du *picket*, de l'ordre de 100 ps, responsable de la transition solide-plasma. L'hypothèse de négliger les processus hydrodynamiques et de diffusion est faite ici *a priori* et sera vérifiée *a posteriori* dans le Chapitre 3 en évaluant les grandeurs caractéristiques de l'expansion du plasma mais également de diffusion de matière et de chaleur. Au final, ce chapitre présentera la dynamique électronique dans la Section 2.2, le chauffage de l'ablateur dans la Section 2.3 et la propagation laser dans la Section 2.4. La description de la dynamique électronique et du chauffage de l'ablateur sera être adaptée à la composition chimique de l'ablateur afin de tenir compte de sa modification sous l'effet de l'augmentation de la température du système réseau-ion.

2.2 Dynamique électronique

Comme on vient de le voir, la dynamique électronique fait partie des processus à décrire pour modéliser la transition solide-plasma. Par contre, sa description doit être adaptée à la composition chimique de l'ablateur suivant qu'il soit un matériau

diélectrique, constitué de molécules ou constitué d'atomes. Cependant, quelle que soit la composition chimique, on peut considérer que trois mécanismes responsables de l'évolution de la densité d'électrons libres doivent être pris en compte :

- la photoionisation induite par laser où un électron lié devient libre en absorbant des photons ou par effet tunnel
- l'ionisation par impact électronique où un électron lié devient libre après avoir subi une collision avec un deuxième électron libre
- la recombinaison des électrons où un électron libre libère de l'énergie et devient un électron lié

Même si ces mécanismes ont lieu pour n'importe quelle composition chimique, ils ne vont pas se dérouler de la même manière car ils vont dépendre de la structure électronique. Or, la structure électronique des matériaux diélectriques est différente de celle des molécules et des atomes. Par ailleurs, un mécanisme supplémentaire est à prendre en compte lorsque l'ablateur est constitué de molécules. C'est la dissociation des molécules sous l'effet de la température conduisant à la disparition des certaines molécules et à l'apparition de nouvelles molécules ou d'atomes. Les molécules ou les atomes apparaissant n'ayant pas les mêmes énergies d'ionisation que les molécules qui disparaissent, les taux de photoionisation, d'ionisation par impact et de recombinaison ne seront pas les mêmes modifiant donc la dynamique électronique.

Comme la modélisation de la dynamique électronique dépend de la composition chimique de l'ablateur, elle sera d'abord présentée pour les matériaux diélectriques dans la Section 2.2.1 puis pour les molécules et les atomes dans la Section 2.2.2. La dynamique électronique des molécules et des atomes étant principalement régie par leur énergie d'ionisation, elle sera décrite de la même manière dans les deux cas.

2.2.1 Cas du matériau diélectrique

Lorsque l'ablateur est un matériau diélectrique, il possède une structure de bande caractérisée par une bande de valence et une bande de conduction séparées par une bande interdite, ou *bandgap* par anglicisme. Cette structure de bande est schématisée sur la Figure 2.1. L'énergie de la bande interdite notée E_g , représente la différence d'énergie entre le niveau de plus haute énergie de la bande de valence et le niveau de plus basse énergie de la bande de conduction : $E_g = E_c - E_v$. Elle représente donc l'énergie minimale qu'un électron doit absorber pour passer de la bande de valence à la bande conduction.

La dynamique électronique dans un matériau diélectrique consiste à évaluer les différentes transitions des électrons entre la bande de valence et la bande de conduction ainsi qu'entre les niveaux de la bande conduction. Comme vu dans l'introduction de cette section, on suppose que la dynamique électronique est uniquement décrite par les quatre mécanismes suivants :

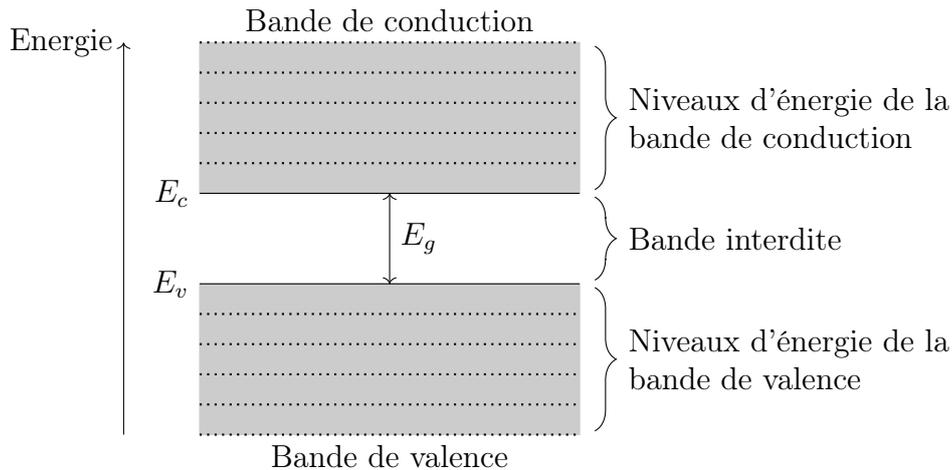


FIGURE 2.1 – Structure de bande d'un matériau diélectrique. Les niveaux des bandes de valence et de conduction sont en pointillés. Le premier niveau de la bande de conduction, d'énergie E_c , et le dernier niveau de la bande de valence, d'énergie E_v , sont en trait pleins. L'énergie de la bande interdite E_g représente la différence d'énergie entre ces deux niveaux $E_g = E_c - E_v$. Par souci de clarté, la dispersion des bandes n'est pas représentée.

- Photoionisation induite par laser : un électron va passer de la bande de valence à la bande de conduction en absorbant des photons ou bien va traverser la bande interdite par effet tunnel suivant l'intensité du laser
- Ionisation par impact : un électron de la bande de conduction dont l'énergie du niveau est de l'ordre de l'énergie de la bande interdite collisionne avec un électron de la bande de valence donnant lieu à deux électrons dans le niveau de plus basse énergie de la bande de conduction. Ce processus suppose une certaine population d'électrons dans les niveaux d'énergie considérés. La densité d'électrons dans ces niveaux est d'une part due à l'absorption à un photon où un électron dans un certain niveau d'énergie peut absorber un photon et atteint un niveau d'énergie plus élevée et d'autre part due aux collisions électron-phonon où un électron peut changer de niveau à la suite d'une collision avec un phonon.
- Recombinaison électronique : un électron d'un niveau quelconque de la bande de conduction retourne dans la bande de valence.

Nous allons décrire la photoionisation induite par laser dans la Section 2.2.1.1, puis l'ionisation par impact dans la Section 2.2.1.2, et enfin la recombinaison électronique dans la Section 2.2.1.3.

2.2.1.1 Photoionisation induite par laser

L'interaction entre un laser et un matériau diélectrique peut donner lieu à la promotion d'un électron de la bande de valence dans la bande de conduction. C'est la photoionisation induite par laser. Elle met en jeu deux processus différents :

- l'absorption multiphotonique où un électron passe de la bande de valence à la bande de conduction en absorbant un ou plusieurs photons laser si l'énergie de la bande interdite est plus petite ou plus grande que l'énergie du photon
- l'effet tunnel où un électron passe de la bande de valence à la bande de conduction en traversant la bande interdite par effet tunnel

Comme illustré sur la Figure 2.2, le processus dominant est déterminé par le facteur de Keldysh γ_K qui est défini par [119] :

$$\gamma_K = \omega_L \frac{\sqrt{m_r E_g}}{e E_L} \quad (2.1)$$

avec E_L le champ électrique laser et ω_L la fréquence laser². Cette dernière est reliée à l'énergie d'un photon laser $\hbar\omega_L$ avec \hbar la constante de Planck réduite ainsi qu'à

2. On fait ici un abus de langage car il s'agit rigoureusement de la pulsation laser.

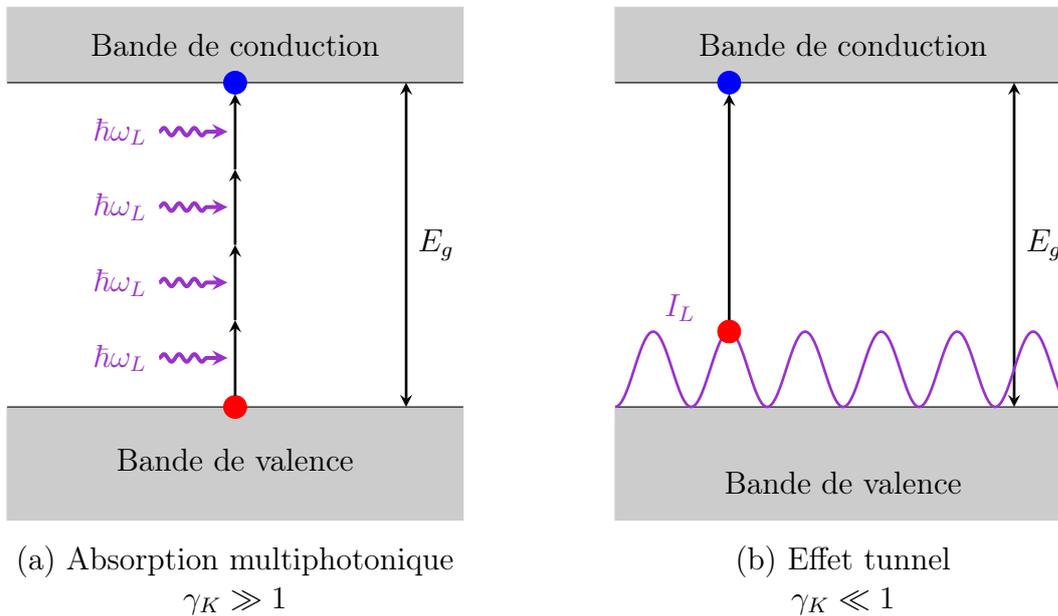


FIGURE 2.2 – Schéma des deux processus de photoionisation induite par laser. Les ronds rouges et bleus représentent respectivement les électrons en bande de valence et en bande de conduction. Les flèches qui ondulent représentent les photons laser d'énergie $\hbar\omega_L$. E_g représente l'énergie de la bande interdite et le signal périodique violet représente l'intensité laser oscillante I_L .

la longueur d'onde laser λ_L par la relation $\omega_L = 2\pi c/\lambda_L$ avec c la célérité de la lumière. La masse réduite m_r est définie par $1/m_r = 1/m_e^* + 1/m_h^*$ en fonction de la masse effective de l'électron m_e^* et de la masse effective du trou m_h^* . Pour un matériau donné, on observe ainsi que le processus dominant de photoionisation est entièrement déterminé par le rapport entre le champ et la fréquence du laser. La photoionisation dans le régime multiphotonique est caractérisée par $\gamma_K \gg 1$. Dans ce cas, plusieurs photons laser sont absorbés simultanément par un électron de la bande de valence qui est alors promu dans la bande de conduction, promotion qui a lieu à la condition que l'énergie totale des photons absorbés soit supérieure ou égal à l'énergie de la bande interdite. La photoionisation dans le régime tunnel est caractérisée par $\gamma_K \ll 1$. Dans ce cas, un électron de la bande de valence oscillant dans le champ laser peut acquérir une énergie suffisamment proche de l'énergie de la bande interdite pour pouvoir la traverser par effet tunnel. Le champ laser étant périodique, la photoionisation par effet tunnel peut avoir lieu plusieurs fois par cycle optique [120, 121, 122, 123]. Enfin, si $\gamma_K \approx 1$, il n'y a pas de processus dominant et les deux se font dans des proportions équivalentes.

La Figure 2.3 montre l'évolution du facteur de Keldysh donné par l'équation (2.1) en fonction de l'intensité laser pour du polystyrène en prenant une masse effective pour l'électron $m_r = m_e/2$, avec m_e la masse de l'électron libre, et une énergie pour la bande interdite $E_g = 4.05$ eV [124]. On considère un laser de longueur d'onde $\lambda_L = 351$ nm et dont l'intensité est calculée à partir du champ électrique laser E_L

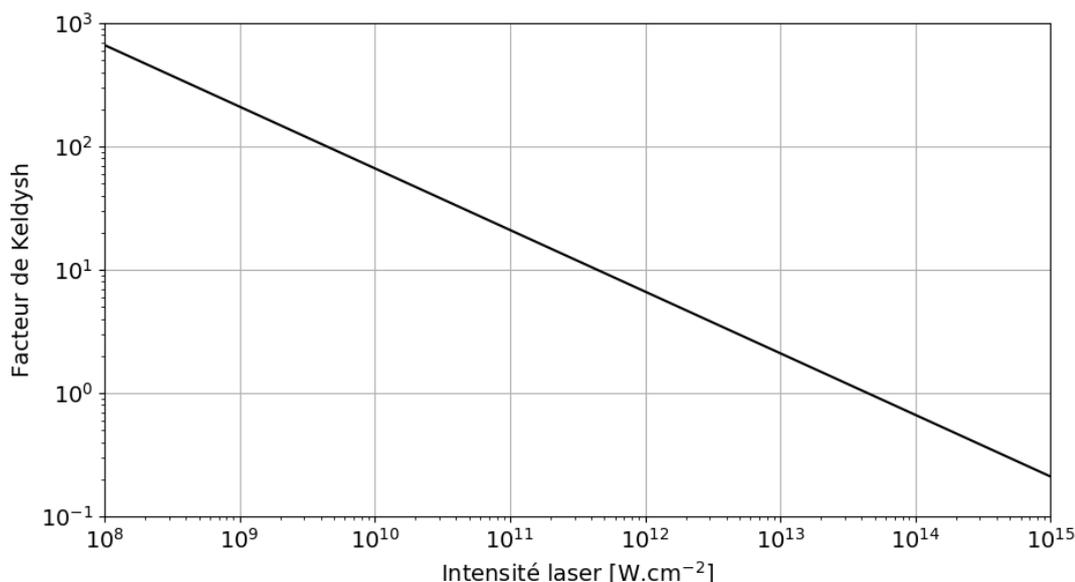


FIGURE 2.3 – Facteur de Keldysh en fonction de l'intensité laser pour du polystyrène.

grâce à la relation :

$$I_L = \frac{1}{2} \varepsilon_0 c E_L^2 \quad (2.2)$$

avec ε_0 la permittivité électrique du vide et c la célérité de la lumière. On observe alors que la photoionisation se fera essentiellement en régime multiphotonique $I_L < 10^{13} \text{ W.cm}^{-2}$ car on a $\gamma_K > 1$ pour ces intensités. A l'inverse, elle se fera essentiellement par effet tunnel pour $I_L > 10^{14} \text{ W.cm}^{-2}$ car on a $\gamma_K < 1$ pour ces intensités. Entre ces deux intensités, les deux processus se feront dans des proportions équivalentes car on a $\gamma_K \approx 1$.

Parmi les théories qui permettent de modéliser la photoionisation induite par laser, la théorie de Keldysh est la plus répandue. Bien que n'étant pas la plus précise, elle permet de décrire dans une seule théorie la photoionisation induite par laser dans le régime multiphotonique et dans le régime tunnel [119]. La variation d'électrons en bande de conduction due à la photoionisation induite par laser est alors donnée par :

$$\left(\frac{\partial n_e}{\partial t} \right)_{PI} = W_{PI} \quad (2.3)$$

l'indice PI signifiant photoionisation et où Keldysh définit le taux de photoionisation W_{PI} de la manière suivante [119] :

$$W_{PI} = \frac{2\omega_L}{9\pi} \left(\frac{\omega_L m^*}{\hbar \gamma_1} \right)^{3/2} Q(x, \gamma) \exp \left(-\pi \langle x + 1 \rangle \frac{K(\gamma_1) - E(\gamma_1)}{E(\gamma_2)} \right) \quad (2.4)$$

avec $\gamma_1 = \gamma_K / \sqrt{1 + \gamma_K^2}$, $\gamma_2 = 1 / \sqrt{1 + \gamma_K^2}$, $x = \tilde{E}_g / \hbar \omega_L$ et $\tilde{E}_g = 2E(\gamma_2)E_g / \pi \gamma_1$ l'énergie effective de la bande interdite. En effet, pour $\gamma_K \gg 1$, on a $\gamma_1 \approx 1$, $\gamma_2 \rightarrow 0$, $E(\gamma_2) \approx \pi/2$ et donc $\tilde{E}_g \approx E_g$. $\langle \cdot \rangle$ désigne la partie entière et les fonctions K et E correspondent aux intégrales elliptiques complètes respectivement d'ordre 1 et 2 définies par :

$$K(k) = \int_0^{\pi/2} \frac{d\theta}{\sqrt{1 - k^2 \sin^2 \theta}} \quad (2.5)$$

$$E(k) = \int_0^{\pi/2} \sqrt{1 - k^2 \sin^2 \theta} d\theta \quad (2.6)$$

Enfin, la fonction Q apparaissant dans l'équation Eq. (2.4) est définie par :

$$Q(x, \gamma_1, \gamma_2) = \sqrt{\frac{\pi}{2E(\gamma_2)}} \sum_{n=0}^{\infty} \exp \left(-n\pi \frac{K(\gamma_1) - E(\gamma_1)}{E(\gamma_1)} \right) \Phi \left(\pi \sqrt{\frac{2 \langle x + 1 \rangle - 2x + n}{2K(\gamma_2)E(\gamma_2)}} \right) \quad (2.7)$$

où intervient la fonction de Dawson Φ donnée par :

$$\Phi(z) = \int_0^z \exp(y^2 - z^2) dy \quad (2.8)$$

2.2.1.2 Ionisation par impact

Lorsqu'un électron se situe dans un certain niveau d'énergie de la bande de conduction, il peut changer de niveau soit en absorbant un photon laser ce qui le fait passer dans un niveau d'énergie supérieure, soit en collisionnant avec un phonon. Par absorption successive de plusieurs photons, l'électron va donc atteindre des niveaux d'énergie de plus en plus élevés. L'électron peut ainsi atteindre un niveau dont l'énergie associée est de l'ordre de l'énergie de la bande interdite. Dès lors, une collision entre cet électron et un électron de la bande de valence donnera lieu à deux électrons dans la bande de conduction dans le niveau de plus basse énergie. Ces deux électrons pourront à leur tour atteindre un niveau d'énergie proche de l'énergie de la bande interdite en absorbant successivement des photons et collisionner avec deux électrons de la bande de valence conduisant ainsi à quatre électrons dans la bande de conduction. Au final, ce processus répété fois plusieurs va alors donner lieu à une croissance exponentielle de la densité d'électrons dans la bande de conduction initiant ainsi une avalanche électronique. L'ionisation par impact initiant l'avalanche électronique est illustrée dans la Figure 2.4.

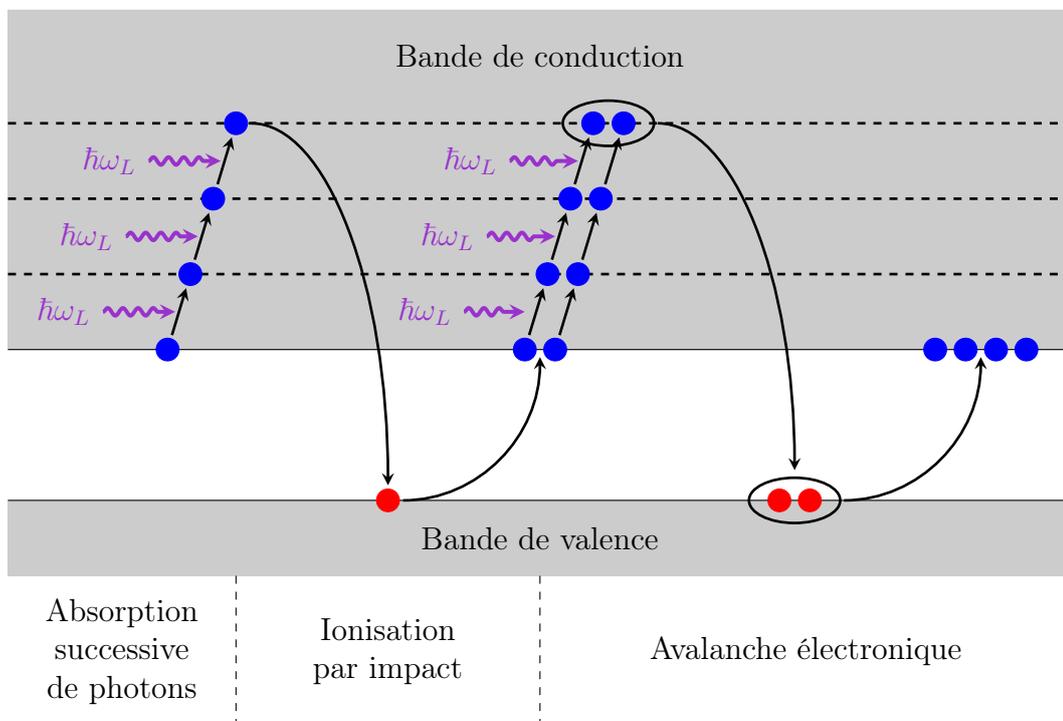


FIGURE 2.4 – Schéma de l'ionisation par impact initiant une avalanche électronique

Une modélisation de l'ionisation par impact a été proposée par Rethfeld [125] et est schématisée sur la Figure 2.5. Elle consiste à évaluer la densité d'électrons dans $k + 1$ niveaux de la bande de conduction où k est défini par :

$$k = \left\langle \frac{\varepsilon_{crit}}{\hbar\omega_L} \right\rangle \quad (2.9)$$

et représente le nombre de photons d'énergie $\hbar\omega_L$ qui doivent être absorbés pour atteindre l'énergie critique ε_{crit} qui représente l'énergie minimale qu'un électron de la bande de conduction doit avoir pour collisionner avec un électron de la bande de valence afin de le promouvoir dans la bande de conduction. Elle est définie par [126] :

$$\varepsilon_{crit} = \left(1 + \frac{m_{red}}{m_{VB}} \right) \left(E_g + \frac{e^2 E_L^2}{4m_{red}\omega_L^2} \right) \quad (2.10)$$

avec $1/m_{red} = 1/m_{BV} + 1/m_{BC}$ la masse réduite définie en fonction de m_{BV} et m_{BC} respectivement les masses effectives dans la bande de valence et dans la bande de conduction. A noter que le préfacteur $1 + m_{red}/m_{VB}$ permet de prendre en compte la conservation de l'impulsion de l'électron au cours de la collision [127]. Dans les conditions qui nous intéressent, l'énergie critique est de l'ordre de l'énergie de la bande interdite E_g . En effet, pour une intensité laser de $10^{14} \text{ W.cm}^{-2}$, on a $e^2 E_L^2 / 4m_{red}\omega_L^2 \approx 1 \text{ eV}$ en considérant un laser à 351 nm et $m_{red} = m_e$. Au final, la densité électronique

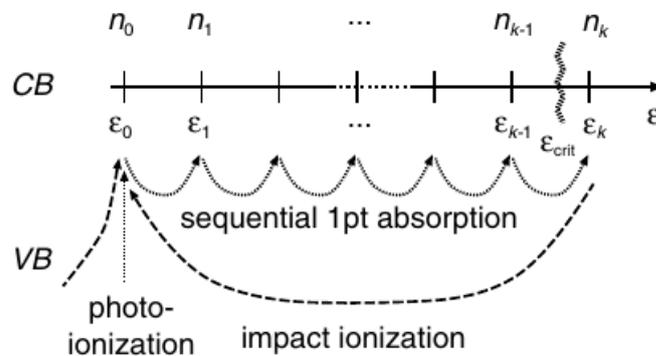


FIGURE 2.5 – Schéma de l'ionisation par impact dans le formalisme de Rethfeld. VB et CB correspondent respectivement à la bande de valence et à la bande conduction. Ce schéma est extrait de l'article de Rethfeld [125].

de chaque niveau suit la loi d'évolution suivante :

$$\frac{\partial n_0}{\partial t} = W_{PI} - W_{1pt}n_0 + 2\nu_{II}n_k \quad (2.11)$$

$$\frac{\partial n_j}{\partial t} = W_{1pt}n_{j-1} - W_{1pt}n_j \quad (2.12)$$

$$\frac{\partial n_k}{\partial t} = W_{1pt}n_{k-1} - \nu_{II}n_k \quad (2.13)$$

avec $j \in \{1, \dots, k-1\}$. W_{PI} correspond au taux de photoionisation qui représente le terme source permettant de remplir le premier niveau de la bande de conduction indépendamment du processus d'ionisation par impact. W_{1pt} représente le taux d'absorption à un photon permettant aux électrons d'atteindre successivement des niveaux plus élevés dans la bande de conduction. Enfin, ν_{II} correspond à la fréquence d'ionisation par impact. W_{1pt} et ν_{II} sont propres à chaque matériau. La densité électronique totale est finalement obtenue en sommant les densités électroniques de chaque niveau et on a :

$$n_e = \sum_{j=0}^k n_j \quad (2.14)$$

On notera que ce formalisme néglige l'influence des collisions électron-phonon sur les populations électroniques des $k+1$ niveaux considérés. En effet, ces collisions ont pour principale conséquence d'étaler la fonction de distribution des électrons sur une échelle de temps inférieure à la picoseconde [125]. Cette hypothèse est alors légitime dans notre cas car les lasers qui nous intéressent ont une durée d'environ 100 ps.

2.2.1.3 Recombinaison électronique

Dans les matériaux diélectriques, la recombinaison électronique représente le dépeuplement de la bande de conduction du fait de l'interaction des électrons qui s'y trouvent avec les trous présents dans la bande de valence. Cette interaction se fait principalement suivant trois mécanismes schématisés sur la Figure 2.6. Ces trois mécanismes sont [128, 129] :

- la recombinaison radiative : un électron de la bande valence passe dans la bande de conduction et interagit avec un trou qui disparaît en libérant de l'énergie sous forme de photon,
- la recombinaison Shockley-Read-Hall : à cause de défauts provenant d'impuretés ou de déformations, des niveaux électroniques vont apparaître dans la bande interdite. Ces niveaux sont appelés des niveaux pièges. Ils vont capturer un électron de la bande de conduction (respectivement un trou de la bande de valence) puis capturer un trou de la bande de valence (respectivement un

électron de la bande de conduction). L'interaction entre l'électron et le trou dans le niveau piège va conduire au piégeage de l'électron et à la disparition du trou qui sera associée à une libération sous forme de phonon,

- la recombinaison Auger : un électron de la bande de conduction retourne dans la bande de valence suite à une collision avec un deuxième électron de la bande de conduction et un trou de la bande de valence. Le trou disparaît alors et l'énergie libérée est acquise par le deuxième électron impliqué dans la collision. C'est le processus inverse de l'ionisation par impact.

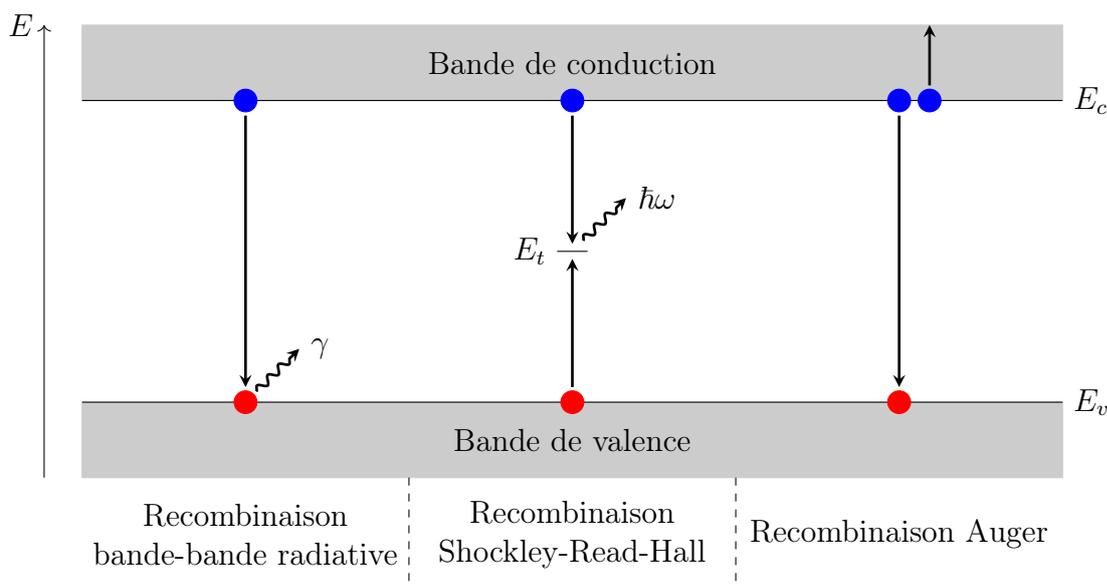


FIGURE 2.6 – Schéma des mécanismes de recombinaison électronique dans les matériaux diélectriques. A droite, au centre et à gauche sont respectivement représentées la recombinaison bande-bande radiative, la recombinaison Shockley-Read-Hall et la recombinaison Auger dans le cas d'une collision électron-électron-trou. En bleu dans la bande de conduction et en rouge dans la bande de valence sont respectivement représentés les électrons et les trous. γ et $\hbar\omega$ représentent respectivement le photon émis lors d'une recombinaison bande-bande radiative et le phonon émis lors d'une recombinaison Shockley-Read-Hall. E_c , E_v et E_t représentent respectivement l'énergie du plus bas niveau de la bande de conduction, l'énergie du plus haut niveau de la bande de valence et l'énergie du niveau piège.

Dans le contexte de la transition solide-plasma, la recombinaison bande-bande radiative et la recombinaison Auger peuvent être négligées devant la recombinaison Shockley-Read-Hall. En effet, lorsque l'ablateur va être chauffé, la structure périodique initialement présente va être altérée à cause de l'augmentation de la température. Des défauts vont alors apparaître ce qui va donner naissance à des niveaux pièges dans la bande interdite. Au final, le taux de recombinaison est donné

par [130, 131] :

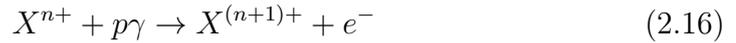
$$\left(\frac{\partial n_e}{\partial t}\right)_{\text{recombinaison}} \approx \nu_{SRH} (n_e n_h - n_0^2) \quad (2.15)$$

avec $(\partial_t n_e)_{SRH}$ le taux de recombinaison de Shockley-Read-Hall, ν_{SRH} la fréquence de recombinaison par unité de volume de Shockley-Read-Hall propre à chaque matériau, n_e la densité d'électrons, n_h la densité de trous et $n_0 = n_{e,eq} = n_{h,eq}$ la densité d'électrons et de trous à l'équilibre.

2.2.2 Cas des molécules et atomes

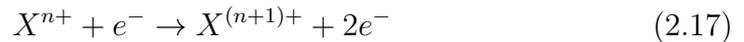
Nous avons vu en introduction de la Section 2.2 que lors de la transition solide-plasma de l'ablateur, celui-ci est tout d'abord un matériau diélectrique puis il devient constitué de molécules et devient enfin constitué d'atomes. Dans la section précédente, nous avons vu la dynamique électronique dans les matériaux diélectriques. Nous allons étudier dans cette section la dynamique électronique lorsque l'ablateur est composé de molécules ou d'atomes. Dans ce cas, la dynamique électronique consiste à évaluer les ionisations successives des molécules et des atomes ainsi que la dissociation des molécules. Quatre processus peuvent avoir lieu :

- la photoionisation induite par laser : un électron lié d'un atome, d'un ion atomique, d'une molécule ou d'un ion moléculaire peut devenir libre en absorbant des photons laser ou en franchissant la barrière coulombienne par effet tunnel suivant l'intensité. La photoionisation induite par laser dans le cas des atomes et molécules peut être représentée par la réaction suivante :



où X représente l'espèce atomique ou moléculaire de degré d'ionisation n subissant la photoionisation induite par laser associée à l'absorption de p photons.

- l'ionisation par impact électronique : si un électron libre possède une énergie cinétique supérieure ou égale à l'énergie d'ionisation d'une espèce donnée (atome, molécule ou ion atomique ou moléculaire), une collision entre cet électron et cette espèce pourra donner lieu à l'ionisation de ladite espèce et générer un électron libre supplémentaire. La réaction associée à cette collision est la suivante :



- la recombinaison électronique : lorsqu'un électron passe au voisinage d'un ion, atomique ou moléculaire, l'électron peut recombiner avec l'ion si l'énergie cinétique de l'électron est inférieure au potentiel d'interaction électron-ion. L'énergie libérée au cours de la recombinaison peut alors être émise sous forme de photon, on parle dans ce cas de recombinaison radiative, ou acquise par un

deuxième électron libre, on parle dans ce cas de recombinaison collisionnelle à trois corps. La réaction associée à la recombinaison est la suivante :



- la dissociation moléculaire : lorsque la température d'un gaz ou d'un plasma composé de molécules ionisées ou non devient supérieure à l'énergie des liaisons chimiques existant dans les molécules, celles-ci peuvent alors se dissocier donnant naissance à des molécules plus petites ou à des atomes. Si le réactif est ionisé, au moins un des produits sera également ionisé. La dissociation moléculaire est associée à la réaction suivante :



avec X la molécule de degré d'ionisation n qui se dissocie et A_i l'ensemble des produits (molécules ou atomes) créés au cours de cette dissociation associé au coefficient stœchiométrique ν_i et au degré d'ionisation n_i .

On s'intéressera en première approximation à l'ionisation ou la recombinaison simple. On néglige ainsi l'ionisation et la recombinaison multiple où plusieurs électrons libres sont générés ou recombinent au cours d'une seule réaction car les sections efficaces associées sont généralement plus faibles que celles des processus où un seul électron est impliqué. La photoionisation induite par laser, l'ionisation par impact électronique et la recombinaison électronique dans le cas de molécules et d'atomes ainsi que la dissociation moléculaire sont décrites respectivement en Section 2.2.2.1 en Section 2.2.2.2, en Section 2.2.2.3 et en Section 2.2.2.4.

2.2.2.1 Photoionisation induite par laser

La photoionisation induite par laser des atomes est assez similaire à celle des matériaux diélectriques bien que comportant quelques différences car la structure électronique d'un atome étant différente de celle d'un matériau diélectrique.

De la même manière que pour les matériaux diélectriques, la photoionisation des atomes peut s'effectuer par absorption multiphotonique ou par effet tunnel [119]. Comme illustré sur la Figure 2.7, le processus dominant est déterminé par la valeur du facteur de Keldysh qui est donné par :

$$\gamma_K = \omega_L \frac{\sqrt{2m_e U_i}}{e E_L} \quad (2.20)$$

avec ω_L la fréquence laser, m_e la masse de l'électron libre, U_i l'énergie d'ionisation de l'atome, e la charge électrique élémentaire et E_L le champ électrique laser. On

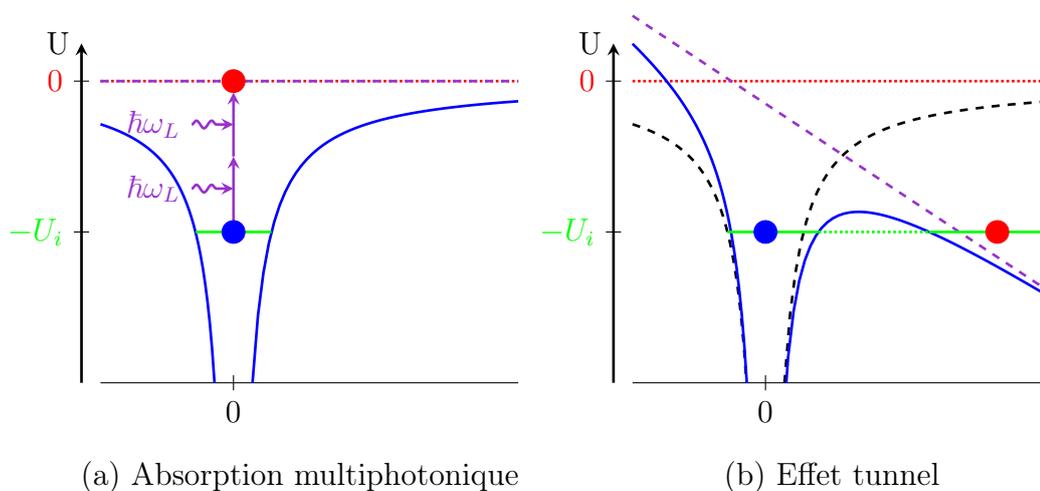


FIGURE 2.7 – Illustration des deux processus de photoionisation pour les atomes. Les électrons liés sont représentés en bleu et les électrons libres en rouge. Le trait en pointillés rouges représente le niveau d'énergie nulle. Le trait discontinu violet représente le champ laser. Le trait discontinu noir représente le potentiel coulombien. Le trait plein bleu représente le potentiel ressenti par l'électron lié qui est la somme du potentiel coulombien et du champ laser. U_i représente l'énergie d'ionisation de l'atome et $\hbar\omega_L$ les photons laser.

notera que cette expression est légèrement différente du facteur de Keldysh pour les matériaux diélectriques qui est donné par l'équation (2.1). Si $\gamma \gg 1$, le processus de photoionisation dominant est l'absorption multiphotonique. Dans ce cas, un électron lié devient un électron libre en absorbant plusieurs photons simultanément et si l'énergie acquise est supérieure à l'énergie d'ionisation de l'atome. Si $\gamma_K \ll 1$, le processus de photoionisation dominant est l'effet tunnel. Dans ce cas, le laser est suffisamment intense pour que le champ laser diminue la barrière coulombienne vue par l'électron qui la traverse alors par effet tunnel et devient un électron libre. Si $\gamma_K \approx 1$, les deux processus se font en proportions similaires.

La Figure 2.8 montre l'évolution du facteur de Keldysh pour les atomes défini par l'équation (2.20) en fonction de l'intensité en prenant un laser à 351 nm et un potentiel d'ionisation $U_i = 10$ eV, ce qui est l'ordre de grandeur de l'énergie d'ionisation d'un atome. L'intensité est calculée à partir du champ électrique par la relation (2.2). On observe ainsi qu'on peut considérer $\gamma_K \gg 1$ pour $I_L < 10^{13}$ W.cm⁻² et donc que pour ce domaine d'intensité, la photoionisation se fera principalement par absorption multiphotonique. Pour des intensités plus élevées, l'effet tunnel devient non négligeable. Ceci signifie donc que dans le contexte de la transition solide-plasma, la photoionisation des molécules et des atomes se fera principalement par absorp-

tion multiphotonique. En effet, on a vu dans la Section 1.3 que l'intensité du picket responsable de la transition solide-plasma est de l'ordre de $10^{13} - 10^{14} \text{ W.cm}^{-2}$.

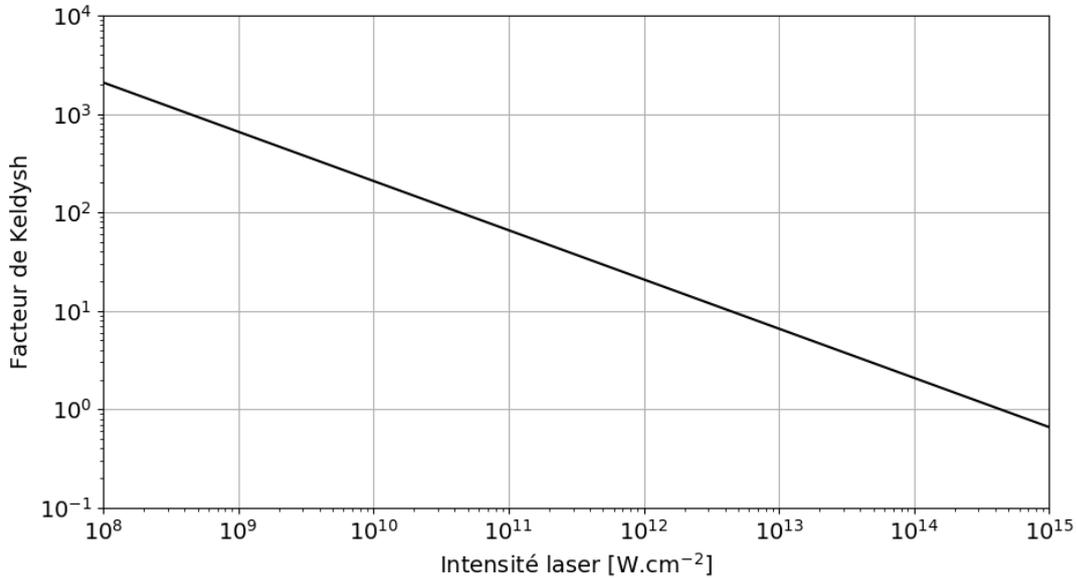


FIGURE 2.8 – Facteur de Keldysh en fonction de l'intensité pour un atome ayant une énergie d'ionisation de 10 eV.

Comme pour les matériaux diélectriques, de nombreuses théories permettent de décrire la photoionisation des atomes. On pourra notamment citer le modèle PPT (Perelomov, Popov et Terent'ev) [132, 133, 134] et le modèle ADK (Ammosov, Delone et Krainov) [135, 136, 137, 138, 139] mais ces modèles nécessitent une connaissance plus précise de la structure électronique des atomes et la théorie de Keldysh demeure très utilisée. La variation de la densité électronique est au final donnée par :

$$\left(\frac{\partial n_e}{\partial t} \right)_{PI} = W_{PI} \quad (2.21)$$

avec W_{PI} le taux de photoionisation pour les atomes obtenu par Keldysh et défini par [119] :

$$W_{PI} = \omega_L \left(\frac{U_i}{\hbar\omega_L} \right)^{3/2} \left(\frac{\gamma_K}{\sqrt{1 + \gamma_K^2}} \right)^{5/2} S(\gamma_K, \bar{x}) \times \exp \left[-2\bar{x} \left(\text{argsh}(\gamma_K) - \frac{\gamma_K \sqrt{1 + \gamma_K^2}}{1 + 2\gamma_K^2} \right) \right] \quad (2.22)$$

où U_i représente l'énergie d'ionisation de l'atome, argsh la fonction réciproque de

sinh et \bar{x} est défini par :

$$\bar{x} = \frac{U_i}{\hbar\omega_L} \left(1 + \frac{1}{2\gamma_K^2} \right) \quad (2.23)$$

Enfin, la fonction S est définie par :

$$S(\gamma_K, \bar{x}) = \sum_{n=0}^{+\infty} \exp \left[-2 \left(\langle \bar{x} + 1 \rangle - \bar{x} + n \right) \left(\operatorname{argsh}(\gamma_K) - \frac{\gamma_K}{\sqrt{1 + \gamma_K^2}} \right) \right] \\ \times \Phi \left[\sqrt{\frac{2\gamma_K}{\sqrt{1 + \gamma_K^2}}} \left(\langle \bar{x} + 1 \rangle - \bar{x} + n \right) \right] \quad (2.24)$$

avec Φ qui représente l'intégrale de Dawson définie par l'équation (2.8) et $\langle \cdot \rangle$ qui désigne la partie entière. $\langle \bar{x} + 1 \rangle$ représente le nombre de photons nécessaire pour ioniser l'atome par absorption multiphotonique. A l'origine, le taux de photoionisation de Keldysh est obtenu pour les atomes, et plus précisément pour les atomes hydrogénoïdes. Cependant, comme la photoionisation est principalement régie par l'énergie d'ionisation et que la prise en compte de la structure électronique de l'espèce considérée n'apporte qu'une correction, on supposera en première approximation que le taux de Keldysh donne une estimation acceptable du taux de photoionisation pour les atomes ayant n'importe quel degré d'ionisation ainsi que pour les molécules.

2.2.2.2 Ionisation par impact électronique

En physique des plasmas, l'ionisation par impact peut être décrite par la théorie de Thomson, la théorie de Smirnov, et la théorie de Gryziński [140]. La première constitue l'étude originelle de l'ionisation par impact électronique [141], la deuxième permet une amélioration de la section efficace obtenue par Thomson mais est fondée uniquement sur des considérations algébrique [142]. La troisième enfin améliore également les résultats obtenus par Thomson mais se fonde sur un modèle physiquement plus complet [143]. Ces trois modèles ont l'avantage de décrire de manière très simple l'ionisation par impact électronique pour les atomes et les molécules tout en donnant un accord satisfaisant avec les données expérimentales. Il existe des théories décrivant l'ionisation par impact de manière beaucoup plus précise [144, 145, 146, 147] mais d'une part, elles s'appuient sur des théories quantiques [148, 149, 150] nécessitant l'utilisation de multiples paramètres empiriques et/ou une connaissance accrue de la structure interne de la molécule ou de l'atome qui est en train d'être ionisé, et d'autre part, les formes de ces sections efficaces sont globalement similaires à celles données par la théorie de Gryziński. Ainsi, nous nous limiterons aux théories de Thomson, de Smirnov et de Gryziński. Ces théories étant valides à l'origine pour les atomes, on supposera qu'elles sont également valides pour les molécules pour les mêmes raisons que précédemment.

La section efficace d'ionisation par impact σ_{II} de ces trois théories peut être

écrite sous la forme générique suivante :

$$\sigma_{II} = 4\sigma_B F \left(\frac{3k_B T_e}{2U_i} \right) \quad (2.25)$$

où $\sigma_B = 0.88 \times 10^{-16} \text{ cm}^2$ correspond à la section efficace de Bohr et où la fonction F dépend de la théorie considérée :

$$F_T(x) = \frac{x-1}{x^2} \quad (2.26)$$

$$F_S(x) = \frac{10(x-1)}{\pi x(x+8)} \quad (2.27)$$

$$F_G(x) = \left(\frac{x-1}{x+1} \right)^{3/2} \left[\frac{1}{x} + \frac{2x-1}{3x^2} \log(2.7 + \sqrt{x-1}) \right] \quad (2.28)$$

F_T , F_S et F_G représentent respectivement les fonctions associées aux théories de Thomson, Smirnov et Gryziński. On en déduit alors la fréquence d'ionisation par impact ν_{II} qui est donnée par :

$$\nu_{II} = n_e \sigma_{II} \sqrt{\frac{8k_B T_e}{\pi m_e}} \quad (2.29)$$

où le terme en racine carré représente la vitesse de l'électron.

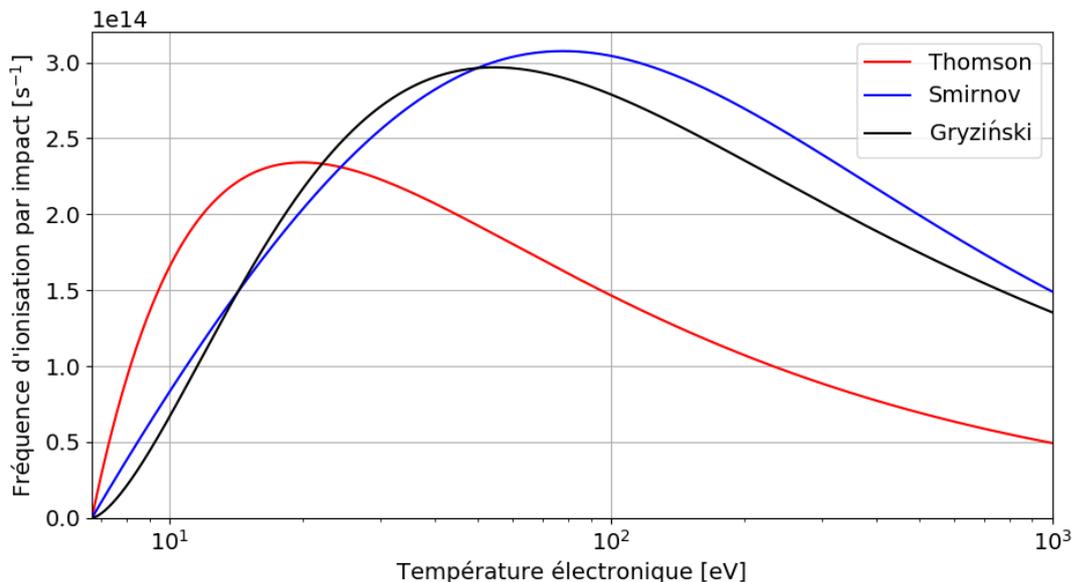


FIGURE 2.9 – Fréquence d'ionisation par impact donnée par l'équation (2.29) pour les théories de Thomson, Smirnov et Gryziński en fonction de la température des électrons avec $n_e = 10^{22} \text{ cm}^{-3}$ et $U_i = 10 \text{ eV}$.

La Figure 2.9 montre l'évolution de la fréquence d'ionisation par impact pour ces trois théories en prenant un potentiel d'ionisation $U_i = 10$ eV. On peut ainsi observer que le comportement des fréquences d'ionisation par impact est dominée par le comportement des sections efficaces : d'abord croissantes avec la température, puis décroissantes, impliquant l'existence d'un maximum. Par ailleurs, on observe également que pour $k_B T_e = 2U_i/3$, la fréquence d'ionisation est nulle. Elle correspond à l'énergie minimale que les électrons doivent avoir pour donner lieu à une ionisation par impact. En effet, l'énergie transférée de l'électron libre à l'électron lié lors de la collision doit être supérieure ou égale à l'énergie d'ionisation pour que l'électron lié puisse franchir la barrière coulombienne et ainsi devenir un électron libre. Ceci est retranscrit dans les fonctions F_T , F_S et F_G dont les expressions sont uniquement valables pour $x = 3k_B T_e/2U_i \geq 1$.

2.2.2.3 Recombinaison électronique

Lorsque le milieu est composé de molécules ou d'atomes, la recombinaison électronique peut se faire suivant deux mécanismes principalement :

- la recombinaison radiative où l'énergie résultant de la recombinaison entre un électron et un ion est émise sous forme de photon
- la recombinaison collisionnelle à trois corps où l'énergie résultant de la recombinaison entre un électron et un ion est absorbée par un deuxième électron.

On notera que ces deux processus sont les analogues respectifs de la recombinaison radiative et de la recombinaison Auger qui ont lieu dans les matériaux diélectriques, voir Section 2.2.1.3. Il a été montré expérimentalement que dans les plasmas denses, le processus dominant de recombinaison est la recombinaison collisionnelle à trois corps tandis que la recombinaison radiative est souvent négligeable [151]. Ainsi, nous considérerons uniquement la recombinaison collisionnelle à trois corps car nous verrons que le plasma existant lors de la transition solide-plasma est dense dans nos conditions.

Une estimation de la fréquence de recombinaison électronique collisionnelle à trois corps peut être obtenue à partir de l'évaluation du nombre de recombinaison possible ainsi que de leur probabilité. Cette approche très simple a été utilisée par Zel'dovich qui a obtenu la fréquence de recombinaison suivante [152] :

$$\nu_r = \frac{2^{13/2} \pi^{3/2}}{3^5} \frac{e^{10} Z^3}{\sqrt{m_e} (k_B T_e)^{9/2}} n_e^2 \quad (2.30)$$

avec Z le degré d'ionisation du plasma. Cette approche relativement simple permet d'avoir une estimation remarquablement précise de la fréquence de recombinaison. En effet, un calcul plus précis de la fréquence de recombinaison fournit une expression très similaire à l'équation (2.30) [153] légitimant ainsi l'approche de Zel'dovich. On

pourra noter que ces deux fréquences de recombinaison sont obtenues dans le cas de plasmas à basse température, c'est-à-dire lorsque la température des ions et des neutres est très petite devant leur énergie d'ionisation. A l'inverse, pour des plasmas à haute température où la température des ions et des neutres est très grande devant leur énergie d'ionisation, la fréquence de recombinaison a été dérivée par Belyaev et Budker [154]. Enfin, une fréquence de recombinaison valable à la fois à basse et haute température a été obtenue par Biberman *et al* [155]. Cependant, ces fréquences obtenues par Belyaev et Budker ainsi que par Biberman *et al* ne seront pas présentées car elles ne sont pas adaptées à la description de la transition solide-plasma. En effet, nous verrons que la limite des hautes températures n'est jamais atteinte.

2.2.2.4 Dissociation moléculaire

Si l'ablateur est composé de molécules, ces dernières pourront se dissocier au fur et à mesure que leur température augmente. L'ablateur va ainsi être composé de molécules de plus en plus petites jusqu'à être composé uniquement d'atomes. Bien que n'étant pas un processus à part entière de dynamique électronique, la dissociation moléculaire a une influence indirecte sur la densité d'électrons car les espèces qui apparaissent et disparaissent lors des dissociations n'ont pas la même énergie d'ionisation.

Supposons qu'une réaction du type $\alpha A \rightarrow \beta B + \gamma C$ avec A le réactif, B et C les produits, et α , β et γ leurs coefficients stœchiométriques associés. Comme les réactifs ne comportent qu'une seule espèce, les variations de densités des molécules sont alors données par :

$$\frac{\partial n_A}{\partial t} = -\alpha k n_A \quad (2.31)$$

$$\frac{\partial n_B}{\partial t} = \beta k n_A \quad (2.32)$$

$$\frac{\partial n_C}{\partial t} = \gamma k n_A \quad (2.33)$$

avec k le taux de dissociation de l'espèce A . La dissociation étant principalement déterminée par la température des molécules, le taux de dissociation peut être obtenu en utilisant la loi d'Arrhénius :

$$k = \nu_0 \exp\left(-\frac{E_d}{k_B T}\right) \quad (2.34)$$

avec E_d l'énergie de dissociation de la molécule A , T la température des molécules, et ν_0 la constante de dissociation.

2.3 Chauffage de l'ablateur

Nous avons vu dans la Section 2.1 que l'ablateur est un système hors-équilibre pendant la transition solide-plasma. Les électrons sont en effet chauffés par le laser dans un premier temps puis le système réseau-ion est chauffé dans un second temps grâce aux collisions électroniques. Il est donc nécessaire de considérer deux températures distinctes : une pour les électrons et une pour le système réseau-ion. L'évolution temporelle de ces deux températures est obtenue à partir des équations de conservation de l'énergie pour les électrons et le système réseau-ion qui s'écrivent de la manière suivante :

$$\frac{\partial U_e}{\partial t} = \left(\frac{\partial U_e}{\partial t} \right)_{laser} - \left(\frac{\partial U_e}{\partial t} \right)_{collisions} \quad (2.35)$$

$$\frac{\partial U_{il}}{\partial t} = \left(\frac{\partial U_e}{\partial t} \right)_{collisions} \quad (2.36)$$

avec U_e et U_{il} l'énergie interne des électrons et du système réseau-ion, $(\partial_t U_e)_{laser}$ la variation d'énergie interne des électrons due aux chauffage laser et $(\partial_t U_e)_{collisions}$ la variation d'énergie interne des électrons et du système réseau-ion due aux collisions électroniques. Les équations (2.35) et (2.36) découlent des équations générales de conservation de l'énergie où ont été négligés le flux de chaleur ainsi que les variations spatiales d'énergie interne et de pression car les processus hydrodynamiques ne sont pas pris en compte comme on l'a vu dans la Section 2.1.

Le but de cette section est de présenter la modélisation de chacun des termes apparaissant dans les équations (2.35) et (2.36). L'absorption laser permettant de modéliser le terme $(\partial_t U_e)_{laser}$ est présentée dans la Section 2.3.1. Nous présenterons ensuite dans le détail la modélisation du transfert d'impulsion lors des collisions des électrons dans la Section 2.3.2. En effet, il est nécessaire d'évaluer la fréquence de collision associée à ce transfert d'impulsion pour évaluer l'absorption laser. Puis, nous présenterons dans la Section 2.3.3 le transfert d'énergie des électrons vers le système réseau-ion dû aux collisions des électrons permettant de modéliser le terme $(\partial_t U_e)_{collisions}$. Enfin, la Section 2.3.4 sera consacrée à la présentation des équations d'états des électrons et des espèces du système réseau-ion. Elles nous permettront de déduire le modèle à deux températures à partir des équations (2.35) et (2.36) et ainsi de modéliser explicitement les variations temporelles des températures des électrons et du système réseau-ion. Enfin, à l'exception de l'absorption laser, toutes les autres grandeurs dépendent de la composition chimique de l'ablateur. Nous allons donc adapter la description de ces grandeurs afin de la prendre en compte.

2.3.1 Absorption laser

L'interaction entre le laser et les électrons libres peut résulter en une absorption de l'énergie laser par les électrons qui vont voir leur énergie interne augmenter. Rigoureusement, une partie de l'énergie laser peut également être absorbée par le système réseau-ion mais cette absorption sera négligée du fait de la grande différence de masse entre les électrons et les ions. Dans le contexte de la fusion par confinement inertiel, l'absorption laser se fait principalement suivant deux mécanismes :

- l'absorption collisionnelle qui correspond à une absorption de l'énergie laser par les électrons du fait de leurs collisions
- l'absorption résonnante qui correspond à une absorption de l'énergie laser par les électrons lorsque le laser arrive en incidence oblique sur un gradient de densité. Du fait de l'existence d'une composante du champ électrique de l'onde laser parallèle au gradient de densité, il y a conversion linéaire de l'onde laser en une onde électrostatique qui peut alors être absorbée par des collisions ou par amortissement Landau

Nous considérerons uniquement l'absorption collisionnelle car le laser est supposé arriver en incidence normale sur l'ablateur. Le taux d'absorption laser dans le cas de l'absorption collisionnelle s'écrit de la manière suivante :

$$\left(\frac{\partial U_e}{\partial t}\right)_{laser} = \frac{e^2 n_e \nu_c}{2m_e(\omega_L^2 + \nu_c^2)} E_L^2 \quad (2.37)$$

avec ν_c la fréquence de collision des électrons associée au transfert d'impulsion. La démonstration de ce taux d'absorption laser est donnée en Annexe A. Ce taux d'absorption laser est obtenu en calculant l'énergie acquise par les électrons par effet Joule dans le champ laser en supposant que la variation de vitesse des électrons est uniquement due à leur accélération dans le champ électrique laser et à leur collision (modèle de Drude [156]). La nature des collisions des électrons avec le système réseau-ion dépendant de sa composition chimique, la section suivante est dédiée à la présentation de la modélisation de la fréquence de collision associé au transfert d'impulsion des électrons.

2.3.2 Collisions des électrons : transfert d'impulsion

Lors de la transition solide-plasma, la modification de la composition chimique de l'ablateur va induire une modification de la nature des collisions. La description des collisions doit donc être adaptée à la composition chimique de l'ablateur qui est d'abord un matériau diélectrique, puis un mélange de molécules partiellement ionisées et enfin un mélange d'atomes totalement ionisés.

Lorsque l'ablateur est un matériau diélectrique, seules les collisions électron-phonon seront considérées. Les électrons peuvent également collisionner avec des défauts du matériau diélectrique mais ces collisions ne seront pas considérées car on suppose en première approximation que le matériau diélectrique est idéal et donc ne possède donc pas de défauts. Lorsque l'ablateur est composé de molécules ou d'atomes, les collisions considérées seront les collisions électron-ion et électron-neutre car les molécules et les atomes peuvent être ionisés ou non. Que l'ablateur soit un matériau diélectrique, composé de molécules ou composé d'atomes, les électrons peuvent également collisionner entre eux. Cependant, ces collisions seront négligées car elles ont pour principal rôle d'établir la fonction de distribution des électrons à l'équilibre (Fermi-Dirac ou Maxwellienne suivant le milieu). Or, étant donnés les lasers considérés qui ont une durée de 100 ps, la transition solide-plasma est décrite à l'aide de grandeurs moyennées (densité, énergie interne, température). On suppose que l'équilibre est déjà établi pour la fonction de distribution des électrons car il a généralement lieu sur une échelle de temps de l'ordre de la femtoseconde.

Le but de cette section étant de présenter la modélisation des différentes collisions électroniques considérées au cours de la transition solide-plasma, la Section 2.3.2.1 sera dédiée à la présentation des collisions électron-phonon, la Section 2.3.2.2 à la présentation des collisions électron-neutre et la Section 2.3.2.3 à la présentation des collisions électron-ion.

2.3.2.1 Collisions électron-phonon

Comme on vient de le voir, les collisions considérées lorsque l'ablateur est un matériau diélectrique sont les collisions électron-phonon. On a vu en introduction que l'ablateur était souvent du polystyrène. Nous allons donc considérer ce matériau pour étudier les collisions électron-phonon bien que les conclusions principales soient généralisables à n'importe quel matériau diélectrique. Comme le polystyrène est constitué d'une répétition d'un motif comportant plusieurs atomes, deux types de phonons existent :

- les phonons acoustiques qui correspondent au déplacement global des atomes constituant le motif et sont associés aux ondes sonores
- les phonons optiques qui correspondent au déplacement relatif des atomes constituant le motif créant ainsi un champ électrostatique

On peut montrer, voir Annexe B, qu'il existe en première approximation un phonon acoustique et deux phonons optiques dans le polystyrène. Le phonon acoustique est caractérisé par une vitesse du son c_s qui vaut $c_s = 2400 \text{ m.s}^{-1}$ [157]. Les deux phonons optiques sont chacun caractérisés par une énergie qui vaut $\hbar\omega_{LO,1} \approx 33 \text{ meV}$ pour le premier et $\hbar\omega_{LO,2} \approx 88 \text{ meV}$ pour le second. La fréquence totale de collision électron-phonon ν_{eph} est donnée par la règle de Mathieusen [156], soit la

somme des contributions de chaque collisions :

$$\nu_{eph} = \nu_{EAP} + \nu_{EOP1} + \nu_{EOP2} \quad (2.38)$$

avec ν_{EAP} la fréquence de collision électron-phonon acoustique et ν_{EOP1} et ν_{EOP2} les fréquences de collision électron-phonon optique. Les paragraphes suivants ont pour but de présenter ces fréquences de collisions avec d'abord la fréquence de collision électron-phonon acoustique, puis les fréquences de collision électron-phonon optique et enfin la fréquence de collision électron-phonon totale.

Fréquence de collision électron-phonon acoustique

La collision entre un électron et un phonon acoustique se traduit par l'absorption ou l'émission d'un phonon acoustique par l'électron. La fréquence de collision électron-phonon acoustique peut alors être calculée à partir de la règle d'or de Fermi et on obtient [158, 159] :

$$\nu_{EAP}(\varepsilon_k) = \frac{\mathcal{U}^2 k_B T_{il} m^{*3/2}}{\sqrt{2\pi\rho c_s^2 \hbar^4} \sqrt{\varepsilon_k}} \left(\varepsilon_k + \frac{m^* c_s^2}{2} \right) \quad (2.39)$$

avec \mathcal{U} le potentiel de déformation, T_{il} la température du réseau, m^* la masse effective de l'électron, ρ la masse volumique du matériau, c_s la vitesse du son dans le matériau et ε_k l'énergie (cinétique) des électrons. La démonstration de l'équation (2.39) est donnée en Annexe C. Cette formule n'est valide que pour des énergies comprises entre $m^* c_s^2/2$ qui représente l'énergie d'un phonon acoustique et à $\varepsilon_{k_{BZ}}$ qui représente l'énergie associée au vecteur d'onde de la première zone de Brillouin k_{BZ} . En effet, parmi les différentes hypothèses qui ont été faites pour obtenir cette fréquence de collision, il a notamment été supposé que les collisions issues de l'absorption d'un phonon par un électron et celles issues de l'émission d'un phonon par un électron pouvaient être considérées comme équivalentes. Cette hypothèse est justifiée par le fait que l'énergie d'un phonon acoustique est très faible devant la température du réseau. Ainsi, l'équation 2.39 n'est définie que pour $\varepsilon_k \geq m^* c_s^2/2$. L'équation 2.39 n'est également définie que pour $\varepsilon_k < \varepsilon_{k_{BZ}}$ car comme on le verra dans la Section 3.2, l'énergie des électrons ne dépasse pas l'énergie de la première zone de Brillouin qui est de l'ordre de la dizaine d'eV. Si les électrons ont cette température, on suppose que l'ablateur est suffisamment chauffé pour que les collisions électron-phonon aient disparues.

La Figure 2.10 montre l'évolution de cette fréquence de collision en fonction de l'énergie des électrons en prenant $\mathcal{U} = 0.4E_g$ [159] avec $E_g = 4.05$ eV l'énergie de la bande interdite du polystyrène [124], $T_{il} = 300$ K, $m^* = m_e$ avec m_e la masse de l'électron libre, $\rho = 1.1$ g.cm⁻³ la masse volumique du polystyrène et $c_s = 2400$ m.s⁻¹

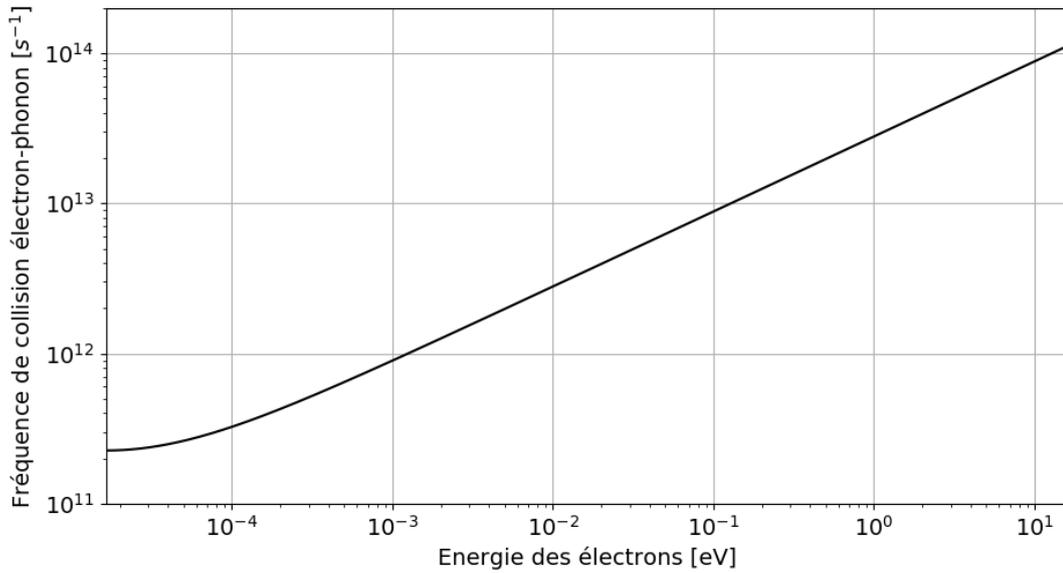


FIGURE 2.10 – Fréquence de collision électron-phonon acoustique donnée par l'équation (2.39) en fonction de l'énergie des électrons pour $T_{il} = 300$ K avec $\mathcal{U} = 0.4E_g$, $E_g = 4.05$ eV, $m^* = m_e$ et $\rho = 1.1$ g.cm $^{-3}$.

la vitesse du son dans le polystyrène [157]. La fréquence de collision est représentée pour des énergies qui se situent entre $m^*c_s^2/2$ et $\varepsilon_{k_{BZ}}$. Enfin, l'évolution de ν_{EAP} en fonction de l'énergie des électrons n'est montrée qu'à une température de réseau fixée, 300 K en l'occurrence, car $\nu_{EAP} \propto T_{il}$. On observe alors que la fréquence de collision est d'abord constante pour les très faibles énergies quand $\varepsilon_k \rightarrow m^*c_s^2/2$ puis augmente avec l'énergie pour rapidement devenir proportionnel à $\sqrt{\varepsilon_k}$. Les phonons acoustiques étant des modes de vibrations rendant compte du déplacement global du motif du polystyrène, plus les électrons ont une énergie importante, plus ils vont voir de motifs qui se déplacent. Ils vont donc ainsi interagir avec un plus grand nombre de phonons acoustiques et donc la fréquence de collisions augmente.

Fréquence de collision électron-phonon optique

Comme pour les phonons acoustiques, la collision entre un électron et un phonon optique résulte en l'absorption ou l'émission d'un phonon optique par un électron. La fréquence de collision électron-phonon optique peut être calculée à l'aide de la règle d'or de Fermi. Cependant, contrairement aux phonons acoustiques, l'énergie caractéristique d'un phonon optique n'est pas petite devant la température du réseau. Il est donc nécessaire de faire la différence entre une collision due à l'absorption d'un phonon optique par un électron et une collision due à l'émission d'un phonon optique par un électron. Ainsi, la fréquence de collision électron-phonon optique as-

sociée à l'absorption d'un phonon par un électron ν_{EOP}^{ab} est donnée par [158, 159] :

$$\nu_{EOP}^{ab}(\varepsilon_k) = \frac{e^2 \sqrt{m^*} \omega_{LO}}{\sqrt{2} \hbar \sqrt{\varepsilon_k}} \left(\frac{1}{\varepsilon_r^\infty} - \frac{1}{\varepsilon^0} \right) n_{LO}(T_{il}) \ln \left[\frac{\sqrt{1 + \hbar \omega_{LO} / \varepsilon_k} + 1}{\sqrt{1 + \hbar \omega_{LO} / \varepsilon_k} - 1} \right] \quad (2.40)$$

tandis que la fréquence de collision électron-phonon optique ν_{EOP}^{ab} associée à l'absorption d'un phonon par un électron est donnée par [158, 159] :

$$\nu_{EOP}^{em}(\varepsilon_k) = \frac{e^2 \sqrt{m^*} \omega_{LO}}{\sqrt{2} \hbar \sqrt{\varepsilon_k}} \left(\frac{1}{\varepsilon_r^\infty} - \frac{1}{\varepsilon^0} \right) (n_{LO}(T_{il}) + 1) \ln \left[\frac{1 + \sqrt{1 - \hbar \omega_{LO} / \varepsilon_k}}{1 - \sqrt{1 - \hbar \omega_{LO} / \varepsilon_k}} \right] \quad (2.41)$$

La démonstration des équations (2.40) et (2.41) est donnée dans l'Annexe C. Enfin, la fréquence totale de collision électron-phonon optique ν_{EOP} est donnée par la somme des deux contributions :

$$\nu_{EOP} = \nu_{EOP}^{ab} + \nu_{EOP}^{em} \quad (2.42)$$

Dans les équations (2.40) et (2.41), ω_{LO} correspond à la pulsation du phonon optique, ε_r^0 à la permittivité diélectrique du matériau à basse fréquence, $\varepsilon_r^{+\infty}$ à la permittivité diélectrique du matériau à haute fréquence et ε_k à l'énergie (cinétique) de l'électron. Enfin, n_{LO} représente la fonction de distribution des phonons. En supposant qu'ils sont à l'équilibre, elle est donnée par la fonction de distribution de Bose-Einstein :

$$n_{LO}(T_{il}) = \frac{1}{\exp\left(\frac{\hbar \omega_{LO}}{k_B T_{il}}\right) - 1} \quad (2.43)$$

L'équation (2.40) est définie pour $\varepsilon_k > 0$ tandis que l'équation (2.41) est définie pour $\varepsilon_k > \hbar \omega_{LO}$. En effet, un électron peut collisionner en absorbant un phonon optique aussi petite soit son énergie tandis qu'il doit avoir une énergie supérieure à $\hbar \omega_{LO}$ s'il veut pouvoir collisionner en émettant un phonon optique. Les équations (2.40) et (2.41) sont toutefois toutes les deux définies pour $\varepsilon_k < \varepsilon_{k_{BZ}}$ car on suppose que l'énergie des électrons ne dépasse pas l'énergie de la première zone de Brillouin comme pour les collisions électron-phonon acoustique.

La Figure 2.11 montre l'évolution des deux fréquences de collision électron-phonon optique ν_{EOP}^{ab} et ν_{EOP}^{em} en fonction de l'énergie des électrons pour les deux modes optiques du polystyrène $\hbar \omega_{LO} = 33$ meV et $\hbar \omega_{LO} = 88$ meV, voir Annexe B, avec $m^* = m_e$, $\varepsilon_r^0 = 2.5$ [157], $\varepsilon_r^\infty = 1.01$ [160] et $T_{il} = 300$ K. L'évolution de ν_{EOP}^{ab} est tracée pour des électrons ayant des énergies entre 0 et $\varepsilon_{k_{BZ}}$ tandis que l'évolution de ν_{EOP}^{em} est tracée pour des électrons ayant des énergies entre $\hbar \omega_{LO}$ et $\varepsilon_{k_{BZ}}$. Lorsque

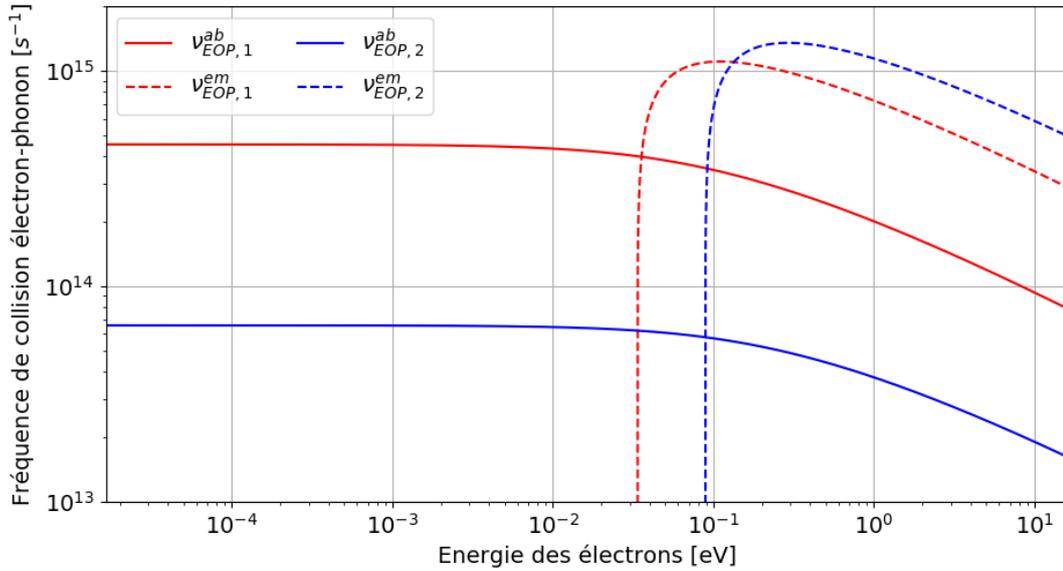


FIGURE 2.11 – Evolution en fonction de l'énergie des électrons de la fréquence de collision électron-phonon optique associée à l'absorption d'un phonon ν_{EOP}^{ab} donnée par l'équation (2.40) et de la fréquence de collision électron-phonon optique associée à l'émission d'un phonon ν_{EOP}^{em} donnée par l'équation (2.41) d'un phonon. Les deux fréquences ν_{EOP}^{ab} et ν_{EOP}^{em} sont chacune présentées pour les deux phonons optiques $\hbar\omega_{LO,1} = 33$ meV et $\hbar\omega_{LO,2} = 88$ meV existant dans le polystyrène.

l'énergie des électrons est très faible devant l'énergie d'un phonon optique, l'énergie de l'électron après absorption du phonon est équivalente à l'énergie du phonon absorbée. L'état final de l'électron après collision ne dépend donc presque pas de l'état initial de l'électron avant collision et au final, la fréquence de collision électron-phonon optique associée à l'absorption d'un phonon ne dépend pas de l'énergie des électrons lorsque ceux-ci auront une énergie très faible. Au contraire, lors de l'émission d'un phonon optique par un électron, l'état final de l'électron dépend fortement de l'état initial si l'énergie de l'électron est de l'ordre de l'énergie du phonon optique. Pour ces énergies, la fréquence de collision est donc très différente suivant l'état initial de l'électron ce qui explique les fortes variations pour ν_{EOP}^{em} lorsque $\varepsilon_k \approx \hbar\omega_{LO}$. Enfin, lorsque l'énergie des électrons est très grande devant l'énergie des phonons optiques, les électrons auront des énergies équivalentes avant et après absorption ou émission d'un phonon optique. L'état initial de l'électron avant collision est donc similaire à l'état final de l'électron après collision. Ceci peut alors se voir comme un faible nombre de collisions puisque, en moyenne, les électrons ne sont que peu affectés par les collisions lorsque leur énergie est grande devant celle des phonons optiques. Ainsi, ν_{EOP}^{ab} et ν_{EOP}^{em} diminuent lorsque $\varepsilon_k \ll \hbar\omega_{LO}$.

Comme ν_{EOP}^{ab} et ν_{EOP}^{em} dépendent de la température du réseau T_{il} seulement à

travers la fonction de distribution des phonons n_{LO} , la Figure 2.12 montre l'évolution de n_{LO} pour les deux modes optiques $\hbar\omega_{LO} = 33$ meV et $\hbar\omega_{LO} = 88$ meV en fonction de la température du réseau entre 20 K et 58 meV ≈ 670 K. La borne inférieure de ce domaine de température correspond à la température minimale du réseau qui est généralement rencontrée dans les expériences de FCI. La borne supérieure de ce domaine de température correspond à la température de dépolymérisation du polystyrène [157]. Au dessus de cette température, le polystyrène se dissocie. On suppose alors que la périodicité du réseau disparaît également au-delà de cette température et avec lui les phonons.

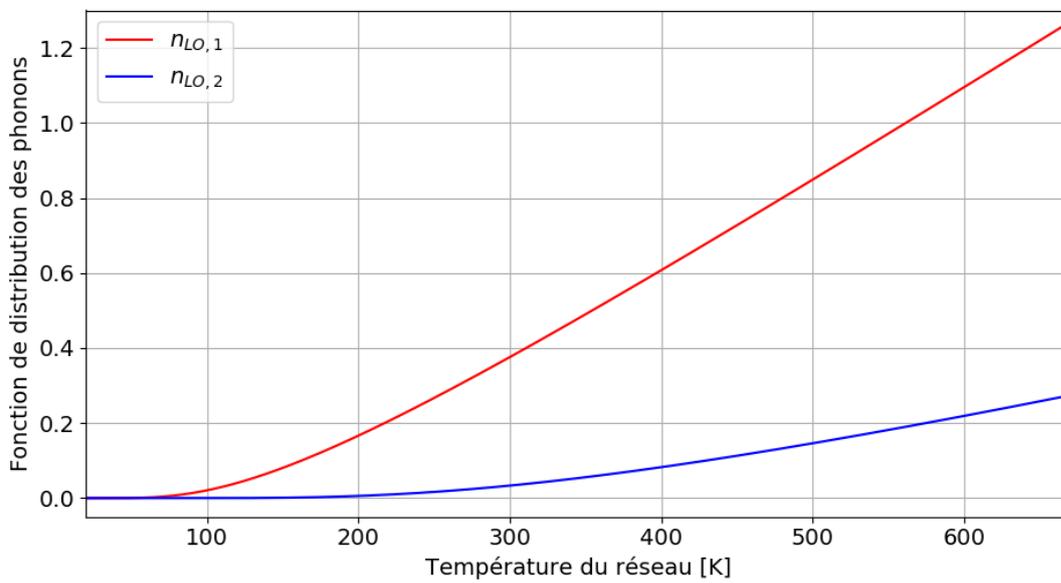


FIGURE 2.12 – Evolution de la fonction de distribution des phonons n_{LO} donnée par l'équation (2.43) pour les deux modes optiques $\hbar\omega_{LO,1} = 33$ meV et $\hbar\omega_{LO,2} = 88$ meV en fonction de la température du réseau entre 20 K et 58 meV ≈ 670 K.

On observe que n_{LO} augmente avec T_{il} . En effet, n_{LO} représentant la densité de phonons, plus la température du réseau est élevée, plus il y a de phonons. Ensuite, on observe que $n_{LO} \rightarrow 0$ lorsque $T_{il} \rightarrow 0$, ce qui va induire $\nu_{EAP}^{ab} \rightarrow 0$. En effet, lorsque la température du réseau est basse, il y a peu de phonons et donc la probabilité qu'un électron absorbe un phonon devient faible. Enfin, ce comportement de la densité de phonon lorsque $T_{il} \rightarrow 0$ va induire $n_{LO} + 1 \rightarrow 1$. Ainsi, même lorsque la température du réseau est basse, un électron pourra émettre un phonon et la fréquence de collision électron-phonon ne sera pas nulle. Ceci constitue une différence majeure par rapport au cas des métaux où seuls les modes acoustiques existent et où donc la fréquence de collision peut être supposée comme proportionnelle à la température tendant vers zéro pour des très faibles températures.

Fréquence de collision moyennée

Les fréquences de collisions décrites auparavant sont définies en fonction de l'énergie de l'électron ε_k , c'est à dire en fonction de son vecteur d'onde. On a en effet $\varepsilon_k = \hbar^2 k^2 / 2m_e$ pour un électron libre. Or, la fréquence de collision utilisée dans le modèle de Drude et apparaissant dans l'équation (2.37) est une fréquence de collision moyenne. Pour pallier ce problème, nous calculons une fréquence de collision moyennée $\bar{\nu}$ en moyennant les fréquences de collision sur l'énergie de l'électron de la manière suivante :

$$\bar{\nu} = \frac{\int_{\varepsilon_{min}}^{\varepsilon_{max}} \nu(\varepsilon) f(\varepsilon) g(\varepsilon) d\varepsilon}{\int_{\varepsilon_{min}}^{\varepsilon_{max}} f(\varepsilon) g(\varepsilon) d\varepsilon} \quad (2.44)$$

Ceci permet ainsi d'avoir non plus une fréquence de collision définie en fonction de l'énergie des électrons mais en fonction de leur température. La fonction de distribution des électrons $f(\varepsilon)$ et la densité d'états $g(\varepsilon)$ permettent de prendre en compte la répartition des électrons en fonction de leur énergie. La fonction de distribution des électrons est donnée, en supposant ces derniers à l'équilibre, par la fonction de distribution de Fermi-Dirac :

$$f(\varepsilon) = \frac{1}{\exp\left(\frac{\varepsilon - \mu_e}{k_B T_e}\right) + 1} \quad (2.45)$$

avec μ_e le potentiel chimique des électrons et T_e la température des électrons. La densité d'état peut être évaluée dans l'approximation du gaz d'électrons libres et on a :

$$g(\varepsilon) = \frac{V}{2\pi^2} \left(\frac{2m_e}{\hbar^2}\right)^{3/2} \sqrt{\varepsilon} \quad (2.46)$$

où V correspond au volume occupé par les électrons. Les énergies ε_{min} et ε_{max} correspondent aux limites du domaine sur lequel la fréquence de collision est définie. Concernant les collisions électron-phonon acoustique, on a $\varepsilon_{min} = m^* c_s^2 / 2$ et $\varepsilon_{max} = \varepsilon_{k_{BZ}}$. Concernant les collisions électron-phonon optique, on a $\varepsilon_{min} = 0$ dans le cas d'une collision résultant de l'absorption d'un phonon par un électron, $\varepsilon_{min} = \hbar\omega_{LO}$ dans le cas d'une collision résultant de l'émission d'un phonon par un électrons, et $\varepsilon_{max} = \varepsilon_{k_{BZ}}$ dans les deux cas. En explicitant les bornes d'intégration pour chaque collision, la fréquence de collision totale moyennée rendant compte des collisions électron-phonon acoustique et électron-phonon optique qui ont lieu dans

le polystyrène s'écrit au final sous la forme suivante :

$$\begin{aligned}
 \bar{\nu}_{eph} = & \frac{\int_{m^*c_s^2/2}^{\varepsilon_{k_{BZ}}} \nu_{EAP}(\varepsilon) f(\varepsilon) g(\varepsilon) d\varepsilon}{\int_{m^*c_s^2/2}^{\varepsilon_{k_{BZ}}} f(\varepsilon) g(\varepsilon) d\varepsilon} \\
 & + \frac{\int_0^{\varepsilon_{k_{BZ}}} \nu_{EOP,1}^{ab}(\varepsilon) f(\varepsilon) g(\varepsilon) d\varepsilon}{\int_0^{\varepsilon_{k_{BZ}}} f(\varepsilon) g(\varepsilon) d\varepsilon} + \frac{\int_{\hbar\omega_{LO,1}}^{\varepsilon_{k_{BZ}}} \nu_{EOP,1}^{em}(\varepsilon) f(\varepsilon) g(\varepsilon) d\varepsilon}{\int_{\hbar\omega_{LO,1}}^{\varepsilon_{k_{BZ}}} f(\varepsilon) g(\varepsilon) d\varepsilon} \\
 & + \frac{\int_0^{\varepsilon_{k_{BZ}}} \nu_{EOP,2}^{ab}(\varepsilon) f(\varepsilon) g(\varepsilon) d\varepsilon}{\int_0^{\varepsilon_{k_{BZ}}} f(\varepsilon) g(\varepsilon) d\varepsilon} + \frac{\int_{\hbar\omega_{LO,2}}^{\varepsilon_{k_{BZ}}} \nu_{EOP,2}^{em}(\varepsilon) f(\varepsilon) g(\varepsilon) d\varepsilon}{\int_{\hbar\omega_{LO,2}}^{\varepsilon_{k_{BZ}}} f(\varepsilon) g(\varepsilon) d\varepsilon} \quad (2.47)
 \end{aligned}$$

Le premier terme rend compte des collisions électron-phonon acoustique. Le deuxième et le troisième rendent compte des collisions entre les électrons et le premier phonon optique résultant respectivement de l'absorption et de l'émission d'un phonon. De même, le quatrième et le cinquième terme rendent compte des collisions entre les électrons et le deuxième phonon optique.

La Figure 2.13 montre l'évolution des fréquences moyennes de collision électron-phonon acoustique, électron-phonon optique et électron-phonon totale en fonction de la température du réseau et de la température des électrons. Les fréquences dépendent également de la densité électronique à travers le potentiel chimique μ_e mais la densité électronique n'aura que très peu d'influence sur les variations des fréquences de collision, seulement lorsque la densité électronique sera grande, $n_e \approx 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ et la température électronique faible, $T_e < 10^{-2} \text{ eV}$. On verra que cette condition n'est cependant pas rencontrée dans le contexte de la transition solide plasma car $T_e \gg 10^{-2} \text{ eV}$ quand $n_e \approx 10^{20} \text{ cm}^{-3}$. Au final, Il apparaît que l'évolution des fréquences de collision électron-phonon acoustique et électron-optique en fonction de la température des électrons est la même que l'évolution de ces fréquences en fonction de l'énergie des électrons. En effet, la moyenne permet de prendre en compte la répartition en énergie des électrons mais ne modifient pas leur comportement. Le comportement de ces fréquences en fonction de la température du réseau reste également inchangé car il est décorrélé des énergies des électrons sur lesquelles la moyenne est faite. Concernant la fréquence de collision électron-phonon totale, on observe que son comportement en fonction de la température des électrons est principalement déterminée par les collisions électron-phonon optique. En effet, l'énergie d'un électron est davantage modifiée suite à une collision avec un phonon optique plutôt qu'avec un phonon acoustique car l'énergie des phonons optiques est plus grande que celle des phonons acoustiques.

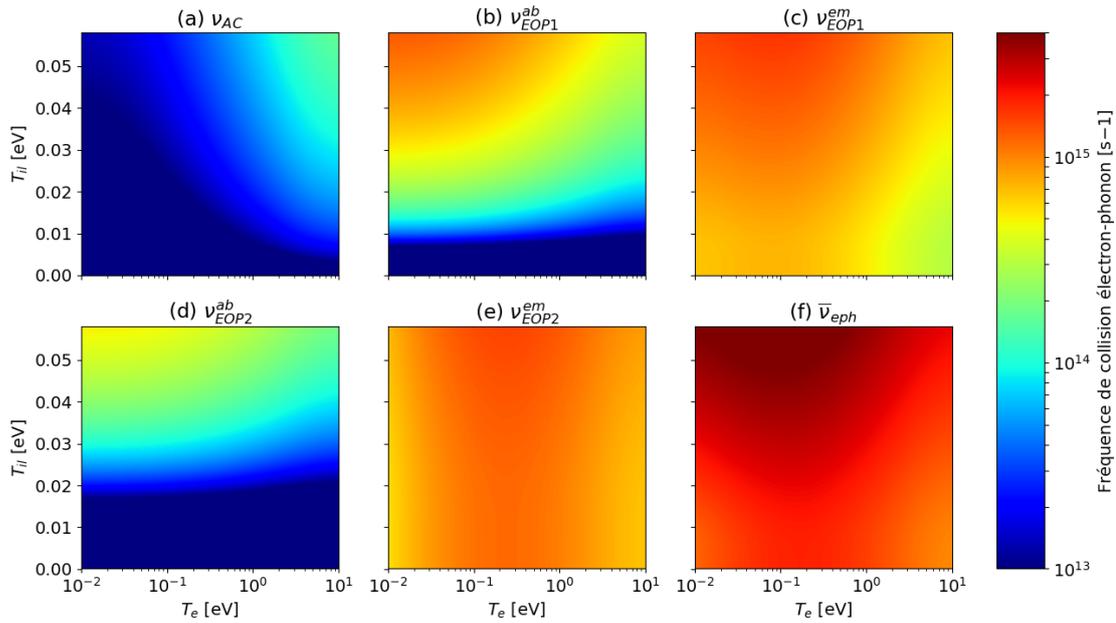


FIGURE 2.13 – Fréquences de collision électron-phonon en fonction de la température des électrons et de la température du réseau. (a) Fréquence de collision électron-phonon acoustique. (b) Fréquence de collision électron-phonon optique associée à l’absorption d’un phonon optique avec $\hbar\omega_{LO,1} = 33$ meV l’énergie du phonon optique considéré. (c) Fréquence de collision électron-phonon optique associée à l’émission d’un phonon optique avec $\hbar\omega_{LO,1} = 33$ meV l’énergie du phonon optique considéré. (d) Fréquence de collision électron-phonon optique associée à l’absorption d’un phonon optique avec $\hbar\omega_{LO,2} = 88$ meV l’énergie du phonon optique considéré. (e) Fréquence de collision électron-phonon optique associée à l’émission d’un phonon optique avec $\hbar\omega_{LO,2} = 88$ meV l’énergie du phonon optique considéré. (f) Fréquence de collision électron-phonon totale moyennée.

2.3.2.2 Collisions électron-neutre

Lorsque l’ablateur est composé de molécules ou d’atomes, les électrons vont pouvoir collisionner avec des neutres. En effet, on peut supposer que l’ablateur passe par un état où la densité de molécules et d’atomes neutres est plus grande que la densité de molécules et d’atomes ionisés rendant les collisions électron-neutre majoritaires.

En première approximation, la fréquence de collision électron-neutre est évaluée à partir de la section efficace σ_n des neutres [161] :

$$\nu_{en} = n_n \sigma_n \sqrt{\frac{k_B T_e}{m_e}} \quad (2.48)$$

avec n_n la densité de neutres. La section efficace σ_n est calculée à partir du modèle de sphères dures ce qui donne $\sigma_n = \pi a^2$ où a représente la taille caractéristique des neutres qui est de l’ordre de l’ångström, un peu moins pour les atomes et un peu

plus pour les molécules. Une telle évaluation de la section efficace néglige les effets de polarisation provenant de l'interaction entre le champ électrique de l'électron et le dipôle électrique, induit ou permanent, du neutre. D'une part, les molécules impliquées dans la fragmentation chimique du polystyrène ne possèdent pas de dipôle permanent. D'autre part, les moments dipolaires induits provenant de la déformation du nuage électronique au passage de l'électron lors de la collision ne deviennent non négligeable qu'à partir d'une température de l'ordre de la dizaine d'eV [140], c'est-à-dire de l'ordre du potentiel d'ionisation. Il est donc raisonnable de supposer que la majorité des neutres ait disparu pour de telles températures. Les collisions électron-neutre sont alors minoritaires et les collisions électron-ion deviennent majoritaires.

La Figure 2.14 montre l'évolution de la fréquence de collision électron-styrène en fonction de la température des électrons dans le but de donner les ordres de grandeurs. Ainsi, on voit que la fréquence de collision électron-neutre varie entre 10^{14} et 10^{15} s^{-1} , ce qui est comparable avec la fréquence de collision électron-phonon assurant ainsi la continuité de la fréquence de collision de manière générale car les collisions électron-neutre interviennent juste après les collisions électron-phonon. De plus, comme on va le voir dans la section suivante, ces valeurs sont comparables aux valeurs de la fréquence de collision électron-ion pour des électrons de plusieurs eV confirmant l'importance des collisions électron-neutre. Au final, il apparaît que les collisions électron-neutre permettent de faire le lien entre les collisions électron-

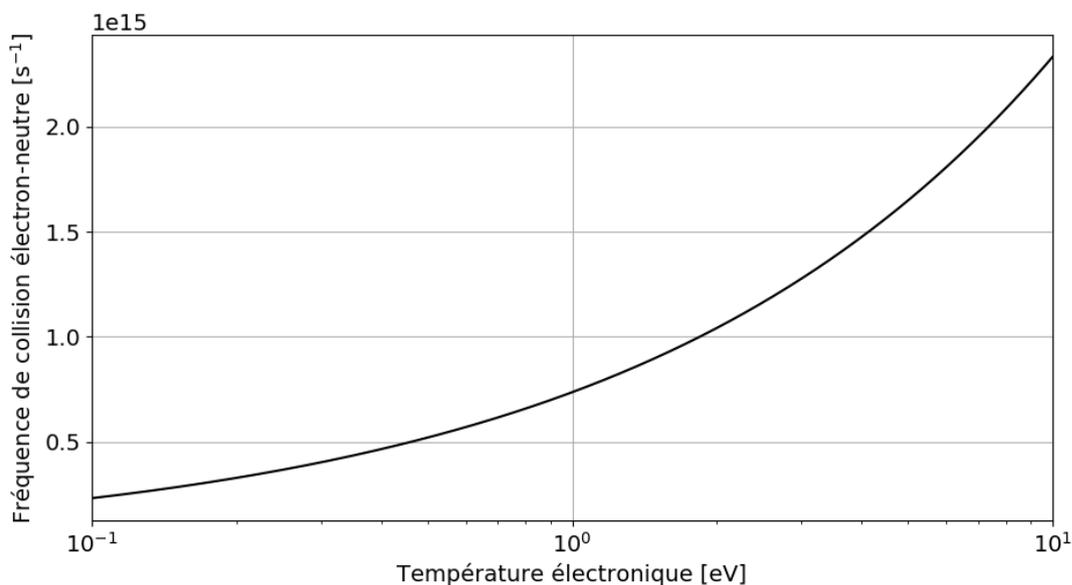


FIGURE 2.14 – Fréquences de collision électron-neutre dans le cas du styrène. La densité de styrène est fixée à $n_n = 6.36 \times 10^{21}$ cm^{-3} ce qui correspond à la densité de molécules de styrène obtenue après dissociation du polystyrène à densité standard $\rho = 1.1$ $g.cm^{-3}$.

phonon et les collisions électron-ion.

2.3.2.3 Collisions électron-ion

Vers la fin de la transition solide-plasma, l'ablateur sera composé d'ions (atomiques ou moléculaires) et d'électrons et les collisions se feront majoritairement entre ces deux espèces. Les collisions électron-ion sont généralement décrites à l'aide de la théorie de Spitzer [162]. Cependant, comme on suppose que les processus hydrodynamiques liés à l'expansion du plasma peuvent être négligés, voir Section 2.1, la densité de l'ablateur reste proche de celle du solide et les électrons peuvent être dégénérés. La théorie de Spitzer ne peut donc pas être utilisée car elle est uniquement valable pour les plasmas non-dégénérés. Une autre théorie doit donc être utilisée.

Fréquence de collision

La théorie de Lee & More [163] est adaptée aux plasmas denses car elle prend notamment en compte la possible dégénérescence des électrons. Dans ce cas, la fréquence de collision électron-ion ν_{ei} s'écrit :

$$\nu_{ei}^{Lee \& More} = \frac{2\sqrt{2}\pi}{3} \frac{Z^2 e^4 n_i}{\sqrt{m_e} (k_B T_e)^{3/2}} \frac{\ln \Lambda}{[1 + \exp(\mu_e/k_B T_e)] F_{1/2}(\mu_e/k_B T_e)} \quad (2.49)$$

avec n_i et μ_e respectivement la densité totale d'ions et le potentiel chimique des électrons. Pour un plasma constitué de plusieurs ions avec différents degrés d'ionisation, Z^2 correspond à une moyenne et il est donné par :

$$Z^2 = \frac{\sum_j Z_j^2 n_j}{\sum_j n_j} \quad (2.50)$$

avec n_j la densité d'ions de degré d'ionisation Z_j . Le paramètre $\ln \Lambda$ dans l'équation (2.49) représente le logarithme coulombien et est détaillé dans le paragraphe suivant. Enfin $F_{1/2}$ correspond à l'intégrale de Fermi-Dirac d'ordre 1/2 qui, pour n'importe quel ordre $j > -1$, est définie par :

$$F_j(x) = \int_0^{+\infty} \frac{t^j}{1 + \exp(t - x)} dt \quad (2.51)$$

La Figure 2.15 compare l'évolution de la fréquence de collision électron-ion donnée par la théorie de Lee & More et donnée par le théorie de Spitzer qui s'écrit sous la forme :

$$\nu_{ei}^{Spitzer} = \frac{4\sqrt{2}\pi}{3} \frac{Z^2 e^4 n_i}{\sqrt{m_e} (k_B T_e)^{3/2}} \ln \Lambda \quad (2.52)$$

en fonction de la température entre 0.1 eV et 10 keV. La comparaison est faite pour

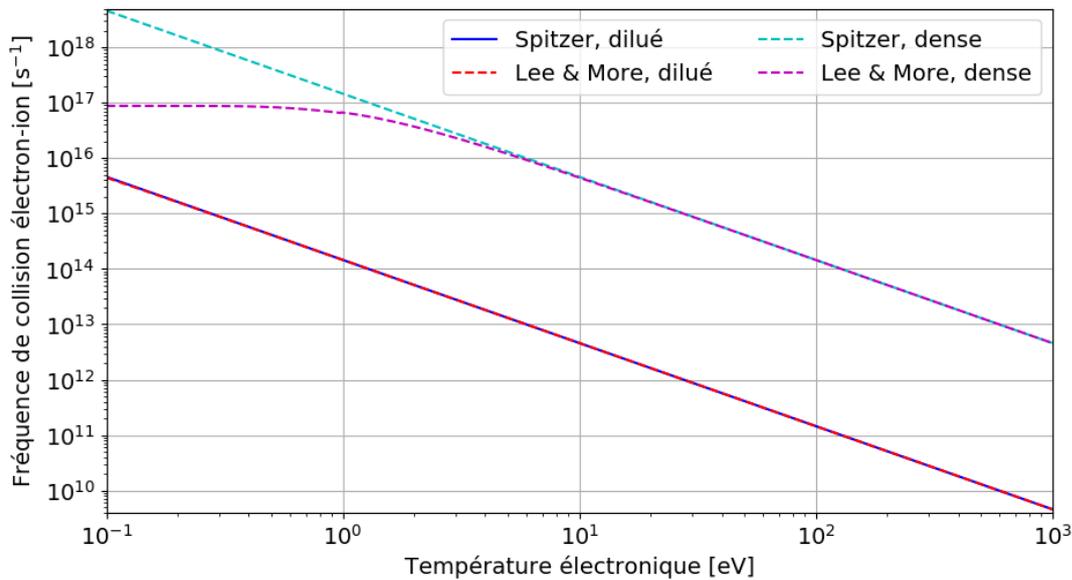


FIGURE 2.15 – Fréquences de collision électron-ion données par les théories de Spitzer et de Lee & More dans le cas d'un plasma dense et d'un plasma dilué. Les cas de plasmas dilué et dense sont définis avec respectivement $n_i = 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ et $n_i = 10^{22} \text{ cm}^{-3}$. Dans tous les cas, $Z = 1$, $\ln \Lambda = 5$ et le potentiel chimique μ_e est calculé à partir de l'équation d'état du gaz d'électrons libres.

le cas d'un plasma dilué, c'est à dire $n_i = 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ ce qui est équivalent à la densité d'atomes dans un gaz, et d'un plasma dense, c'est à dire $n_i = 10^{22} \text{ cm}^{-3}$ ce qui est équivalent à la densité d'atomes dans un solide. On observe alors que les deux théories fournissent des fréquences de collisions identiques dans le cas des plasmas dilués. En effet, la dégénérescence des électrons prise en compte dans la théorie de Lee & More est négligeable dans ce cas. On retrouve donc bien que la théorie de Lee & More est équivalente à la théorie de Spitzer dans la limite des gaz non-dégénérés. Cependant on observe que la théorie de Spitzer peut également être valable dans le cas des plasmas denses mais seulement à haute température. Si la température des électrons est suffisamment importante, l'énergie thermique devient plus grande que l'énergie de Fermi caractérisant la dégénérescence des électrons qui devient alors négligeable.

Logarithme coulombien

On a vu que dans l'équation (2.49) apparaissait un paramètre appelé logarithme coulombien. Ce paramètre rend compte du caractère longue portée des interactions

électron-ion et est généralement défini par [164] :

$$\ln \Lambda = \ln \left(\frac{b_{max}}{b_{\perp}} \right) \quad (2.53)$$

avec $b_{\perp} = Ze^2/2E_c$ la distance minimale d'approche définie en fonction de l'énergie cinétique des électrons E_c et b_{max} la longueur de coupure. La démonstration de cette équation est donnée en Annexe F. En général, b_{max} est défini comme étant égal à la longueur de Debye $\lambda_D = \sqrt{k_B T_e / 4\pi n_e e^2}$ en justifiant qu'au delà de cette longueur, le champ électrique créé par les ions est écranté. Le plasma peut alors être supposé quasi neutre, les électrons n'interagissent plus avec les ions et il n'y a plus de collisions électron-ion. Cependant, dans les plasmas denses, une telle définition n'est pas valide [163]. Bien que l'hypothèse de définir la longueur de coupure comme la longueur caractéristique d'écrantage soit toujours valide, la longueur de Debye ne représente plus la longueur caractéristique d'écrantage dans les plasmas denses. D'une part, la dégénérescence des électrons doit être prise en compte. Ceci peut alors se faire en introduisant une longueur de Debye modifiée qui dépend de la température de Fermi des électrons. D'autre part, les corrélations ion-ion peuvent devenir suffisamment importantes dans les plasmas denses pour que l'écrantage ne puisse plus être modélisé par le potentiel de Debye-Hückel. La longueur caractéristique d'écrantage n'est donc plus la longueur de Debye, ni même une longueur de Debye modifiée, mais devient la distance interatomique $R_0 = (3/4\pi n_i)^{1/3}$. Enfin, dans les plasmas denses, les effets quantiques doivent parfois être pris en compte. Ceci ne modifie pas b_{max} mais a par contre une influence sur b_{\perp} . En effet, si l'énergie des électrons est suffisamment importante, la longueur b_{\perp} est telle qu'elle devient plus petite que la longueur de De Broglie, indiquant une interaction de nature quantique entre les électrons les ions. Afin de prendre en compte ces effets quantiques dans le logarithme coulombien, b_{\perp} doit alors être remplacé par la longueur de De Broglie. On notera que cette approche permet de prendre en compte les effets quantiques seulement *a posteriori*.

Le traitement de ces effets quantiques et d'écrantage continuent de faire l'objet de nombreuses études soit par la modification des longueurs b_{\perp} et b_{max} en considérant des potentiels coulombien ou de Debye-Hückel [165, 166, 167, 168, 169, 170] soit par l'utilisation de pseudo-potentiels permettant de prendre en compte directement les interactions électron-électron et ion-ion [171, 172, 173, 174, 175, 176]. Au final, le logarithme coulombien peut être exprimé suivant l'expression (2.53) où les expressions de b_{\perp} et de b_{max} dépendront des approximations qui auront été faites.

2.3.3 Collisions des électrons : transfert d'énergie

Etant donné que le chauffage laser se résume uniquement à l'absorption de l'énergie laser par les électrons, l'ablateur devient un système hors équilibre thermodynamiquement. Un transfert d'énergie des électrons vers le réseau ou vers les ions et les neutres va alors avoir lieu suivant l'état respectivement solide ou plasma du milieu. Ce transfert d'énergie étant assuré par les collisions des électrons, sa nature va dès lors dépendre de l'état solide ou plasma du milieu. Comme on vient de le voir à la section précédente, les collisions ne sont pas les mêmes suivant l'état solide ou plasma du milieu.

2.3.3.1 Collisions électron-phonon

Si le milieu est dans l'état solide, le transfert d'énergie s'effectue à travers les collisions électron-phonon. Comme il existe trois phonons dans le polystyrène, un acoustique et deux optiques, voir Annexe B, le transfert d'énergie est donné par l'expression suivante :

$$\left(\frac{\partial U_e}{\partial t}\right)_{collisions} = \left(\frac{\partial U_e}{\partial t}\right)_{EPA} + \left(\frac{\partial U_e}{\partial t}\right)_{EPO,1} + \left(\frac{\partial U_e}{\partial t}\right)_{EPO,2} \quad (2.54)$$

Une telle forme permet de prendre en compte l'ensemble des contributions de chaque phonon. Le transfert d'énergie électron-phonon ayant principalement été étudié dans les métaux [177] mais que ces derniers ne possèdent pas de phonons optiques de par la structure de leur réseau, seul le transfert d'énergie électron-phonon acoustique a été modélisé. Cependant, on a vu dans la Section 2.3.2.1 que les collisions électron-phonon optique doivent être prise en compte dans le polystyrène. Ainsi, nous avons construit lors de cette thèse une nouvelle modélisation du transfert d'énergie électron-phonon prenant en compte à la fois les phonons acoustiques et les phonons optiques. Cette modélisation sera ainsi présentée dans le Chapitre 3.

2.3.3.2 Collisions électron-ion

Dans l'état plasma, le transfert d'énergie se fait principalement entre les électrons et les ions qui peuvent être atomiques ou moléculaires. Plusieurs travaux ont été réalisés pour modéliser le transfert d'énergie dans des plasmas dégénérés. On pourra notamment mentionner les travaux de Daligault [178, 179] et Faussurier [180, 181]. Une liste non-exhaustive mais approfondie des travaux menés sur le transfert d'énergie dans les plasmas denses est détaillées dans [180]. Cependant, ces travaux sont majoritairement basés sur l'évaluation des interactions électron-ion qui est généralement faite à partir de dynamique quantique moléculaire. Ces modèles permettent donc de décrire précisément le transfert d'énergie électron-ion dans un plasma dense

mais ne sont pas adaptés à la description de la transition solide-plasma car le calcul numérique est souvent lourd. Ainsi, ces modèles ne seront pas détaillés davantage. Une approche moins précise que les modèles de dynamique quantique moléculaire est par contre de modéliser le transfert d'énergie électron-ion avec la théorie de Landau-Spitzer mais en utilisant un logarithme coulombien modifié rendant compte des effets de densité du plasma [182, 183]. En supposant des distributions à l'équilibre pour les électrons et les ions et en supposant que la vitesse des électrons est très grande devant la vitesse des ions du fait de leur grande différence de masse, le transfert d'énergie électron-ion dans la théorie de Landau-Spitzer peut s'écrire de la manière suivante [164] :

$$\left(\frac{\partial U_e}{\partial t}\right)_{collisions} = \frac{4n_e n_i Z^2 e^4 \sqrt{2\pi m_e} \ln \Lambda}{m_i (k_B T_e)^{3/2}} k_B (T_e - T_i) \quad (2.55)$$

avec les mêmes notations que celles utilisées pour la fréquence de collision électron-ion définie par l'équation (2.49), m_i la masse des ions et T_i la température des ions.

2.3.4 Equations d'état

Les équations de conservation de l'énergie pour les électrons et le système réseau-ion données par les équations (2.35)-(2.36) décrivent les variations temporelles de l'énergie des électrons et du système réseau-ion. Or, la température est une grandeur physique plus adaptée à la description de la transition solide-plasma plutôt que l'énergie. Comme on le verra dans la Section 3.6, c'est la température qui permet de déterminer la composition chimique de l'ablateur. Les équations d'état représentent alors une série d'équations nous permettant de relier les grandeurs thermodynamiques entre elles, telles que l'énergie et la température mais également la pression et la densité associées à l'ablateur. Nous allons dans cette section démontrer à partir du premier principe de la thermodynamique que la variation d'énergie peut s'écrire sous la forme suivante :

$$\frac{\partial U}{\partial t} = \alpha \frac{\partial T}{\partial t} + \beta \frac{\partial V}{\partial t} + \gamma \frac{\partial N}{\partial t} \quad (2.56)$$

où nous expliciterons les coefficients α , β et γ et leur sens physique, et permettant ainsi de rendre compte de la variation d'énergie due à la variation de densité. Cette réécriture permet ainsi d'évaluer l'évolution temporelle de la température des électrons et du système réseau-ion lors de la transition solide-plasma. A la suite de cette démonstration, nous identifierons les grandeurs thermodynamiques d'intérêt pour la transition solide-plasma. Les équations d'état permettant d'évaluer ces grandeurs thermodynamiques d'intérêt et adaptées au contexte de la FCI seront ensuite présentées pour le polystyrène, les électrons, les neutres et les ions. On notera que bien

que les processus hydrodynamiques soient négligés pour décrire la transition solide-plasma, voir Section 2.1, signifiant que le volume ne varie pas, la démonstration de l'équation 2.55 se fera dans un cadre plus général et prendra en compte les variations de volume.

2.3.4.1 Premier principe de la thermodynamique

Supposons un milieu dont l'énergie U est caractérisée par une température T , un volume V et un nombre de particules N . Ces quatre grandeurs sont reliés par le premier principe de la thermodynamique qui s'écrit sous la forme suivante [184] :

$$dU = TdS - PdV + \mu dN \quad (2.57)$$

avec S , P et μ respectivement l'entropie, la pression et le potentiel chimique du milieu. Ainsi, la température, la pression et le potentiel chimique sont définis par :

$$T = \left(\frac{\partial U}{\partial S} \right)_{V,N} \quad ; \quad P = \left(\frac{\partial U}{\partial V} \right)_{S,N} \quad ; \quad \mu = \left(\frac{\partial U}{\partial N} \right)_{S,V} \quad (2.58)$$

On notera que les grandeurs apparaissant en indices dans les dérivations signifient que les dérivations se font en gardant ces grandeurs constantes. On constate cependant que le premier principe tel que défini par l'équation (2.57) ne nous permet pas de nous rapprocher d'une forme équivalente à l'équation (2.56) puisque l'énergie apparaît définie en fonction de l'entropie et non en fonction de la température. En réécrivant alors le terme TdS comme $d(TS) - SdT$ dans l'équation (2.57), le premier principe devient :

$$dF = -SdT - PdV + \mu dN \quad (2.59)$$

où $F = U - TS$ représente l'énergie libre du milieu. On en déduit alors une expression pour l'entropie :

$$S = - \left(\frac{\partial F}{\partial T} \right)_{V,N} \quad (2.60)$$

Comme l'énergie libre F est définie en fonction de T , V et N , on en déduit que l'entropie est également définie en fonction de ces grandeurs et on trouve :

$$dS = \left(\frac{\partial S}{\partial T} \right)_{V,N} dT + \left(\frac{\partial S}{\partial V} \right)_{T,N} dV + \left(\frac{\partial S}{\partial N} \right)_{T,V} dN \quad (2.61)$$

En injectant cette équation dans l'équation (2.57), on obtient :

$$dU = T \left(\frac{\partial S}{\partial T} \right)_{V,N} dT - \left[P + T \left(\frac{\partial S}{\partial V} \right)_{T,N} \right] dV + \left[\mu + T \left(\frac{\partial S}{\partial N} \right)_{T,V} \right] dN \quad (2.62)$$

Par définition, le terme devant dT correspond à la capacité calorifique [184]. De plus, les termes devant dV et dN ayant respectivement la dimension d'une pression et d'un potentiel chimique, il est possible de réécrire le premier principe sous la forme :

$$dU = C_v dT - \tilde{P} dV + \tilde{\mu} dN \quad (2.63)$$

ce qui nous permet, en prenant la dérivée par rapport au temps de cette équation, d'obtenir une expression similaire à l'équation (2.56). La capacité thermique C_v , la pression effective \tilde{P} et le potentiel chimique effectif $\tilde{\mu}$ sont définis par :

$$C_v = \left(\frac{\partial U}{\partial T} \right)_{V,N} ; \quad \tilde{P} = \left(\frac{\partial U}{\partial V} \right)_{T,N} ; \quad \tilde{\mu} = \left(\frac{\partial U}{\partial N} \right)_{T,V} \quad (2.64)$$

Ces expressions ont été obtenues en injectant dans l'équation (2.62) la définition de la pression et du potentiel donnée par l'équation (2.58) et en utilisant la définition de l'énergie libre.

Au final, les grandeurs thermodynamiques d'intérêt pour la modélisation de la transition solide-plasma sont :

- la capacité thermique
- le potentiel chimique effectif
- la pression

La capacité thermique et le potentiel chimique nous permettent de réécrire les variations d'énergie en fonction des variations de températures et de densité. La pression effective n'a pas d'intérêt dans notre cas car on a $dV = 0$ étant donné que les processus hydrodynamiques sont négligés comme on l'a vu dans la Section 2.1. Par contre, la pression de l'ablateur est une grandeur d'intérêt car elle nous permettra d'évaluer l'évolution de la pression exercée par l'ablateur sur le DT solide au cours de la transition solide-plasma. Nous allons maintenant présenter les équations d'état du polystyrène, des électrons, des neutres et des ions pour obtenir les expressions de ces trois grandeurs dans chaque cas.

2.3.4.2 Equation d'état du polystyrène

Le polystyrène étant un solide, son énergie peut être dans un premier temps calculée avec la théorie classique du cristal harmonique [156]. Ceci nous permet notamment d'en déduire la loi de Dulong et Petit pour la capacité thermique pour des températures proches de 100 K. Cependant, la théorie classique du cristal harmonique ne fournit des résultats en accord avec l'expérience que dans une gamme de température assez réduite. La théorie quantique du cristal harmonique permet de reproduire les résultats expérimentaux à basse température (<10 K), à haute température (>100 K) et aux températures intermédiaires notamment grâce aux

modèle d'interpolation de Debye et d'Einstein. De manière générale, la théorie quantique repose sur une évaluation des spectres des phonons ainsi que de leur densité pour calculer l'énergie du matériau. Cette théorie étant mathématiquement lourde, les modèles d'interpolation de Debye et d'Einstein permettent d'évaluer plus simplement l'énergie du matériau en supposant une forme simple pour les relations de dispersion respectivement pour les phonons acoustiques et optiques. La théorie quantique du cristal harmonique ne sera cependant pas détaillée davantage car lors de la construction de la modélisation de la transition solide-plasma, les grandeurs thermodynamiques du polystyrène seront évaluées à partir de données expérimentales. En effet, tout d'abord, dans le polystyrène, la composition chimique n'évolue pas (le nombre de constituants reste invariant) et on a donc :

$$\tilde{\mu}_{PS} = 0 \quad (2.65)$$

Comme les constituants du polystyrène sont reliés entre eux par des liaisons chimiques, on suppose que la pression qu'ils exercent est négligeable devant ces liaisons chimiques et on a donc :

$$P_{PS} = 0 \quad (2.66)$$

Enfin, la capacité calorifique du polystyrène a été mesurée expérimentalement sur un domaine de température relativement large. On a :

$$C_{PS} = \frac{\rho}{M} C_m \quad (2.67)$$

avec $M = 104 \text{ g.mol}^{-1}$ correspondant à la masse molaire du styrène et $\rho = 1.1 \text{ g.cm}^{-3}$ correspondant à la masse volumique du polystyrène. La capacité molaire C_m du polystyrène est donnée par [185] :

$$T_{il} < 220 \text{ K} : C_m = \exp [0.098338 (\log T_{il})^3 - 1.30958 (\log T_{il})^2 + 6.5499 \log T_{il} - 8.13656] \quad (2.68)$$

$$220 \text{ K} \leq T_{il} < 373 \text{ K} : C_m = \frac{775510}{T_{il}^2} + 0.53447 T_{il} - 41.58 \quad (2.69)$$

$$T_{il} \geq 373 \text{ K} : C_m = 0.2653 T_{il} + 95.12 \quad (2.70)$$

où elle est exprimée en $\text{J.K}^{-1}.\text{mol}^{-1}$. Ces expressions pour C_m ont été obtenues à partir de données expérimentales de capacité molaires du polystyrène et fournissent des valeurs qui correspondent aux valeurs standards qu'on peut trouver dans la littérature [157]. On notera que la dernière expression est normalement valable pour $T_{il} \leq 600 \text{ K}$ mais on a supposé, par extrapolation, qu'on pouvait l'utiliser pour $T_{il} \leq 660 \text{ K}$ (58 meV) car aucun changement de phase n'intervient entre 600 K et 660 K.

2.3.4.3 Equation d'état des électrons

Dans les plasmas, l'équation d'état du gaz parfait est souvent utilisée en première approximation car les électrons sont généralement supposés non-dégénérés. Au contraire, dans les solides, les électrons peuvent être dégénérés et l'équation d'état du gaz parfait n'est plus valide. Par conséquent, nous utiliserons l'équation d'état du modèle du gaz d'électrons valide dans les deux limites dégénéré et non dégénéré. La pertinence de cette équation d'état sera discutée dans la Section 3.2.2.5. Dans ce modèle, l'énergie (rigoureusement la densité d'énergie volumique) des électrons U_e est donnée par [184] :

$$U_e = \frac{\sqrt{2}m_e^{3/2}}{\pi^2\hbar^3} \int_0^{+\infty} \frac{\varepsilon^{3/2}}{e^{(\varepsilon-\mu_e)/k_B T_e} + 1} d\varepsilon \quad (2.71)$$

avec μ_e le potentiel chimique qui peut être approché de la manière suivante :

$$y < 1 : \mu_e \approx k_B T_e \ln \left(\frac{4y}{2\sqrt{\pi} - y} \right) \quad (2.72)$$

$$1 < y < 2.5 : \mu_e \approx k_B T_e \left[\frac{1}{1 + e^{a(y-y_0)}} \ln \left(\frac{4y}{2\sqrt{\pi} - y} \right) + \frac{1}{1 + e^{-a(y-y_0)}} \sqrt{\left(\frac{3y}{2} \right)^{4/3} - \frac{\pi^2}{6}} \right] \quad (2.73)$$

$$y > 2.5 : \mu_e \approx k_B T_e \sqrt{\left(\frac{3y}{2} \right)^{4/3} - \frac{\pi^2}{6}} \quad (2.74)$$

où on a posé :

$$y = \frac{\hbar^3 \pi^2 n_e}{\sqrt{2}(m_e k_B T_e)^{3/2}} \quad (2.75)$$

La démonstration des équations (2.72)-(2.74) est donnée en Annexe E. A partir de cette expression pour l'énergie, on peut en déduire la capacité thermique et le potentiel chimique effectif des électrons qui sont donnés par :

$$C_e = \frac{3}{2} k_B n_e \left[\frac{5F_{3/2}(\mu_e/k_B T_e)}{3F_{1/2}(\mu_e/k_B T_e)} - 3 \frac{F_{1/2}(\mu_e/k_B T_e)}{F_{-1/2}(\mu_e/k_B T_e)} \right] \quad (2.76)$$

$$\tilde{\mu}_e = 3k_B T_e \frac{F_{1/2}(\mu_e/k_B T_e)}{F_{-1/2}(\mu_e/k_B T_e)} \quad (2.77)$$

et dont les démonstrations sont également fournies en Annexe E. On notera que l'on retrouve la capacité thermique et le potentiel chimique effectif du gaz parfait dans la limite $\mu_e/k_B T_e \ll -1$ ainsi que la capacité thermique et le potentiel chimique effectif du gaz d'électrons totalement dégénéré dans la limite $\mu_e/k_B T_e \gg 1$ [186]. La capacité thermique et le potentiel chimique effectif du gaz parfait se trouve par

simple passage à la limite et en utilisant un développement asymptotique de l'intégrale de Fermi-Dirac. Pour la capacité thermique et le potentiel chimique effectif du gaz d'électrons totalement dégénéré, le calcul est moins direct car il nécessite de passer par les développements de Sommerfeld [156]. Enfin, on obtient pour la pression [184] :

$$P_e = \frac{2}{3}U_e \quad (2.78)$$

2.3.4.4 Equation d'état des neutres

On a vu dans la Section 2.1 que la transition solide-plasma se faisait à densité constante qui est proche de celle d'un solide. La distance entre les neutres peut donc devenir suffisamment petites pour que les interactions soient importantes. Ces interactions sont à courte portée et sont dues aux dipôles électriques permanents et/ou induits existant dans les neutres. Ces interactions peuvent se manifester sous trois formes possibles :

- les interactions entre deux dipôles permanents appelées forces de Keesom
- les interactions entre un dipôle permanent et un dipôle induit appelées forces de Debye
- les interactions entre deux dipôles induits appelées forces de London

Ces forces sont toutes les trois associées à un potentiel attractif en $1/r^6$ et sont regroupées sous le nom de forces de van der Waals. La prise en compte de ces interactions entre les neutres lors du calcul des équations d'état permet alors d'obtenir l'équation de van der Waals et permet de prendre en compte l'attraction existant à courte portée et le volume fini des neutres. Elle a ensuite été améliorée afin de mieux décrire le terme d'attraction, notamment en le faisant dépendre de la température. Parmi les équations d'état qui ont découlées de ces améliorations, on peut citer l'équation d'état de Redlich-Kwong [187], l'équation d'état de Soave-Redlich-Kwong [188] et l'équation de Peng-Robinson [189]. Bien que particulièrement importantes car elles continuent d'être utilisées et de faire l'objet d'études [190], elles ne sont valides que si $P/P_c < T/2T_c$. Comme on le verra dans le Chapitre 3, cette condition n'est pas vérifiée pendant la transition solide-plasma et ces équations d'état ne sont pas utilisables dans notre cas.

Les neutres ne possédant par définition aucune charge électrique, on suppose alors en première approximation qu'ils n'interagissent pas entre eux. En modélisant les neutres comme des objets sphériques et indéformables, c'est-à-dire en utilisant le modèle de sphères dures, les équations d'état des neutres sont alors données par les équations d'état du gaz parfait. Dans ce cas, l'énergie des neutres U_n est donnée par [184] :

$$U_n = \frac{3}{2}N_n k_B T_n \quad (2.79)$$

avec N_n le nombre de neutres et T_n leur température. On en déduit alors la capacité thermique C_n , le potentiel chimique effectif $\tilde{\mu}_n$ et la pression P_n des neutres qui sont donnés par :

$$C_n = \frac{3}{2}k_B N_n \quad (2.80)$$

$$\tilde{\mu}_n = \frac{3}{2}k_B T_n \quad (2.81)$$

$$P_n = N_n k_B T_n \quad (2.82)$$

A priori, les équations (2.79)-(2.82) ne sont valables que pour une seule espèce. Or, on verra dans le Chapitre 3 que plusieurs espèces neutres sont considérées. Cependant, l'énergie totale des espèces neutres étant donnée par la somme des énergies de chaque espèce et comme on considère une seule température pour le système réseau-ion, c'est-à-dire que toutes les espèces neutres ont la même température, les équations (2.79)-(2.82) sont également valables et N_n représente la densité totale des neutres dans ce cas.

2.3.4.5 Equation d'état des ions

Comme pour les électrons, l'équation d'état du gaz parfait est souvent utilisée pour les ions en première approximation. Cependant, la transition solide-plasma étant supposée se dérouler à densité constante (pas de processus hydrodynamique, voir Section 2.1), la densité des ions (atomiques ou moléculaires) est élevée et proche de la densité du solide. Les interactions entre ions peuvent alors être non négligeables. Plusieurs études ont suggéré qu'une équation d'état prenant en compte ces interactions pouvait être obtenue en multipliant l'équation d'état du gaz parfait par un facteur correctif défini en fonction d'une température de fusion dépendant de la densité d'ions [191, 192, 193]. Une équation d'état particulièrement utilisée pour décrire les ions dans des plasmas de fusion par confinement inertiel est le modèle fluide de Cowan [23, 194]. L'énergie U_i des ions s'écrit alors :

$$U_i = \frac{3}{2}n_i k_B T_i \left[1 + \left(\frac{T_m}{T_i} \right)^{1/3} \right] \quad (2.83)$$

où la température T_m correspond à la température de fusion dépendant de la densité et du degré d'ionisation :

$$T_m = 0.32 \frac{\xi^{2b+10/3}}{(1+\xi)^4} \quad (2.84)$$

où les paramètres ξ et b sont définis par :

$$\xi = 9m_i n_i Z^{0.3} \quad ; \quad b = 0.6Z^{1/9} \quad (2.85)$$

On déduit alors de l'énergie U_i la capacité thermique C_i , le potentiel chimique effectif $\tilde{\mu}_i$ et la pression P_i des ions :

$$C_i = k_B n_i \left[\frac{3}{2} + \left(\frac{T_m}{T_i} \right)^{1/3} \right] \quad (2.86)$$

$$\tilde{\mu}_i = \frac{3}{2} k_B T_i \left[1 + \left(\frac{T_m}{T_i} \right)^{1/3} \right] + \frac{1}{2} k_B T_m \left(2b + \frac{10}{3} - \frac{4\xi}{1+\xi} \right) \left(\frac{T_i}{T_m} \right)^{2/3} \quad (2.87)$$

$$P_i = n_i k_B T_i \left[1 + \gamma_f \left(\frac{T_m}{T_i} \right)^{1/3} \right] \quad (2.88)$$

avec $\gamma_f = 3\gamma_s - 1$ dépendant du coefficient de Grüneisen $\gamma_s = b + 2/(1 + \xi)$. On notera que l'on retrouve bien l'équation d'état du gaz parfait dans la limite $T_i \gg T_m$.

2.4 Propagation du laser

Comme on l'a vu dans la Section 2.1, le laser peut se propager dans l'ablateur et atteindre le DT solide car l'ablateur est initialement transparent. La transition solide-plasma de l'ablateur va alors se faire en volume qui va voir son indice optique évoluer dans le temps. Durant l'irradiation laser, ce dernier va progressivement passer de transparent à opaque et le dépôt d'énergie laser se fera dorénavant uniquement en surface. La propagation laser doit donc être modélisée afin d'évaluer le dépôt d'énergie et l'énergie laser transmise dans le DT solide tout en considérant un indice variable dans le temps et l'espace.

Afin de décrire la propagation du laser dans l'ablateur lors de la transition solide-plasma, nous allons tout d'abord présenter dans la Section 2.4.1 les équations de propagation dans un milieu d'indice optique variable dans le temps et l'espace. La Section 2.4.2 présentera ensuite une méthode de résolution de ces équations de propagation. La Section 2.4.3 sera dédiée au calcul des solutions des équations de propagation permettant d'établir les expressions des champs électrique et magnétique. Nous présenterons ensuite dans la Section 2.4.4 les relations de passage permettant de calculer les champs réfléchis et transmis à chaque interface de l'ablateur. Puis, nous présenterons dans la Section 2.4.5 la méthode des matrices de transfert permettant de caractériser la propagation du laser dans l'ablateur tout entier. Enfin, nous déduirons de la matrice de transfert les coefficients de réflexion et de transmission. Ceci sera présenté dans la Section 2.4.6.

2.4.1 Equations de propagation

De manière générale, le champ laser étant un champ électromagnétique, sa propagation dans un milieu possédant une densité de charges ρ et une densité de courant

\vec{j} est décrite à l'aide des équations de Maxwell qui s'écrivent de la manière suivante [195] :

$$\text{Maxwell-Gauss : } \quad \vec{\nabla} \cdot \vec{D} = 4\pi\rho \quad (2.89)$$

$$\text{Maxwell-Thomson : } \quad \vec{\nabla} \cdot \vec{B} = 0 \quad (2.90)$$

$$\text{Maxwell-Faraday : } \quad \vec{\nabla} \times \vec{E} = -\frac{1}{c} \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \quad (2.91)$$

$$\text{Maxwell-Ampère : } \quad \vec{\nabla} \times \vec{H} = \frac{1}{c} \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} + \frac{4\pi}{c} \vec{j} \quad (2.92)$$

avec \vec{E} le champ électrique, \vec{H} le champ magnétique, \vec{D} l'induction électrique, \vec{B} l'induction magnétique et c la célérité de la lumière. La densité de courants et les inductions sont reliées aux champs par les équations matérielles (également appelées relations constitutives). On suppose alors que le milieu est linéaire. Ceci signifie en particulier qu'on néglige les effets pondéromoteurs qui induisent des termes non-linéaires dans l'expression de la densité de courants [71]. Ceci signifie également que les termes associés à une polarisation non-linéaire du champ, comme l'effet Kerr par exemple, sont négligés [196, 197, 198]. Par conséquent, les équations matérielles s'écrivent de la manière suivante :

$$\vec{j} = \sigma \vec{E} \quad ; \quad \vec{D} = \varepsilon_r \vec{E} \quad ; \quad \vec{B} = \mu_r \vec{H} \quad (2.93)$$

où σ , ε_r et μ_r représentent respectivement la conductivité, la permittivité électrique relative et la perméabilité magnétique relative de l'ablateur. On suppose tout d'abord un milieu non-magnétique ce qui signifie μ_r est constant. On suppose ensuite que l'ablateur est isotrope ce qui signifie que σ et ε_r sont des scalaires et on suppose également qu'il est non-dispersif ce qui signifie que les phénomènes de dispersion sont négligés [199]. Enfin, on suppose que l'ablateur est électriquement neutre soit $\rho = 0$. Au final, les équations de Maxwell s'écrivent :

$$\text{Maxwell-Gauss : } \quad \vec{\nabla} \cdot \vec{E} = 0 \quad (2.94)$$

$$\text{Maxwell-Thomson : } \quad \vec{\nabla} \cdot \vec{H} = 0 \quad (2.95)$$

$$\text{Maxwell-Faraday : } \quad \vec{\nabla} \times \vec{E} = -\frac{\mu_r}{c} \frac{\partial \vec{H}}{\partial t} \quad (2.96)$$

$$\text{Maxwell-Ampère : } \quad \vec{\nabla} \times \vec{H} = \frac{1}{c} \left(\varepsilon_r \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} + \frac{\partial \varepsilon_r}{\partial t} \vec{E} \right) + \frac{4\pi}{c} \sigma \vec{E} \quad (2.97)$$

Ceci nous permet d'obtenir les équations de propagation suivantes pour le champ électrique et le champ magnétique :

$$\Delta \vec{E} - \frac{\mu_r \varepsilon_r}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} = \frac{\mu_r}{c^2} \left[\left(2 \frac{\partial \varepsilon_r}{\partial t} + 4\pi\sigma \right) \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} + \left(\frac{\partial^2 \varepsilon_r}{\partial t^2} + 4\pi \frac{\partial \sigma}{\partial t} \right) \vec{E} \right] \quad (2.98)$$

$$\Delta \vec{H} - \frac{\mu_r \varepsilon_r}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{H}}{\partial t^2} = \frac{\mu_r}{c^2} \left(\frac{\partial \varepsilon_r}{\partial t} + 4\pi\sigma \right) \frac{\partial \vec{H}}{\partial t} + \frac{1}{c} \left[\vec{\nabla}_{\varepsilon_r} \times \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} + \vec{\nabla} \left(\frac{\partial \varepsilon_r}{\partial t} + 4\pi\sigma \right) \times \vec{E} \right] \quad (2.99)$$

Ces deux équations constituent les équations de propagation des champs électrique et magnétique du laser dans un milieu possédant une permittivité et une conductivité, et donc un indice optique, variables dans le temps et l'espace. Ces deux équations ne pouvant pas être résolues analytiquement en l'état et nous allons faire plusieurs approximations par rapport aux variations spatiales et temporelles de la permittivité, de la conductivité et des champs pour résoudre analytiquement les équations de propagations qui seront obtenues. Ceci nous permettra d'obtenir une expression analytique pour les champs \vec{E} et \vec{H} .

2.4.2 Méthode de résolution

Nous nous limiterons tout d'abord à une étude de la propagation laser en une dimension. Sans nuire à la généralité, on suppose que la propagation laser se fait suivant l'axe \vec{z} et que le laser est polarisé linéairement avec le champ électrique orienté suivant l'axe \vec{x} et le champ magnétique orienté suivant l'axe \vec{y} . Comme le laser arrive en incidence normale, prendre les champs électrique et magnétique orientés de manière quelconque dans le plan (\vec{x}, \vec{y}) ne modifierait pas les résultats ni les conclusions. Au final, les équations de propagations des champs dans l'ablateur données par les équations (2.98) et (2.99) se réécrivent de la manière suivante :

$$\frac{\partial^2 E}{\partial z^2} - \frac{\mu_r \varepsilon_r}{c^2} \frac{\partial^2 E}{\partial t^2} = \frac{\mu_r}{c^2} \left[\left(2 \frac{\partial \varepsilon_r}{\partial t} + 4\pi\sigma \right) \frac{\partial E}{\partial t} + \left(\frac{\partial^2 \varepsilon_r}{\partial t^2} + 4\pi \frac{\partial \sigma}{\partial t} \right) E \right] \quad (2.100)$$

$$\frac{\partial^2 H}{\partial z^2} - \frac{\mu_r \varepsilon_r}{c^2} \frac{\partial^2 H}{\partial t^2} = \frac{\mu_r}{c^2} \left(\frac{\partial \varepsilon_r}{\partial t} + 4\pi\sigma \right) \frac{\partial H}{\partial t} + \frac{1}{c} \left[\frac{\partial \varepsilon_r}{\partial z} \frac{\partial E}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{\partial \varepsilon_r}{\partial t} + 4\pi\sigma \right) E \right] \quad (2.101)$$

où l'indice x pour le champ électrique et l'indice y pour le champ magnétique ont été omis pour ne pas surcharger les notations.

On suppose ensuite que l'ablateur possède une épaisseur h . Comme on le verra dans le Chapitre 4, l'ablateur peut être considéré comme un milieu homogène si on considère un ablateur standard ou inhomogène si on considère une mousse. Pour prendre en compte de manière générale les variations spatiales de l'indice optique de

l'ablateur (qui peuvent être dues à la transition solide-plasma de l'ablateur homogène ou des parois de la mousse et/ou aux changements d'indice entre les parois et les pores de la mousse), ce dernier est discrétisé en N mailles de taille h_m , de permittivité $\varepsilon_{r,m}$, de perméabilité $\mu_{r,m}$ et de conductivité σ_m , $m \in \{1..N\}$. Les tailles h_m sont supposées quelconques et satisfont :

$$h = \sum_{m=1}^N h_m \quad (2.102)$$

Les mailles sont néanmoins supposées suffisamment fines pour que la permittivité $\varepsilon_{r,m}$ et la conductivité σ_m puissent être considérées comme constantes dans chaque maille. Sous ces hypothèses, les équations de propagation du champ électrique E_m et du champ magnétique H_m dans chaque maille m sont déduites des équations (2.100) et (2.101) et s'écrivent de la manière suivante :

$$\frac{\partial^2 E_m}{\partial z^2} - \frac{\mu_{r,m} \varepsilon_{r,m}}{c^2} \frac{\partial^2 E_m}{\partial t^2} = \frac{\mu_{r,m}}{c^2} \left[\left(2 \frac{\partial \varepsilon_{r,m}}{\partial t} + 4\pi \sigma_m \right) \frac{\partial E_m}{\partial t} + \left(\frac{\partial^2 \varepsilon_{r,m}}{\partial t^2} + 4\pi \frac{\partial \sigma_m}{\partial t} \right) E_m \right] \quad (2.103)$$

$$\frac{\partial^2 H_m}{\partial z^2} - \frac{\mu_{r,m} \varepsilon_{r,m}}{c^2} \frac{\partial^2 H_m}{\partial t^2} = \frac{\mu_{r,m}}{c^2} \left(\frac{\partial \varepsilon_{r,m}}{\partial t} + 4\pi \sigma_m \right) \frac{\partial H_m}{\partial t} \quad (2.104)$$

On suppose de plus que les champs électrique et magnétique peuvent être décrits comme une onde oscillante dont l'amplitude est donnée par une enveloppe. Ainsi, dans la m -ième maille, avec cette fois-ci $m \in \{0..N+1\}$ en incluant le vide entourant le milieu considéré, les champs électrique et magnétique s'écrivent :

$$E_m = \mathcal{E}_m(z, t) e^{-i\omega_L t} \quad ; \quad H = \mathcal{H}_m(z, t) e^{-i\omega_L t} \quad (2.105)$$

avec ω_L la fréquence du laser et $\mathcal{E}_m(z, t)$ et $\mathcal{H}_m(z, t)$ respectivement l'enveloppe du champ électrique et du champ magnétique qui dépendent de l'espace et du temps. En injectant ces équations dans les équations de propagation (2.100) et (2.101), on obtient :

$$\frac{\partial^2 \mathcal{E}_m}{\partial z^2} + \frac{\omega_L^2}{c^2} \mu_{r,m} \left[\varepsilon_{r,m} + \frac{i}{\omega_L} \left(2 \frac{\partial \varepsilon_{r,m}}{\partial t} + 4\pi \sigma_m \right) - \frac{1}{\omega_L^2} \left(\frac{\partial^2 \varepsilon_{r,m}}{\partial t^2} + 4\pi \frac{\partial \sigma_m}{\partial t} \right) \right] \mathcal{E}_m = 0 \quad (2.106)$$

$$\frac{\partial^2 \mathcal{H}_m}{\partial z^2} + \frac{\omega_L^2}{c^2} \mu_{r,m} \left[\varepsilon_{r,m} + \frac{i}{\omega_L} \left(\frac{\partial \varepsilon_{r,m}}{\partial t} + 4\pi \sigma_m \right) \right] \mathcal{H}_m = 0 \quad (2.107)$$

où on a utilisé l'approximation d'enveloppe lentement variable $\partial_t \mathcal{E}_m \ll \omega_L \mathcal{E}_m$, $\partial_{tt}^2 \mathcal{E}_m \ll \omega_L^2 \mathcal{E}_m$, $\partial_t \mathcal{H}_m \ll \omega_L \mathcal{H}_m$ et $\partial_{tt}^2 \mathcal{H}_m \ll \omega_L^2 \mathcal{H}_m$

Enfin, on suppose qu'on peut utiliser les approximations suivantes $\partial_t \sigma_m \ll \omega_L \sigma_m$, $\partial_t \varepsilon_{r,m} \ll \omega_L \varepsilon_{r,m}$ et $\partial_{tt}^2 \varepsilon_{r,m} \ll \omega_L^2 \varepsilon_{r,m}$ qui signifient qu'on néglige les variations temporelles de permittivité et de conductivité induites par le laser devant les oscillations du laser. Cette hypothèse est légitime car on considère un *picket* d'une durée de 100 ps et d'une période de 1 fs. Ceci nous permet alors de simplifier les équations (2.106) et (2.107) qui s'écrivent au final sous la forme suivante :

$$\frac{\partial^2 \mathcal{E}_m}{\partial z^2} + k_L^2 \eta_m^2 \mathcal{E}_m = 0 \quad (2.108)$$

$$\frac{\partial^2 \mathcal{H}_m}{\partial z^2} + k_L^2 \eta_m^2 \mathcal{H}_m = 0 \quad (2.109)$$

où on a défini $k_L = \omega_L/c$ représentant le vecteur d'onde du laser et :

$$\eta_m = \sqrt{\mu_{r,m} \hat{\varepsilon}_{r,m}} \quad ; \quad \hat{\varepsilon}_{r,m} = \varepsilon_{r,m} + \frac{4i\pi}{\omega_L} \sigma_m \quad (2.110)$$

η_m représentant l'indice optique et $\hat{\varepsilon}_{r,m}$ permittivité électrique effective. La résolution de ces équations couplées aux équations (2.96), (2.97) et (2.105) permet alors d'obtenir les expressions du champ électrique et du champ magnétique.

2.4.3 Expression des champs électrique et magnétique

Comme le vecteur d'onde k_L et l'indice optique n_m apparaissant dans les équations (2.108) et (2.109) sont constants, ces équations peuvent être résolues analytiquement. Les solutions nous permettent alors d'obtenir les expressions suivantes pour les enveloppes :

$$\mathcal{E}_m = a_m^+ e^{ik_L \eta_m z} + a_m^- e^{-ik_L \eta_m z} \quad (2.111)$$

$$\mathcal{H}_m = b_m^+ e^{ik_L \eta_m z} + b_m^- e^{-ik_L \eta_m z} \quad (2.112)$$

où les $a_m^{+/-}$ et $b_m^{+/-}$ représentent les constantes d'intégration. On notera que cette forme simple est due au fait qu'on a supposé les indices optiques η_m constants dans l'espace. On aurait pu supposer que les η_m^2 aient une forme linéaire ou quadratique auxquels cas les enveloppes auraient été données respectivement par les fonctions d'Airy et par les fonctions paraboliques cylindriques [200]. Ces formes ont en effet l'avantage d'assurer la continuité de l'indice optique. Cependant, ces formes n'assureraient pas pour autant des résultats plus précis mais complexifieraient énormément les calculs. Les expressions des enveloppes nous permettent alors d'obtenir les ex-

pressions suivantes pour le champ électrique et le champ magnétique :

$$E_m = (a_m^+ e^{ik_L \eta_m z} + a_m^- e^{-ik_L \eta_m z}) e^{-i\omega_L t} \quad (2.113)$$

$$H_m = (b_m^+ e^{ik_L \eta_m z} + b_m^- e^{-ik_L \eta_m z}) e^{-i\omega_L t} \quad (2.114)$$

Les champs E_m et H_m n'étant pas indépendants mais liés par l'équation de Maxwell-Faraday (2.96) et l'équation de Maxwell-Ampère (2.97), il est alors possible de trouver une relation entre les $a_m^{+/-}$ et les $b_m^{+/-}$. Dans la pratique, une seule des deux équations (2.96) et (2.97) est nécessaire. Les champs \vec{E} et \vec{H} étant exprimés à l'aide de deux fonctions indépendantes, on pourra exprimer les $a_m^{+/-}$ en fonction des $b_m^{+/-}$ ou inversement par simple identification. En utilisant l'équation de Maxwell-Faraday (2.96) qui s'écrit en une dimension sous la forme :

$$\frac{\partial E_m}{\partial z} = -\frac{\mu_{r,m}}{c} \frac{\partial H_m}{\partial t} \quad (2.115)$$

on obtient :

$$ik_L \eta_m (a_m^+ e^{ik_L \eta_m z} - a_m^- e^{-ik_L \eta_m z}) = i\omega_L \frac{\mu_{r,m}}{c} (b_m^+ e^{ik_L \eta_m z} + b_m^- e^{-ik_L \eta_m z}) \quad (2.116)$$

Les termes $e^{ik_L \eta_m z}$ et $e^{-ik_L \eta_m z}$ étant alors deux fonctions indépendantes, on en déduit par identification :

$$a_m^+ = Z_m b_m^+ \quad ; \quad a_m^- = -Z_m b_m^- \quad (2.117)$$

où on a utilisé $\eta_m = \sqrt{\mu_{r,m} \hat{\epsilon}_{r,m}}$ et défini :

$$Z_m = \frac{\mu_{r,m}}{\eta_m} = \sqrt{\frac{\mu_{r,m}}{\hat{\epsilon}_r}} \quad (2.118)$$

représentant l'impédance du milieu m . Au final, on obtient :

$$E_m = (a_m^+ e^{ik_L \eta_m z} + a_m^- e^{-ik_L \eta_m z}) e^{-i\omega_L t} \quad (2.119)$$

$$H_m = \frac{1}{Z_m} (a_m^+ e^{ik_L \eta_m z} - a_m^- e^{-ik_L \eta_m z}) e^{-i\omega_L t} \quad (2.120)$$

On pourra noter que les termes en $k_L \eta_m z - \omega t$ représentent les champs propagatifs, c'est à dire se propageant de la gauche vers la droite, tandis que les termes en $-k_L \eta_m z - \omega t$ représentent les champs contre-propagatifs, c'est à dire se propageant de la droite vers la gauche. Au final, les équations (2.119) et (2.120) représentent les expressions du champ électrique et du champ magnétique se propageant dans le milieu m d'indice optique η_m et d'impédance Z_m .

2.4.4 Relations de passages aux interfaces

Les expressions pour le champ électrique et le champ magnétique qu'on vient d'établir dans la section précédente sont uniquement valables dans un milieu continu. Or, le milieu ayant été discrétisé en N mailles, $N - 1$ interfaces ont été créées et viennent se rajouter aux deux interfaces vide-ablateur en face avant et ablateur-vide en face arrière de l'ablateur. Ces $N + 1$ interfaces étant caractérisées par une discontinuité de l'indice optique, des relations permettant d'assurer la continuité du champ électrique et du champ magnétique à ces interfaces doivent être établies. Ces relations sont appelées *relations de passages*. On considère l'interface telle qu'illustrée sur la Figure 2.16 entre le milieu m caractérisé par les champs \vec{E}_m et \vec{H}_m et les inductions \vec{D}_m et \vec{B}_m , et le milieu $m + 1$ caractérisé par les champs \vec{E}_{m+1} et \vec{H}_{m+1} et les inductions \vec{D}_{m+1} et \vec{B}_{m+1} . Cette interface est représentée par une surface S . Soit $\vec{n}_{m \rightarrow m+1}$ le vecteur unitaire normal à S . Soient ρ_s et \vec{j}_s les densités de charges et de courants surfaciques existant sur la surface S .

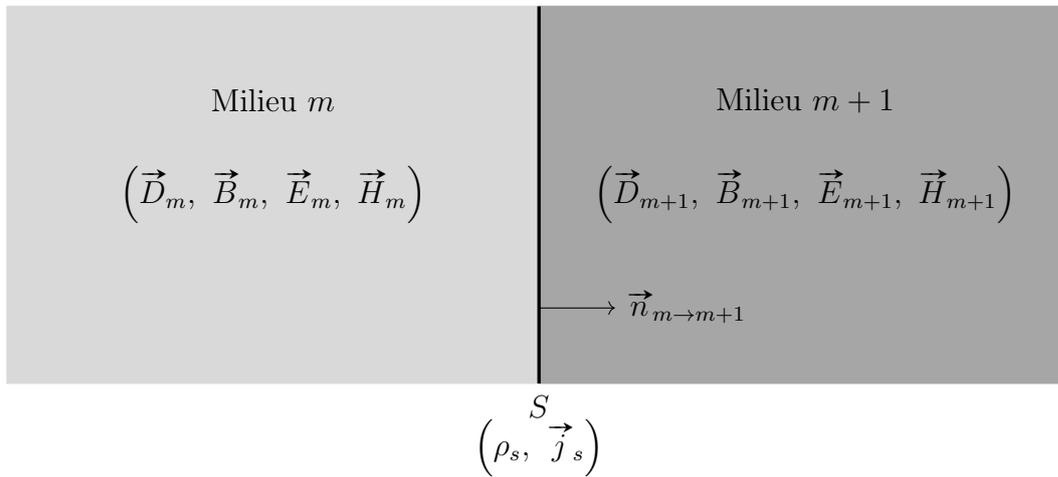


FIGURE 2.16 – Schéma d'une discontinuité entre les milieux m et $m + 1$ séparés par une interface S caractérisée par une densité surfacique de charges ρ_s et de courants \vec{j}_s .

De manière générale, les relations de passages pour les inductions et les champs sont données par [195] :

$$\vec{n}_{m \rightarrow m+1} \cdot (\vec{B}_{m+1} - \vec{B}_m) = 0 \quad (2.121)$$

$$\vec{n}_{m \rightarrow m+1} \cdot (\vec{D}_{m+1} - \vec{D}_m) = 4\pi\rho_s \quad (2.122)$$

$$\vec{n}_{m \rightarrow m+1} \times (\vec{E}_{m+1} - \vec{E}_m) = 0 \quad (2.123)$$

$$\vec{n}_{m \rightarrow m+1} \times (\vec{H}_{m+1} - \vec{H}_m) = \frac{4\pi}{c} \vec{j}_s \quad (2.124)$$

Dans notre cas, comme le champ électrique et le champ magnétique sont parallèles à l'interface entre le milieu m et le milieu $m + 1$, on en déduit en supposant $\rho_s = 0$ et $\vec{j}_s = \vec{0}$:

$$E_m(z = h_m) = E_{m+1}(z = h_m) \quad (2.125)$$

$$H_m(z = h_m) = H_{m+1}(z = h_m) \quad (2.126)$$

Ces deux relations constituent alors les relations de passage à l'interface entre le milieu m et le milieu $m + 1$ et assurent la continuité du champ électrique et du champ magnétique à cette interface.

2.4.5 Matrices de transfert

Les relations de passages que l'on vient d'établir dans la section précédente nous permettent d'exprimer le champ électrique et le champ magnétique dans le milieu $m + 1$ en fonction du champ électrique et du champ magnétique dans le milieu m . Par récurrence, il est alors possible d'exprimer les champs dans le milieu $N + 1$ en fonction des champs dans le milieu 0, c'est-à-dire les champs transmis en fonction des champs incidents et réfléchis. Le champ électrique et le champ magnétique étant donnés par les équations (2.119) et (2.120) et en explicitant les relations de passage données par les équations (2.125) et (2.126), on obtient :

$$a_m^+ e^{ikL\eta_m h_m} + a_m^- e^{-ikL\eta_m h_m} = a_{m+1}^+ e^{ikL\eta_{m+1} h_m} + a_{m+1}^- e^{-ikL\eta_{m+1} h_m} \quad (2.127)$$

$$a_m^+ \frac{e^{ikL\eta_m h_m}}{Z_m} - a_m^- \frac{e^{-ikL\eta_m h_m}}{Z_m} = a_{m+1}^+ \frac{e^{ikL\eta_{m+1} h_m}}{Z_{m+1}} - a_{m+1}^- \frac{e^{-ikL\eta_{m+1} h_m}}{Z_{m+1}} \quad (2.128)$$

ce qui nous permet d'exprimer les $a_{m+1}^{+/-}$ en fonction des $a_m^{+/-}$ de la manière suivante :

$$\begin{pmatrix} a_{m+1}^+ \\ a_{m+1}^- \end{pmatrix} = M_m \begin{pmatrix} a_m^+ \\ a_m^- \end{pmatrix} \quad (2.129)$$

où M_m constitue la matrice de transfert à l'interface en $z = h_m$ entre les milieux m et $m + 1$. Elle est définie par :

$$M_m = \frac{1}{2Z_m} \begin{pmatrix} (Z_m + Z_{m+1})e^{ik(\eta_m - \eta_{m+1})h_m} & (Z_m - Z_{m+1})e^{-ik(\eta_m + \eta_{m+1})h_m} \\ (Z_m - Z_{m+1})e^{ik(\eta_m + \eta_{m+1})h_m} & (Z_m + Z_{m+1})e^{-ik(\eta_m - \eta_{m+1})h_m} \end{pmatrix} \quad (2.130)$$

Par récurrence, on peut alors exprimer les $a_{N+1}^{+/-}$ en fonction des $a_0^{+/-}$ à partir de la matrice de transfert totale de l'ablateur M_{tr} . On obtient ainsi :

$$\begin{pmatrix} a_{N+1}^+ \\ a_{N+1}^- \end{pmatrix} = M_{tr} \begin{pmatrix} a_0^+ \\ a_0^- \end{pmatrix} \quad (2.131)$$

où M_{tr} est définie par :

$$M_{tr} = \prod_{m=0}^N \frac{1}{2Z_m} \begin{pmatrix} (Z_m + Z_{m+1})e^{ik(\eta_m - \eta_{m+1})h_m} & (Z_m - Z_{m+1})e^{-ik(\eta_m + \eta_{m+1})h_m} \\ (Z_m - Z_{m+1})e^{ik(\eta_m + \eta_{m+1})h_m} & (Z_m + Z_{m+1})e^{-ik(\eta_m - \eta_{m+1})h_m} \end{pmatrix} \quad (2.132)$$

où on a défini le produit de matrices de la manière suivante :

$$\prod_{m=0}^N M_m = M_N \times M_{N-1} \times \cdots \times M_1 \times M_0 \quad (2.133)$$

Devant la complexité de la matrice de transfert définie par l'équation (2.132), il n'est pas possible de l'exprimer sous une forme simple. Aussi, nous poserons :

$$M_{tr} = \begin{pmatrix} M_{11} & M_{12} \\ M_{21} & M_{22} \end{pmatrix} \quad (2.134)$$

où M_{11} , M_{12} , M_{21} et M_{22} représentent les quatre coefficients de la matrice de transfert totale de l'ablateur.

2.4.6 Coefficient de réflexion et transmission

Connaissant la matrice de transfert totale de l'ablateur, il est maintenant possible d'en déduire les coefficients de réflexion et de transmission. En effet, d'après les équations (2.119) et (2.120), on a :

- a_0^+ : champ propagatif dans le milieu 0
- a_0^- : champ contre-propagatif dans le milieu 0
- a_{N+1}^+ : champ propagatif dans le milieu $N + 1$
- a_{N+1}^- : champ contre-propagatif dans le milieu $N + 1$

Or, le champ propagatif dans le milieu 0 correspond au champ incident, c'est à dire au champ laser, le champ contre-propagatif dans le milieu 0 correspond au champ réfléchi et le champ propagatif dans le milieu $N + 1$ correspond au champ transmis. Enfin, comme il n'y a aucune source à droite de l'ablateur, il n'y a pas de champ contre-propagatif dans le milieu $N + 1$. On en déduit ainsi :

$$a_0^+ = a_I \quad ; \quad a_0^- = a_R \quad ; \quad a_{N+1}^+ = a_T \quad ; \quad a_{N+1}^- = 0 \quad (2.135)$$

où a_I , a_R et a_T sont respectivement les amplitudes du champ incident, réfléchi et transmis. En injectant alors ces expressions dans l'équation (2.131) et en utilisant l'équation (2.134), on peut alors calculer les amplitudes du champ réfléchi et du

champ transmis en fonction de l'amplitude du champ incident ce qui nous donne :

$$a_R = -\frac{M_{11}}{M_{22}}a_I \quad (2.136)$$

$$a_T = \left(M_{11} - \frac{M_{21}}{M_{22}}M_{12} \right) a_I \quad (2.137)$$

On peut alors en déduire les coefficients de réflexion r et de transmission t qui sont définis par :

$$r = \frac{a_R}{a_I} \quad ; \quad t = \frac{a_T}{a_I} \quad (2.138)$$

d'où on en déduit la réflectivité R , la transmissivité T et l'absorption A :

$$R = |r|^2 \quad ; \quad T = |t|^2 \quad ; \quad A = 1 - R - T \quad (2.139)$$

où on a supposé que les milieux 0 et $N + 1$ avaient le même indice optique.

Au final, la modélisation de la propagation laser qui vient d'être présentée en une dimension permet de calculer l'expression du champ électrique et du champ magnétique dans l'ablateur pendant la transition solide-plasma en considérant un indice optique variable dans le temps et l'espace.

2.4.7 Cas particulier : le matériau homogène

Un cas particulier est celui où le laser se propage dans un milieu en étant suffisamment peu intense pour ne pas le modifier et en particulier son indice optique. Dans ce cas, tous les indices η_m pour $m \in \{1..N\}$ sont égaux et les matrices M_m pour $m \in \{1..N-1\}$ deviennent égales à la matrice identité. Au final, la matrice de transfert totale définie par l'équation (2.132) se résume au produit des deux matrices de transfert M_0 et M_N caractérisant les interfaces vide-ablateur et ablateur-vide respectivement en face avant et face arrière. Il est alors possible de calculer analytiquement les coefficients de la matrice de transfert totale et on trouve :

$$M_{11} = \frac{(Z_2 + Z_3)(Z_1 + Z_2)e^{ik_L\eta_2d} + (Z_2 - Z_3)(Z_1 - Z_2)e^{-ik_L\eta_2d}}{4Z_1Z_2} e^{-ik_Ln_3d} \quad (2.140)$$

$$M_{12} = \frac{(Z_2 + Z_3)(Z_1 - Z_2)e^{ik_L\eta_2d} + (Z_2 - Z_3)(Z_1 + Z_2)e^{-ik_L\eta_2d}}{4Z_1Z_2} e^{-ik_Ln_3d} \quad (2.141)$$

$$M_{21} = \frac{(Z_2 - Z_3)(Z_1 + Z_2)e^{ik_L\eta_2d} + (Z_2 + Z_3)(Z_1 - Z_2)e^{-ik_L\eta_2d}}{4Z_1Z_2} e^{ik_Ln_3d} \quad (2.142)$$

$$M_{22} = \frac{(Z_2 - Z_3)(Z_1 - Z_2)e^{ik_L\eta_2d} + (Z_2 + Z_3)(Z_1 + Z_2)e^{-ik_L\eta_2d}}{4Z_1Z_2} e^{ik_Ln_3d} \quad (2.143)$$

d'où, grâce aux équations (2.136)-(2.138), on en déduit les coefficients de réflexion et de transmission suivant :

$$r = \frac{(Z_3 - Z_2)(Z_2 + Z_1)e^{ik\eta_2 h} + (Z_3 + Z_2)(Z_2 - Z_1)e^{-ik\eta_2 h}}{(Z_3 - Z_2)(Z_2 - Z_1)e^{ik\eta_2 h} + (Z_3 + Z_2)(Z_2 + Z_1)e^{-ik\eta_2 h}} \quad (2.144)$$

$$t = \frac{4Z_2 Z_3}{(Z_3 - Z_2)(Z_2 - Z_1)e^{ik_L \eta_2 h} + (Z_3 + Z_2)(Z_2 + Z_1)e^{-ik_L \eta_2 h}} \quad (2.145)$$

ce qui est cohérent avec les travaux de Born & Wolf [195].

La Figure 2.17 montre l'évolution en fonction du chemin optique de la réflectivité R et de la transmissivité T définies par l'équation (2.139) en utilisant les équations (2.144) et (2.145) dans le cas $\eta_0 = \eta_{N+1} = 1.0$ et $\eta_m = \eta_{PS} = 1.58$, $m \in \{1..N\}$. Ceci reproduit un ablateur en polystyrène entouré de vide. On observe alors que la réflectivité et la transmissivité ne dépendent pas de la taille absolue de l'ablateur mais uniquement de la proportionnalité entre le chemin optique et la longueur d'onde. Ceci vient des interférences entre le champ propagatif et le champ contre-propagatif dans l'ablateur. En effet, la transmissivité et la réflectivité sont obtenus à partir du champ réfléchi et du champ transmis qui eux-mêmes dépendent du champ dans l'ablateur dont l'amplitude, d'après l'équation (2.119), s'écrit de la manière suivante :

$$|E_{PS}|^2 = (a_{PS}^+)^2 + (a_{PS}^-)^2 + 2a_{PS}^+ a_{PS}^- \cos(2k_L \eta_2 z) \quad (2.146)$$

avec E_{PS} le champ électrique dans le polystyrène et a_{PS}^+ et a_{PS}^- l'amplitude de

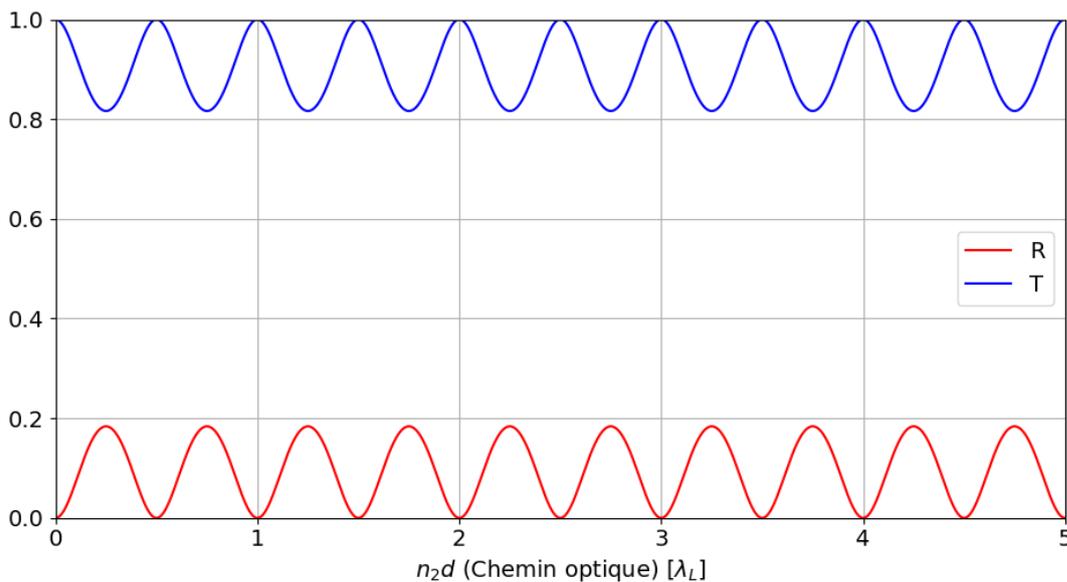


FIGURE 2.17 – Réflectivité R et transmissivité T en fonction du chemin pour un ablateur en polystyrène (non perturbé) entouré de vide.

ses parties propagative et contre-propagative. On observe ainsi que l'intensité du champ électrique dans l'ablateur est constitué d'une porteuse correspondant aux deux premiers termes de l'équation (2.146) et d'une partie oscillante correspondant au dernier terme de l'équation (2.146). Ceci conduit donc à une dépendance en z de $|E_2|^2$ qui contrairement au champ incident, réfléchi et transmis sont chacun constants dans l'espace. Soit $p \in \mathbb{Z}$. Si $2kk_L\eta_2z = 2p\pi$, l'intensité du champ électrique sera maximale et on aura $|E_2|^2 = (a_2^+ + a_2^-)^2$. A l'inverse si $2k_L\eta_2z = (2p + 1)\pi/2$, l'intensité du champ électrique sera minimale et on aura $|E_2|^2 = (a_2^+ - a_2^-)^2$. En particulier, en $z = h$, si $2k\eta_2h = 2p\pi$, $|E_2|^2(z = h)$ sera maximum donnant lieu à un champ transmis maximum et donc un champ réfléchi minimum. Si $2kk_L\eta_2h = (2p+1)\pi/2$, $|E_2|^2(z = h)$ sera minimum donnant lieu à un champ transmis minimum et donc un champ réfléchi maximum. Au final, on en déduit :

- réflectivité maximale/transmissivité minimale si $\eta_2h = 2p\lambda_L/4$, $p \in \mathbb{N}$
- réflectivité minimale/transmissivité maximale si $\eta_2h = (2p + 1)\lambda_L/4$, $p \in \mathbb{N}$

2.5 Synthèse

Nous avons vu dans ce chapitre les processus importants à prendre en compte pour décrire la transition solide-plasma induite par laser d'un ablateur en polystyrène ainsi que les théories permettant de décrire ces processus. Ces théories ont tout d'abord été identifiées dans la Section 2.1 en décrivant qualitativement la transition solide-plasma. Il a été déduit de cette étude que trois processus devaient être étudiés. Le premier est la dynamique électronique modélisant la génération d'électrons libres et la modification de la composition chimique de l'ablateur. La photoionisation induite par laser, l'ionisation par impact et la recombinaison électronique responsables de la génération d'électrons libres et la dissociation des molécules responsable de la modification de la composition chimique de l'ablateur ont ainsi été présentés dans la Section 2.2. La photoionisation induite par laser, l'ionisation par impact et la recombinaison électronique dépendant de la composition chimique de l'ablateur, la modélisation de ces trois mécanismes a ainsi été présentée pour les différentes compositions chimiques pouvant être rencontrées. Le deuxième processus est le chauffage de l'ablateur. Nous avons vu que lors de la transition-plasma, l'ablateur est un système hors-équilibre avec les électrons chauffés par le laser dans un premier temps et transférant leur énergie au système réseau-ion par collision chauffant ainsi ce dernier dans un second temps. Ainsi, la Section 2.3 a été dédiée à la présentation des équations de conservation de l'énergie pour les électrons et le système réseau-ion permettant de modéliser le chauffage de l'ablateur induit par le laser. Ce chauffage correspondant à l'absorption laser pour les électrons et au transfert d'énergie pour le système réseau-ion, la modélisation de ces deux processus a été présentée. Comme

ces deux processus sont des conséquences des collisions des électrons, ces dernières ont été décrites dans le détail. Les équations d'état ont également été présentées permettant d'obtenir en particulier les expressions de la capacité thermique et du potentiel chimique ce qui nous permettra d'en déduire le modèle à deux températures. Enfin, le troisième processus qui est la propagation du laser dans l'ablateur au cours de la transition solide-plasma, c'est à dire en considérant un indice optique variable dans le temps et l'espace, a été présentée dans la Section 2.4. Nous avons notamment établi les équations de propagation du champ laser ainsi que la méthode permettant de les résoudre dans le but d'évaluer l'évolution spatiale et temporelle du chauffage et de l'ionisation induits par le laser à l'intérieur de l'ablateur ainsi que l'évolution temporelle des coefficients de réflexion, de transmission et d'absorption au cours de la transition solide-plasma.

Chapitre 3

Modélisation de la transition solide-plasma

Pourquoi faire simple quand on peut faire compliqué ?

Proverbe shadok
Jacques Rouxel

Sommaire

3.1	Modèle M19	94
3.1.1	Description du modèle	94
3.1.1.1	Dynamique électronique	94
3.1.1.2	Chauffage de l'ablateur	96
3.1.2	Résultats	99
3.1.2.1	Caractérisation de la transition solide-plasma	100
3.1.2.2	Influence de l'ionisation par impact	102
3.1.2.3	Temps caractéristique de la transition solide-plasma	103
3.1.3	Limites du modèle	105
3.2	Modèle M21	106
3.2.1	Modèle	106
3.2.1.1	Fragmentation chimique du polystyrène	106
3.2.1.2	Dynamique électronique	111
3.2.1.3	Chauffage de l'ablateur	116
3.2.2	Résultats	121
3.2.2.1	Evolution temporelle des densités et températures	122
3.2.2.2	Temps caractéristique de transition	132
3.2.2.3	Comparaisons des modèles	136
3.2.2.4	Loi d'échelle de la pression en fonction de l'intensité	140

3.2.2.5	Couplage et dégénérescence	145
3.2.2.6	Influence de l'hydrodynamique et de la diffusion	151
3.3	Synthèse	156

Objectif et organisation du chapitre

Dans ce chapitre, nous allons présenter deux modèles pour décrire la transition solide-plasma induite par un picket d'un ablateur initialement en polystyrène. Ces deux modèles seront dénommés par la suite M19 et M21 car ils ont été publiés respectivement en 2019 [116] et en 2021 [201]. La Section 3.1 est dédiée à la présentation du premier modèle, M19, aux résultats obtenus avec et à ses limites. C'est le premier modèle qui a été développé et constitue ainsi les fondations de la modélisation de la transition solide-plasma d'un ablateur en polystyrène induite par laser. Je n'ai pas développé ce modèle pendant ma thèse, il a été développé par Duchateau *et al* [116] mais je me le suis approprié en ajoutant notamment quelques légères modifications. La Section 3.2 présente le second modèle, M21, et les résultats obtenus avec. Ce deuxième modèle, que j'ai développé pendant ma thèse, est basé sur le premier et en constitue donc une version améliorée. D'une part, les processus physiques considérés dans le premier modèle voient leur description améliorée. D'autre part, de nombreux processus chimiques et physiques supplémentaires sont inclus, notamment la fragmentation du polystyrène. Ce deuxième modèle permettra ainsi de tester la validité du premier. Enfin, nous terminerons ce chapitre en résumant les différents résultats qui auront été présentés dans la Section 2.5.

3.1 Modèle M19

Cette section est dédiée au modèle M19. Le modèle en tant que tel est présenté dans la Section 3.1.1. Les résultats des simulations numériques issues de son implémentation seront ensuite présentés dans la Section 3.1.2. Enfin, nous présenterons les limites de ce modèle dans la Section 3.1.3.

3.1.1 Description du modèle

Comme exposé en introduction de chapitre, la modélisation de la transition solide-plasma consiste à décrire la génération d'électrons libres et le chauffage des électrons et du réseau. Nous allons ainsi présenter la dynamique électronique permettant l'évaluation de la génération d'électrons libres dans la Section 3.1.1.1 et le modèle à deux températures utilisé pour décrire le chauffage des électrons et du réseau dans la Section 3.1.1.2

3.1.1.1 Dynamique électronique

L'évolution de la densité électronique est donnée par la dynamique électronique où sont considérés les phénomènes suivants :

- la photoionisation induite par laser
- l'ionisation par impact
- la recombinaison électronique

présentés dans la Section 2.2.1 et illustrés sur la Figure 3.1.

On a vu dans la Section 2.2.1 que si l'ionisation par impact était prise en compte, plusieurs niveaux électroniques dans la bande de conduction devaient être considérés, le nombre de niveaux étant globalement défini par le rapport entre l'énergie du bandgap du matériau et l'énergie d'un photon laser. D'après les équations (2.9) et (2.10), en supposant $m_{red} = m_{VB} = m_e$, un laser à 351 nm, et une énergie $E_g = 4.05$ eV pour l'énergie de la bande interdite du polystyrène [124], il apparaît que trois niveaux doivent être considérés pour le polystyrène. Ainsi, la densité d'électrons libres n_e est donnée par :

$$n_e = n_0 + n_1 + n_2 \quad (3.1)$$

où n_0 , n_1 et n_2 correspondent aux densités d'électrons des trois niveaux considérés

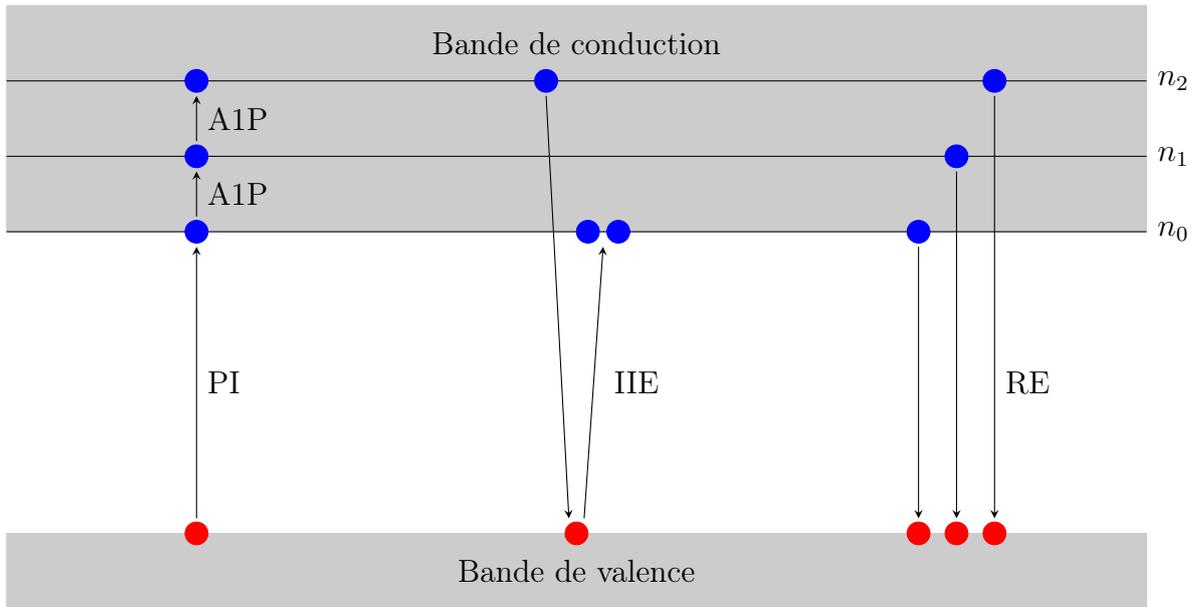


FIGURE 3.1 – Schéma des mécanismes considérés dans la dynamique électronique du modèle M19. PI, A1P, IIE, et RE correspondent respectivement à la photoionisation, l'absorption à un photon, l'ionisation par impact électronique et la recombinaison électronique. Les niveaux n_0 , n_1 et n_2 représentent les trois niveaux considérés. Les électrons de la bande de conduction sont en bleu et ceux de la bande de valence en rouge.

dans la bande de conduction et dont les évolutions sont données par :

$$\frac{\partial n_0}{\partial t} = \alpha W_{PI} - W_{1pt}n_0 + 2\alpha\nu_{II}n_2 - \nu_r(n_0 - n_{cb0}) \quad (3.2)$$

$$\frac{\partial n_1}{\partial t} = W_{1pt}n_0 - W_{1pt}n_1 - \nu_r n_1 \quad (3.3)$$

$$\frac{\partial n_2}{\partial t} = W_{1pt}n_1 - \alpha\nu_{II}n_2 - \nu_r n_2 \quad (3.4)$$

Le taux de photoionisation W_{PI} est donné par l'équation (2.4) permettant de prendre en compte la photoionisation en régime multiphotonique et l'ionisation en régime tunnel. On notera que comme l'intensité des lasers considérés ne dépasse pas 10^{14} $\text{W}\cdot\text{cm}^{-2}$, il apparaît d'après la Figure 2.2 que la photoionisation se fera principalement par absorption multiphotonique. Le taux de photoionisation peut alors être approché par :

$$W_{PI} \approx \sigma_2 I_L^2 \quad (3.5)$$

car 2 photons doivent être absorbés par un électron de bande de valence pour passer dans le bande de conduction. On obtient numériquement $\sigma_2 \approx 2.25 \times 10^9 \text{ cm}\cdot\text{s}^{-1}\cdot\text{W}^{-2}$ avec $E_g = 4.05 \text{ eV}$ pour l'énergie de la bande interdite du polystyrène, $m^* = m_e/2$ pour la masse effective de l'électron et $\lambda_L = 351 \text{ nm}$. Ce paramètre peut être vu

comme une section efficace associée à l'absorption de deux photons. Le coefficient $\alpha = 1 - (n_0 + n_1 + n_2)/n_{vb0}$ permet de rendre compte de la diminution du nombre d'électrons dans la bande de valence au cours de l'ionisation de l'ablateur. La densité n_{vb0} correspond à la densité d'électrons initialement présents dans la bande de valence et susceptibles d'être promus dans la bande de conduction. En considérant que chaque atome du polystyrène peut être ionisé une seule fois, cette densité est donc équivalente à la densité d'atomes du polystyrène. On estime alors $n_{vb0} = 3 \times 10^{22} \text{ cm}^{-3}$. La densité n_{cb0} représente la densité d'électrons libres initiales. D'après la littérature, on définit $n_{cb0} = 10^{10} \text{ cm}^{-3}$ [202]. W_{1pt} correspond au taux d'absorption à un photon. Comme la valeur pour le polystyrène est inconnue, on va la déduire à partir de celle de la silice qui est un matériau diélectrique tout comme le polystyrène mais qui est très étudié. Pour la silice, le taux d'absorption à un photon est donné par $W_{1pt} [s^{-1}] = 3.5 \times 10^{-7} E_L^2$ pour un laser à 500 nm [125]. Le taux d'absorption à un photon admettant une dépendance en λ_L^4 par rapport à la longueur d'onde λ_L du laser [125], on supposera qu'on peut définir $W_{1pt} = 10^{-7} E_L^2$ pour le polystyrène et pour un laser à 351 nm. ν_{II} correspond à la fréquence d'ionisation par impact et se situe entre 10^{14} s^{-1} et 10^{16} s^{-1} pour les matériaux diélectriques [203, 204, 205]. Afin d'obtenir son ordre de grandeur, on peut la comparer à la fréquence de collision utilisée dans le modèle de Drude qui est utilisé pour évaluer le chauffage de l'ablateur, voir Section 2.3.1. D'après la Section 2.3.2.1, cette fréquence de collision est associée à la diffusion des électrons par collision avec les phonons et n'induit donc pas de modification significative de la structure électronique du matériau. D'après la Figure 2.13, la fréquence de collision est de l'ordre de 10^{15} s^{-1} . Comme la fréquence d'ionisation par impact est associée à une modification plus importante de la structure électronique, sa section efficace doit être significativement plus faible et on définit $\nu_{II} = 10^{14} \text{ s}^{-1}$. Enfin, ν_r représente la fréquence de recombinaison. On définit $\nu_r = 10^{12} \text{ s}^{-1}$ conformément aux valeurs standards [205, 206, 207]. On notera que les approximations et hypothèses faites ici afin d'estimer l'ordre de grandeur des paramètres sont justifiées par le fait qu'elles sont cohérentes avec celles qui existent dans la littérature et qui ont fourni des résultats précis [208, 209].

3.1.1.2 Chauffage de l'ablateur

Pour évaluer les variations de températures lors de la transition solide-plasma, nous partons des équations de conservation de l'énergie. Comme précisé précédemment, les processus hydrodynamiques sont négligés. Ceci implique alors que la transition solide-plasma se fait à volume constant et on a d'après la Section 2.3.4.1 :

$$\frac{\partial U}{\partial t} = C_v \frac{\partial T}{\partial t} + \tilde{\mu} \frac{\partial N}{\partial t} \quad (3.6)$$

En divisant cette équation par le volume et en injectant l'équation obtenue dans les équations (2.35) et (2.36), on obtient le modèle à deux températures qui s'écrit sous la forme suivante :

$$C_e \frac{\partial T_e}{\partial t} = \left(\frac{\partial U_e}{\partial t} \right)_{laser} - \tilde{\mu}_e \frac{\partial n_e}{\partial t} - \left(\frac{\partial U_e}{\partial t} \right)_{collisions} \quad (3.7)$$

$$C_{il} \frac{\partial T_{il}}{\partial t} = \left(\frac{\partial U_e}{\partial t} \right)_{collisions} \quad (3.8)$$

avec T_e et T_{il} respectivement les températures des électrons et du système réseau-ion associées à leur capacité thermique (volumique) respectives C_e et C_{il} , n_e la densité électronique associée à son potentiel chimique effectif électronique $\tilde{\mu}_e$, $(\partial_t U_e)_{laser}$ la variation d'énergie interne des électrons due au chauffage laser et $(\partial_t U_e)_{collisions}$ le transfert d'énergie entre les électrons et le système réseau-ion dû aux collisions des électrons. On notera que le terme $\tilde{\mu} \partial_t N$ n'apparaît pas pour le système réseau-ion car la densité d'atomes reste constante pendant la transition solide-plasma. Les électrons sont supposés absorber l'énergie du laser uniquement par absorption collisionnelle et la variation d'énergie des électrons par chauffage laser $(\partial_t U_e)_{laser}$ est alors donnée par l'équation (2.37). Les électrons sont supposés être un gaz parfait tout comme le réseau et les ions ce qui nous donne :

$$C_e = \frac{3}{2} k_B n_e \quad ; \quad \tilde{\mu}_e = \frac{3}{2} k_B T_e \quad ; \quad C_{il} = \frac{3}{2} k_B n_a \quad (3.9)$$

avec $n_a = 3 \times 10^{22} \text{ cm}^{-3}$ la densité d'ions dans le réseau. Enfin le terme d'échange d'énergie par collisions $(\partial_t U_e)_{collisions}$ apparaissant dans les équations (3.7) et (3.8) est évalué de la manière suivante :

$$\left(\frac{\partial U_e}{\partial t} \right)_{collisions} = C_e \nu_c \frac{m_e}{m_a} \quad (3.10)$$

avec C_e la capacité thermique des électrons définie par l'équation (3.9), ν_c la fréquence de collision et m_a la masse des constituants de l'ablateur. L'ablateur étant du polystyrène qui est composé de carbone et d'hydrogène, et le carbone étant 12 fois plus lourd que l'hydrogène donnant lieu à un transfert d'énergie 12 fois plus faible, on suppose alors que le transfert d'énergie est majoritairement dû à l'hydrogène. On définit alors $m_a = m_H = 1836 m_e$. Cette définition pour le transfert d'énergie signifie que le transfert d'énergie électron-phonon est négligé, transfert qui a lieu lorsque l'ablateur est dans l'état solide. En effet, on suppose que le laser induit suffisamment tôt des déformations dans le polystyrène brisant par conséquent la périodicité du réseau et rendant le transfert d'énergie électron-ion majoritaire. Il apparaît ainsi que la fréquence de collision des électrons ν_c est un paramètre important car elle dirige le chauffage des électrons et du système réseau-ion. De façon similaire à la modélisa-

tion de la fréquence de collision utilisée par Eidmann *et al* pour décrire la transition solide-plasma de l'aluminium [210], on modélise ν_c de la manière suivante :

$$T_{il} < 0.1 \text{ eV} \Rightarrow \nu_c = \nu_{eph,0} \frac{T_{il}}{T_0} \quad (3.11)$$

$$T_{il} > 0.1 \text{ eV} \Rightarrow \nu_c = (\nu_{mfp}^{-1} + \nu_{ei}^{-1})^{-1} \quad (3.12)$$

avec $\nu_{eph,0} = \nu_c(T_i = T_0)$ la fréquence de collision électron-phonon à température ambiante, $\nu_{mfp} = v_e n_a^{1/3}$ la fréquence de collision associé au libre parcours moyen des électrons et $\nu_{ei} = 3 \times 10^{-6} Z n_e T_e^{-1.5} \ln \Lambda$ la fréquence de collision électron-ion avec n_e la densité des électrons en cm^{-3} et T_e la température des électrons en eV. On pose $T_0 = 300 \text{ K}$, $\nu_{eph,0} = 10^{14} \text{ s}^{-1}$ correspondant à l'ordre de grandeur standard de la fréquence de collision électron-phonon à température ambiante [211, 212], $v_e = \sqrt{2k_B T_e / m_e}$ pour la vitesse des électrons et $Z \ln \Lambda = 10$ nous permettant de capturer l'ordre de grandeur de cette quantité. Cette définition de la fréquence de collision dépendant de la température du système réseau-ion nous permet d'adapter la description des collisions à l'état de l'ablateur qui va passer de l'état solide à l'état plasma. On estime la température caractéristique de transition à 0.1 eV ce qui correspond à l'ordre de grandeur moyen pour les températures de fusion des solides. Au final, si $T_{il} < 0.1 \text{ eV}$, on suppose que l'état de l'ablateur est proche d'un état solide où les collisions électron-phonon sont majoritaires. Si $T_{il} > 0.1 \text{ eV}$, on suppose que l'état de l'ablateur est proche d'un état plasma où les collisions électron-ion sont majoritaires. Le libre parcours moyen nous permet alors de faire le lien entre ces deux limites basse et haute température.

La Figure 3.2(a) montre l'évolution de la fréquence de collision en fonction de la température dans le cas $T_e = T_{il}$. Bien que l'égalité $T_e = T_{il}$ ne soit généralement pas vérifiée lors de la transition solide-plasma, un tel cas permet de visualiser l'ensemble des régimes sur un seul graphe. On observe ainsi d'après la Figure 3.2(a) que la fréquence de collision reproduit bien les comportements caractéristiques de l'état solide, $\nu_c \propto T_{il}$, et de l'état plasma $\nu_c \propto T_e^{-3/2}$ respectivement à basse et haute température. On peut noter qu'il existe une discontinuité pour $T_{il} = 0.1 \text{ eV}$. Dans la réalité, la fréquence de collision est continue en ce point et la transition se fait sur un certain intervalle en température de l'ordre de quelques centaines de kelvins. Comme cet intervalle est très petit vis-à-vis de l'ensemble des températures considérées et que la modification de la fréquence de collision dans le seul but d'assurer sa continuité en ce point n'aurait qu'une influence négligeable sur les résultats de ce modèle, nous avons choisi de garder cette discontinuité en $T_{il} = 0.1 \text{ eV}$ pour la description de la fréquence de collision.

D'après la Figure 3.2(b) qui montre l'évolution de la fréquence de collision en fonction de la température des électrons pour $T_{il} = 0.05 \text{ eV}$ et $T_{il} = 0.5 \text{ eV}$, on

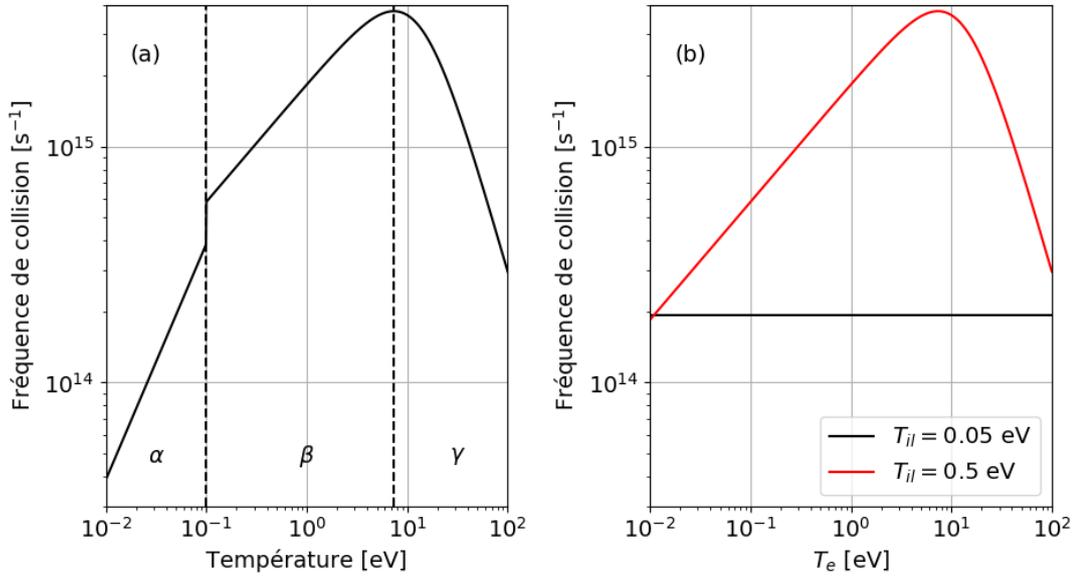


FIGURE 3.2 – (a) Fréquence de collision définie par les équations (3.11)-(3.12) en fonction de la température pour $T_e = T_{il}$. Le domaine α représente les températures pour lesquelles les collisions électron-phonon sont dominantes. Le domaine β représente les températures pour lesquelles les collisions dominantes sont celles associées au libre parcours moyen. Le domaine γ représente les températures pour lesquelles les collisions électron-ion sont dominantes. (b) Fréquence de collision définie par les équations (3.11)-(3.12) en fonction de la température des électrons T_e pour $T_{il} = 0.05$ eV et $T_{il} = 0.5$ eV.

observe que lorsque $T_{il} = 0.05$ eV, la fréquence de collision reste constante puisqu'elle ne dépend pas de la température des électrons lorsque l'ablateur est dans l'état solide. Lorsque $T_{il} = 0.5$ eV, c'est à dire lorsque l'ablateur est proche d'un état plasma, un comportement similaire à la Figure 3.2(a) est observé. La fréquence de collision commence par croître à cause des collisions associée au libre parcours moyen. Plus la température est élevée, plus la vitesse des électrons est élevée et plus ils collisionnent. La fréquence de collision décroît ensuite suivant la loi $\nu_c \propto T_e^{-3/2}$ caractéristique des collisions électron-ion.

3.1.2 Résultats

Afin d'étudier la transition solide-plasma induite par un picket caractéristique de FCI, les simulations sont faites en supposant une forme gaussienne pour le profil temporel de l'intensité laser I_L :

$$I_L = I_{max} \exp \left[-4 \ln 2 \left(\frac{t - t_{max}}{\tau} \right)^2 \right] \quad (3.13)$$

caractérisée par une durée τ associée à une largeur à mi-hauteur $\tau_{FWHM} = \tau/2\sqrt{\ln 2}$ et une intensité maximale I_{max} atteinte en t_{max} . On définit $\tau = 100$ ps, $t_{max} = 200$ ps et $I_{max} = 10^{14}$ W.cm⁻² ce qui correspond aux paramètres typiques des pickets de FCI [2]. A l'aide de ce profil laser, les équations (3.2)-(3.4) et (3.7)-(3.8) sont résolues numériquement pour évaluer respectivement la dynamique électronique et le chauffage de l'ablateur pendant la transition solide-plasma. La résolution numérique est faite en utilisant un schéma de Runge-Kutta d'ordre 4 avec un pas temporel de 10 fs assurant un schéma convergent.

Nous allons présenter dans la Section 3.1.2.1 l'évolution temporelle de l'intensité du picket, de la densité électronique, de la température électronique, de la température du réseau et de la fréquence de collision au cours de la transition solide-plasma induite par le picket. La Section 3.1.2.2 est dédiée à l'étude de l'influence de l'ionisation par impact. Enfin, nous calculerons le temps caractéristique de la transition solide-plasma dans la Section 3.1.2.3 et étudierons son comportement vis-à-vis de plusieurs paramètres dont l'intensité maximale du laser.

3.1.2.1 Caractérisation de la transition solide-plasma

La Figure 3.3 montre l'évolution temporelle de l'intensité du picket, de la densité électronique, de la température électronique, de la température du réseau et de la fréquence de collision au cours de la transition solide-plasma induite par le picket. Les simulations commencent en $t = -70$ ps car le laser est suffisamment intense pour faire augmenter significativement la densité d'électrons libres et finissent en $t = 100$ ps lorsque la densité électronique sature.

Concernant la densité électronique, voir Figure 3.3(b), on observe qu'elle suit globalement l'évolution de l'intensité laser, voir Figure 3.3(a). Ceci signifie que la génération d'électrons est principalement due à la photoionisation induite par le picket qui se fait majoritairement par absorption multiphotonique. Entre $t = 0$ ps et $t = 100$ ps, l'intensité laser gagne environ 3.5 ordres de grandeur tandis que la densité électronique gagne environ 7 ordres de grandeur signifiant que $n_e \propto I_L^2$. Les comportements de l'intensité et de la densité ne diffèrent que lorsque $t > 90$ ps lorsque la densité électronique commence à saturer. Tous les électrons susceptibles de passer de la bande de valence à la bande de conduction ont été promus et la densité ne peut plus augmenter. Comme l'intensité continue d'augmenter, les électrons qui retourneraient dans la bande de valence par recombinaison sont immédiatement promus de nouveau dans la bande de conduction. La densité électronique sature ainsi et on a $n_e = n_a$.

En regardant l'évolution de la température électronique, voir Figure 3.3(c), on remarque d'abord une décroissance pour $t < -30$ ps. D'une part, la conservation de l'énergie implique une baisse de la température à cause de la croissance de la densité d'électrons. D'autre part, le chauffage laser n'est pas suffisamment efficace pour

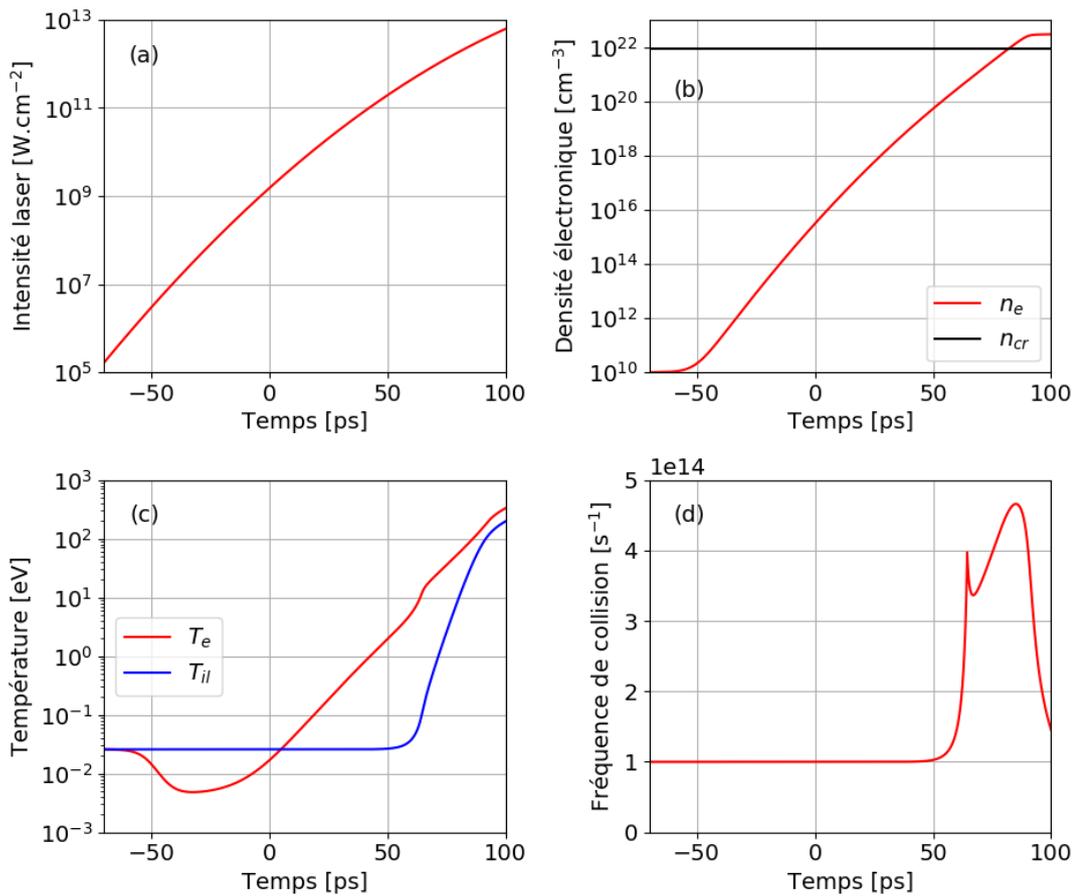


FIGURE 3.3 – Evolution temporelle de (a) l'intensité laser, (b) la densité électronique n_e , (c) de la température électronique T_e et de la température du réseau T_{il} et (d) de la fréquence de collision des électrons au cours de la transition solide plasma induite par un picket. La densité critique n_{cr} est indiquée à titre de comparaison.

compenser cette baisse de la température car le laser n'est pas suffisamment intense. Pour $t > -30$ ps, la température des électrons augmente de manière exponentielle grâce au chauffage laser et atteint ainsi une température supérieure à la centaine d'eV. Concernant la température du système réseau-ion, on remarque qu'elle reste constante tant que $t < 65$ ps. Elle croît ensuite très rapidement passant de 25 meV plus de 100 eV en 40 ps par transfert thermique. Il apparaît ainsi qu'environ 100 ps sont nécessaires pour que la densité électronique et la température électronique atteignent des valeurs suffisamment importantes pour induire un transfert d'énergie susceptible d'entraîner une modification significative de la température du réseau.

Concernant la fréquence de collision, voir Figure 3.3(d), elle suit les comportements de la température du système réseau-ion tant que $t < 65$ ps car elle est proportionnelle à cette dernière, voir equation (3.11). Pour $t \approx 65$ ps, on peut remarquer un changement soudain dans le comportement de la fréquence de collision.

Il correspond à la signature du changement d'état de l'ablateur associé à une modification de la fréquence de collision. En effet, pour $t \approx 65$ ps, on a $T_{il} \approx 0.1$ eV ce qui correspond à la température de transition définie dans les équations (3.11) et (3.12). Pour $t > 75$ ps et $t < 90$ ps, la fréquence de collision croît et les collisions des électrons sont associées au libre parcours moyen. Ce domaine correspond à un ablateur dans un état dense et chaud, c'est à dire relevant de la *warm dense matter*. Enfin, pour $t > 90$ ps, l'ablateur peut être considéré comme un plasma car la fréquence de collision vérifie $\nu_c \propto T_e^{-3/2}$ caractéristique des collisions électron-ion.

Cette étude sur l'évolution temporelle de la densité électronique n_e , de la température électronique T_e et de la température du réseau T_{il} au cours de la transition solide plasma induite par un picket nous permet de dresser les tendances suivantes :

- la génération d'électrons est dominée par la photoionisation induite par le picket
- le profil de la température électronique est similaire à celui de la densité électronique qui est lui-même similaire à celui de l'intensité du picket
- la température du réseau reste froide pendant une durée similaire à la durée du picket, de l'ordre de la centaine de picosecondes

Comme il apparaît au final que la photoionisation induite par laser est le processus dominant de génération d'électrons, nous allons maintenant étudier l'influence de l'ionisation par impact sur la dynamique électronique.

3.1.2.2 Influence de l'ionisation par impact

On vient de voir que l'évolution temporelle de la densité électronique était principalement due à la photoionisation induite par le picket. Or, l'ionisation par impact a été prise en compte ce qui nous a imposé un formalisme plus compliqué. Nous allons maintenant étudier son importance sur la dynamique électronique afin de déterminer si elle peut être totalement négligée ou non. La Figure 3.4 montre l'évolution temporelle de la densité électronique, de la température électronique et de la température du réseau au cours de la transition solide plasma induite par un picket avec et sans ionisation par impact. On observe ainsi que la photoionisation est effectivement le processus dominant de génération d'électrons pendant la majorité de la transition solide-plasma mais il apparaît que l'ionisation par impact joue un rôle non-négligeable en fin de transition. Il apparaît que si elle est prise en compte, les valeurs de la densité et des températures sont 1.5 à 2 fois plus élevées par rapport au cas où elle est négligée. A partir de $t \approx 80$ ps, le laser apparaît suffisamment intense pour promouvoir des électrons dans les niveaux supérieurs de la bande de conduction et déclencher une avalanche électronique. Cette nouvelle source d'électrons vient s'ajouter à la photoionisation et conduit donc à une production accrue d'électrons en bande de conduction. Les modifications sur les températures découlent quant à

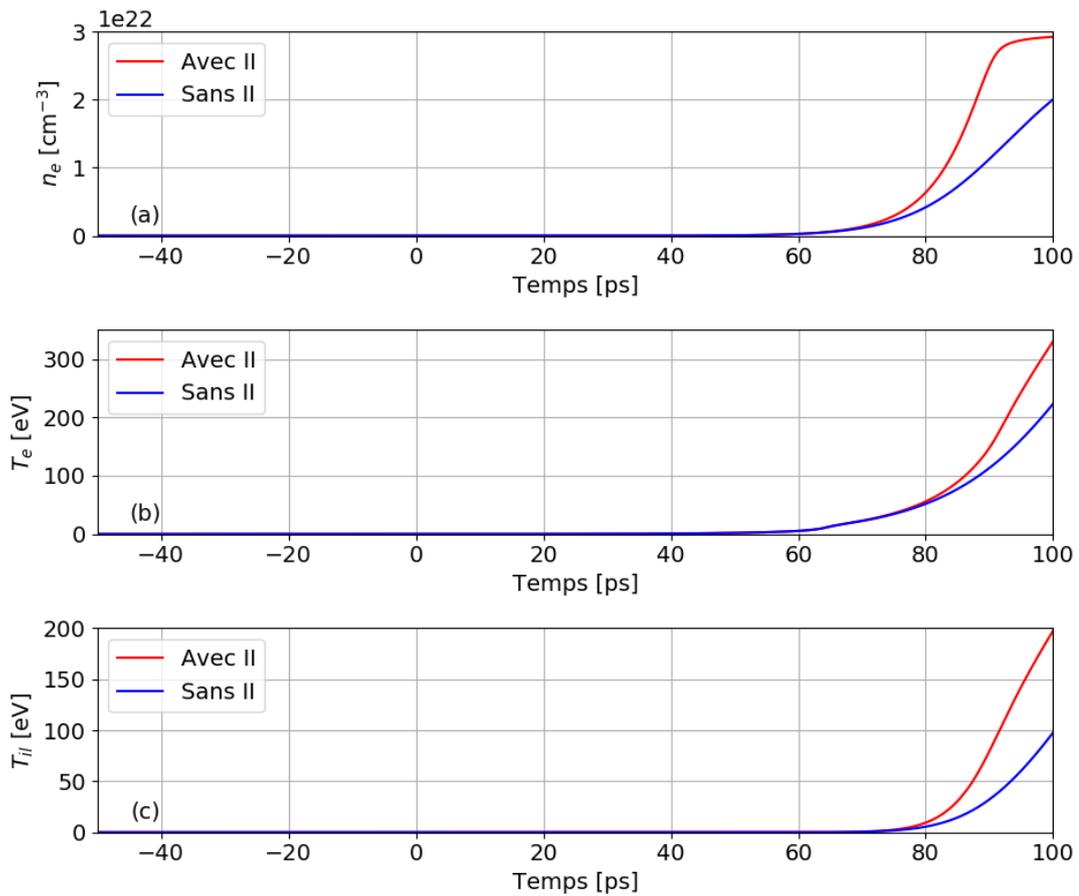


FIGURE 3.4 – Comparaison de l'évolution temporelle (a) de la densité électronique n_e , (b) de la température électronique T_e et (c) de la température du réseau T_{il} au cours de la transition solide plasma induite par un picket avec et sans ionisation par impact (II).

elles directement des modifications sur la densité d'électrons. La densité électronique étant plus faible sans ionisation par impact, le chauffage laser des électrons l'est également ainsi que le transfert d'énergie régissant le chauffage du réseau d'après les équations (3.9) et (3.10).

3.1.2.3 Temps caractéristique de la transition solide-plasma

D'après les résultats précédents, on peut conclure que la transition solide-plasma se fait sur une échelle de temps de l'ordre de la centaine de picosecondes. En effet le temps caractéristique de la transition solide-plasma peut se définir comme la durée nécessaire pour que la densité électronique atteigne la densité critique n_{cr} . Ce critère marque la fin de la transparence de l'ablateur qui devient opaque et l'absorption va

alors se faire en surface. Pour un laser à 351 nm, on a :

$$n_c = \frac{m_e \omega_L^2}{4\pi e^2} \approx 10^{22} \text{ cm}^{-3} \quad (3.14)$$

On notera qu'on pourrait définir un deuxième critère sur la température du réseau, qui devrait typiquement vérifier $T_{il} > 0.1$ eV. Ce critère permettrait de supposer que la périodicité du réseau, caractéristique d'un solide, ait disparu et que l'ablateur se trouve dans un état désordonné, gaz ou plasma suivant son degré d'ionisation. Cependant, d'après la Figure 3.3, ce critère est déjà satisfait lorsque $n_e = n_{cr}$.

Il est possible de montrer que le temps caractéristique de transition solide-plasma τ_{TSP} peut être évalué de la manière suivante [116] :

$$\tau_{TSP} = \frac{\tau}{2\sqrt{\ln 2}} \left(\sqrt{\ln \left[I_{max} \sqrt{\frac{\sigma_2}{\nu_r n_{cb0}}} \right]} - \sqrt{\ln \left[I_{max} \sqrt{\frac{\sigma_2}{\nu_r n_{cr}}} \right]} \right) \quad (3.15)$$

Il correspond à la durée s'écoulant entre le moment où le laser commence à photoioniser significativement l'ablateur et le moment où la densité électronique atteint la densité critique. Cette expression a été obtenue en négligeant l'ionisation par impact qui n'induirait qu'une légère correction. En effet, on a vu d'après la Figure 3.4 que la densité critique est globalement atteinte au même moment si l'ionisation par impact est prise ou non en compte.

La Table 3.1 montre le temps caractéristique τ_{TSP} pour plusieurs valeurs de I_{max} , ν_r et n_{cb0} avec $\tau = 100$ ps, $n_c = 10^{22} \text{ cm}^{-3}$ et $\sigma_2 = 2.25 \times 10^9 \text{ cm.s}^{-1}.\text{W}^{-2}$. On remarque ainsi qu'une modification de un ou deux ordres de grandeur pour I_{max} , ν_r et n_{cb0} n'entraînent qu'une légère modification du temps caractéristique de transition solide-plasma qui se situe entre 120 ps et 160 ps. Ceci est dû au comportement $\sqrt{\log(\cdot)}$ qui lisse quasiment toutes les variations des paramètres. On notera enfin que le cas $I_{max} = 10^{14} \text{ W.cm}^{-2}$, $\nu_r = 10^{12}$ ps et $n_{cb0} = 10^{10} \text{ cm}^{-3}$ donne un temps

I_{max} [W.cm^{-2}]	10 ¹³	10 ¹⁴	10 ¹⁵	10 ¹⁴	10 ¹⁴	10 ¹⁴	10 ¹⁴
ν_r [s^{-1}]	10 ¹²	10 ¹²	10 ¹²	10 ¹¹	10 ¹³	10 ¹²	10 ¹²
n_{cb0} [cm^{-3}]	10 ¹⁰	10 ⁸	10 ¹²				
τ_{TSP} [ps]	161	135	119	126	145	150	117

TABLE 3.1 – Evolution du temps caractéristique de transition solide-plasma donné par l'équation (3.15) en fonction de l'intensité laser maximale I_{max} , de la fréquence de recombinaison ν_r et de la densité électronique initiale de la bande de conduction n_{cb0} . Chaque nuance de rouge, vert ou bleu est associée à une valeur pour I_{max} , ν_r ou n_{cb0} .

caractéristique $\Delta t \approx 135$ ps qui est cohérent avec les résultats numériques présentés dans la Section 3.1.2.1.

3.1.3 Limites du modèle

Bien que posant les fondations de la description de la transition solide-plasma d'un ablateur en polystyrène induite par un picket, le modèle qu'on vient de présenter possède trois défauts majeurs :

- La dynamique électronique est décrite en considérant du polystyrène pendant toute la transition solide-plasma et il est donc incapable de calculer les densités (ions, neutres et totales) de carbone et d'hydrogène alors qu'elles sont indispensables pour décrire proprement la formation du plasma. Ces densités sont d'autant plus nécessaires si le modèle utilisé pour décrire la transition solide-plasma vise à être implémenté dans un code hydrodynamique de FCI. La fragmentation chimique de l'ablateur, c'est à dire l'ensemble des réactions chimiques permettant de passer du polystyrène à un mélange d'atomes de carbone et d'hydrogène totalement indépendants, doit donc être prise en compte et la modélisation de la dynamique électronique doit être adaptée à la composition chimique de l'ablateur.
- Les collisions des électrons sont décrites de manière générique. D'une part, la modélisation actuelle de la fréquence de collision assure seulement de retrouver les comportements à basse température, $\nu_c \propto T_{il}$ et à haute température $\nu_c \propto T_e^{-3/2}$. Cependant, cette modélisation ne tient pas compte des spécificités de l'ablateur. En particulier, les phonons optiques ne sont pas considérés alors qu'ils existent dans le polystyrène, voir Section 2.3.2.1, et la possible dégénérescence des électrons est négligée. D'autre part, une modélisation type "plasma" est utilisée pour décrire le transfert d'énergie des électrons vers le système réseau-ion alors qu'il apparaît au final que l'ablateur reste froid, et donc que les phonons existent, pendant une durée non-négligeable devant le temps caractéristique de la transition solide-plasma
- L'équation d'état du gaz parfait est utilisée pour évaluer les grandeurs thermodynamiques des électrons et du système réseau-ion. Cependant, la validité de cette équation d'état est à remettre en question au vu des températures et densités atteintes durant la transition solide-plasma. Là encore, les spécificités de l'ablateur doivent être prises en compte, notamment la possible existence d'un plasma dégénéré (énergie de Fermi grande devant l'énergie thermique) ou corrélé (énergie d'interaction électron-ion grande devant l'énergie thermique) et des équations d'état adaptées à ces spécificités doivent être utilisées.

Ces défauts vont ainsi être pris en compte dans le modèle M21 qu'on va présenter dans la section suivante.

3.2 Modèle M21

Cette section est dédiée à la présentation du deuxième modèle, le modèle M21, permettant de décrire la transition solide-plasma d'un ablateur en polystyrène induite par un picket. Il a été construit sur la base du modèle M19, et néglige donc également les processus hydrodynamiques, en apportant une réponse aux trois défauts identifiés dans la Section 3.1.3. Ainsi, le modèle M21 vise à mieux décrire la transition solide-plasma mais également à tester la validité du modèle M19. Nous allons présenter le modèle M21 en tant que tel dans la Section 3.2.1 et les résultats issus des simulations numériques sont présentés dans la Section 3.2.2.

3.2.1 Modèle

Cette section est dédiée à la présentation du modèle M21. La section 3.2.1.1 présentera la description de la fragmentation chimique. La Section 3.2.1.2 présentera ensuite la nouvelle description de la dynamique électronique qui vise à décrire les processus d'ionisation et de recombinaison des espèces chimiques identifiées lors de l'étude de la fragmentation chimique de l'ablateur. Enfin, la nouvelle modélisation du chauffage de l'ablateur sera présentée dans la Section 3.2.1.3 comportant notamment l'amélioration de la description des collisions électroniques et l'utilisation d'équations d'état appropriées.

3.2.1.1 Fragmentation chimique du polystyrène

Nous allons présenter dans cette section un schéma de fragmentation chimique du polystyrène qui est un polymère composé de carbone et d'hydrogène. Sa formule chimique est $(C_8H_8)_n$ où C_8H_8 représente le motif du polystyrène et n le nombre de répétition de ce motif dans le polymère qui est typiquement compris entre quelques centaines et quelques milliers [213, 214, 215]. La structure moléculaire du polystyrène est donnée sur la Figure 3.5.

La fragmentation chimique du polystyrène représente l'ensemble des réactions de dissociations permettant de passer d'un ablateur à l'état solide composé de polystyrène à un ablateur à l'état plasma composé d'atomes de carbone et d'hydrogène indépendants. La transition solide-plasma de l'ablateur implique donc une modification de sa composition chimique. Les liaisons chimiques qui existent à l'état solide disparaissent complètement lorsque l'ablateur est dans l'état plasma. Comme les liaisons chimiques peuvent être de nature différente (simple ou double par exemple) et impliquer des atomes différents (carbone et hydrogène), elles n'auront pas toutes la même énergie de liaison et ne disparaîtront pas toutes en même temps. Ceci va conduire à la création et à la disparition de plusieurs espèces chimiques jusqu'à la disparition complète des liaisons chimiques donnant lieu à un mélange d'atomes tota-

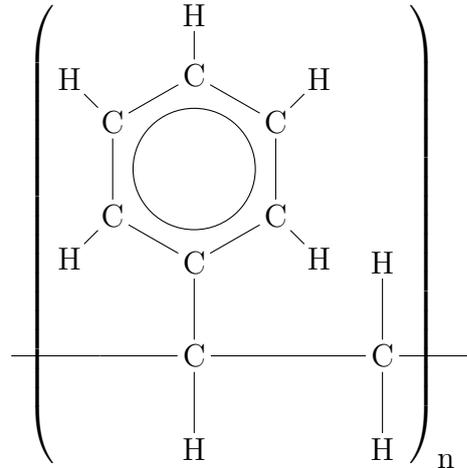


FIGURE 3.5 – Formule développée plane du polystyrène. L’indice n correspond au nombre de répétition du motif.

lement indépendants. La Figure 3.6 propose un scénario de fragmentation chimique pour le polystyrène conduisant à la formation d’un ablateur composé uniquement de carbone et d’hydrogène en fin de transition. Ce scénario a été obtenu à partir d’une estimation de l’énergie des liaisons chimiques et présente les différentes réactions successives de dissociations prenant place.

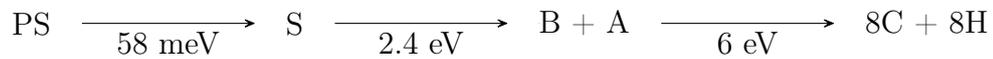


FIGURE 3.6 – Scénario de fragmentation chimique du polystyrène. PS, S, B, A, C et H représente respectivement le polystyrène, le styrène, le benzène, l’acétylène, le carbone et l’hydrogène. La formule développée du polystyrène est donnée sur la Figure 3.5 et les formules développées du styrène, du benzène et de l’acétylène sur la Figure 3.7. Les températures de 58 meV, 2.4 eV et 6 eV correspondent aux températures du réseau pour lesquelles les réactions de dissociations ont lieu.

A basse température, c’est à dire pour une température inférieure ou égale à la température ambiante, l’ablateur se présente sous forme de polystyrène dans un état solide et vitreux. En augmentant, la température du réseau va d’abord atteindre la température de transition vitreuse faisant passer le polystyrène d’un état vitreux à un état caoutchouteux, puis elle va atteindre la température de fusion où le polystyrène va passer de l’état caoutchouteux à l’état liquide. La structure interne du polystyrène reste cependant inchangée au cours de ces deux changements d’état car les chaînes du polymère ne sont pas brisées. En effet, ces deux changements d’état sont associés à une modification des liaisons intermoléculaires existant entre les chaînes mais les liaisons intramoléculaires existant dans les chaînes ne sont pas

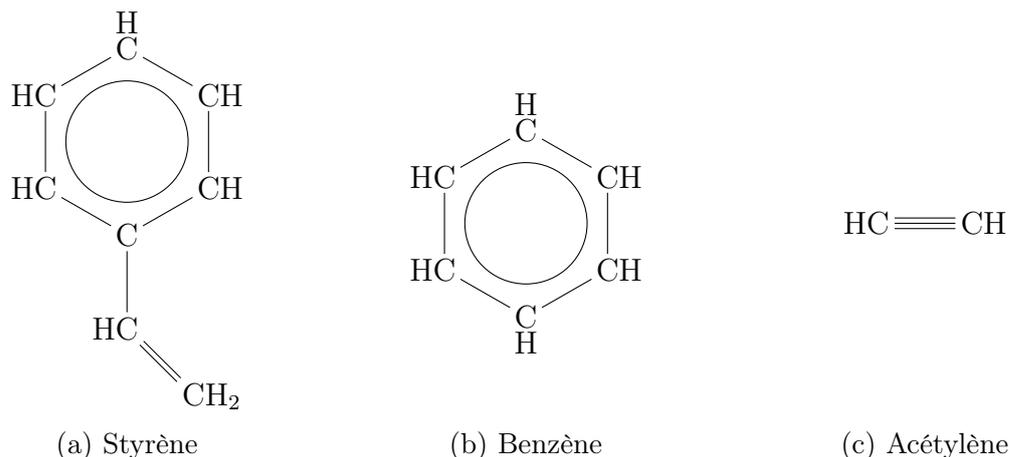


FIGURE 3.7 – Formule développée du styrène, du benzène et de l’acétylène intervenant dans la fragmentation chimique du polystyrène

modifiées. On suppose donc qu’il est toujours possible de définir une périodicité locale dans la chaîne du polystyrène lorsqu’il est dans l’état liquide. Comme les phonons correspondent principalement à des modes de vibrations le long des chaînes, voir Annexe B, on peut supposer qu’ils continuent d’exister et les collisions se font toujours entre les électrons et les phonons lorsque le polystyrène est liquide.

Lorsque la température du réseau atteint la température plafond (*ceiling temperature* en anglais), notée T_c et qui est de l’ordre de 58 meV pour le polystyrène [157], le processus de dépolymérisation (processus inverse de la polymérisation) s’enclenche. Les liaisons assurant la répétition du motif au sein du polymère disparaissent et le polystyrène se dissocie en son monomère, le styrène [216, 217, 218, 219] dont la formule plane est donnée sur la Figure 3.7 (a). La périodicité existant dans le polymère disparaît également ainsi que les phonons. On peut donc d’ores et déjà conclure qu’en dessous de 58 meV, l’ablateur est du polystyrène dans lequel existent des phonons et les électrons collisionneront majoritairement avec eux. Au dessus de 58 meV, l’ablateur est constitué de molécules puis d’atomes pour lesquels il n’est pas possible de définir une périodicité, même locale. Les atomes et molécules pouvant être ionisés ou non, les collisions majoritaires seront les collisions électron-neutre et électron-ion.

Lorsque la température des molécules de styrène continue d’augmenter, le styrène va peu à peu se dissocier en molécules plus petites qui vont à leur tour se dissocier en molécules encore plus petites et ce ainsi de suite jusqu’à ce que toutes les molécules soient complètement dissociées et que l’ablateur devienne alors uniquement composé d’atomes de carbone et d’hydrogène indépendants. Toutes ces dissociations sont caractérisées par une énergie de dissociation. Concernant le styrène, il se dissocie principalement en donnant une molécule de benzène et une molécule d’acétylène [220] dont les formules planes sont données respectivement sur les Figures 3.7 (b)

et 3.7 (c). En effet, le styrène est globalement constitué d'un groupe phényle et d'un groupe alkyle. Le phényle est un groupe relativement stable car les électrons impliqués dans les liaisons carbone-carbone sont délocalisés dans tout le groupe. Les six liaisons sont donc équivalentes avec une énergie qui se situe entre celle d'une liaison C – C et celle d'une liaison C = C. Concernant le groupe alkyle, une liaison C – C et une liaison C = C existent dans ce groupement. Ainsi, il apparaît que la liaison C – C de groupe alkyle est la liaison la plus faible de celles présentes dans le styrène et il est donc prévisible que ce soit celle-là qui disparaisse en premier. Des expériences sur la dissociation du styrène et réalisées à l'aide de lasers à 308 nm et à 355 nm ont montré que cette dissociation a lieu pour des énergies entre $2.32 \text{ eV} \pm 0.1 \text{ eV}$ et $2.43 \text{ eV} \pm 0.05 \text{ eV}$ [221, 222]. Ainsi, on supposera que la dissociation du styrène en benzène et acétylène est caractérisé par une énergie de 2.4 eV.

Lorsque le styrène est totalement dissocié, l'ablateur n'est alors plus constitué que de benzène et d'acétylène. La fragmentation de ces deux molécules devrait donc être prise en compte et les produits résultant de ces dissociations successives devraient être identifiés [230, 231, 232, 233, 234, 235, 236]. Cependant, contrairement à l'acétylène dont les produits issus de sa fragmentation sont *a priori* faciles à identifier du fait de la simplicité de la structure de cette molécule (voir Figure 3.7(b)), la fragmentation du benzène est beaucoup plus compliquée à appréhender à cause de la stabilité de la molécule due à sa symétrie (voir Figure 3.7(c)). Néanmoins, comme le benzène est constitué de carbone et d'hydrogène, on peut supposer que les seules liaisons chimiques présentes dans les produits issus de sa fragmentation sont les liaisons carbone-carbone C – C, C = C et C \equiv C ainsi que la liaison carbone-hydrogène C – H. La Table 3.2 montre les énergies typiques de ces liaisons chimiques qui peuvent être trouvées dans la littérature. On suppose également que les liaisons carbone-carbone aromatiques existant dans le benzène ont une énergie comprise entre celle des liaisons C – C et celle des liaisons C = C. Il apparaît donc que la majorité des liaisons chimiques pouvant être présentes dans les produits de la fragmentation du benzène et de l'acétylène se situent entre 4 et 8 eV. Ainsi, même si la fragmentation du benzène et de l'acétylène peut conduire à la création de plusieurs molécules, comme elles apparaîtraient sur un domaine de température relativement restreint (par rapport à l'intervalle de température sur lequel a lieu la transition solide-plasma dont l'ordre de grandeur a été estimé par le modèle M19, voir Section 3.1.2.1), on suppose que le benzène et l'acétylène se dissocient directement en carbone et hydrogène et que cette dissociation a lieu à une énergie de l'ordre de 6 eV. Cette hypothèse de dissociation unique est renforcée par le fait que l'ablateur ne reste que quelques picosecondes dans cet intervalle de température (voir Figure 3.1.2.1).

D'un point de vue quantitatif, en considérant du polystyrène à la densité standard, on a $\rho_{PS} = 1.1 \text{ g.cm}^{-3}$ [237] ce qui donne, selon l'état de la matière, une

Liaison chimique	Energie de la liaison (eV)	Référence
C — C	3.59	[223]
	3.64	[224]
C = C	6.35	[223]
	7.57	[224]
C ≡ C	8.70	[223]
	10.04	[224]
C — H	4.32	[223]
	4.26	[224]
C ₆ H ₅ — H	4.85	[225]
HCC — H	5.65 (0K) ; 5.71 (298K)	[226]
	5.73	[225]
	5.73	[227]
	5.44-5.68	[228]
	5.42	[229]
HC ≡ CH	9.84 (0K) ; 9.92 (298K)	[226]
	9.80	[225]
	9.92	[227]
	9.93	[229]
CC — H (radical)	5.00(0K) ; 5.07 (298K)	[226]
	4.81	[225]
	5.02	[227]
C ≡ CH (radical)	7.63 (0K) ; 7.68 (298K)	[226]
	7.67	[225]
	7.66	[227]
C ≡ C (radical)	6.06	[226]
	6.12	[227]

TABLE 3.2 – Energie des liaisons chimiques pouvant exister dans les produits issus de la fragmentation du benzène et de l'acétylène.

densité de molécules de styrène $n_S = 6.36 \times 10^{21} \text{ cm}^{-3}$, une densité de molécules de benzène et d'acétylène $n_A = n_B = n_S = 6.36 \times 10^{21} \text{ cm}^{-3}$ et une densité d'atomes de carbone et d'hydrogène $n_C = n_H = 8n_S = 5.088 \times 10^{22} \text{ cm}^{-3}$.

3.2.1.2 Dynamique électronique

Comme on vient de le voir, la prise en compte de la fragmentation chimique du polystyrène nécessite de considérer plusieurs espèces chimiques, à savoir le polystyrène, le styrène, le benzène, l'acétylène, le carbone et l'hydrogène. La description de la dynamique électronique doit donc être adaptée à la composition chimique de l'ablateur qui est déterminée suivant la température du système réseau-ion.

$T_{il} \leq 58 \text{ meV}$

Dans cette gamme de température, l'ablateur est composé de polystyrène qui est un matériau diélectrique. La dynamique électronique de l'ablateur est alors modélisée de la même manière que dans le modèle M19, c'est-à-dire avec les équations (3.2)-(3.4) où sont utilisées les mêmes définitions pour les paramètres apparaissant dans ces équations.

$T_{il} \geq 58 \text{ meV}$

Dans cette gamme de température, l'ablateur peut être composé de styrène, de benzène, d'acétylène, de carbone et d'hydrogène comme on l'a vu dans la Section 3.2.1.1. La dynamique électronique représente alors l'ionisation et la recombinaison des différentes espèces moléculaires ou atomiques qui composent l'ablateur. La description de l'ionisation et de la recombinaison de ces espèces chimiques nécessite de prendre en compte à la fois les formes neutres et ionisées. Par conséquent, on supposera que l'ensemble des espèces suivantes peuvent exister :

$$\begin{aligned}
 \text{Styrène} &: S, S^+, S^{2+} \\
 \text{Benzène} &: B, B^+, B^{2+} \\
 \text{Acétylène} &: A, A^+, A^{2+} \\
 \text{Hydrogène} &: H, H^+ \\
 \text{Carbone} &: C, C^+, C^{2+}, C^{3+}, C^{4+}, C^{5+}, C^{6+}
 \end{aligned}$$

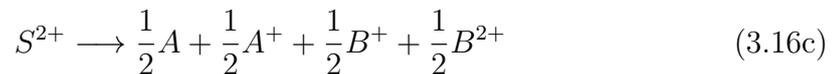
De manière générale, X^{j+} représente l'espèce X ionisée j fois. Supposer l'existence de ces espèces signifie que nous considérons uniquement les formes neutres et les deux premières formes ionisées pour les molécules (styrène, benzène et acétylène) ainsi que les formes neutres et toutes les formes ionisées envisageables pour les atomes (hydrogène et carbone). Les troisièmes formes ionisées et au-delà ne sont pas

considérées pour les molécules car à ce degré d'ionisation, la molécule est instable et se dissocie d'elle-même, processus qu'on néglige ici. La formation des ions dépendant de l'énergie d'ionisation des espèces, la Table 3.3 donne la liste des énergies d'ionisation des espèces considérées.

	1ère	2ème	3ème	4ème	5ème	6ème
Styrène	8.46	10.0				
Benzène	9.25	11.49				
Acétylène	11.41	16.41				
Hydrogène	13.598					
Carbone	11.260	24.383	47.888	64.494	392.087	489.993

TABLE 3.3 – Energie d'ionisation en eV du styrène, du benzène, de l'acétylène, de l'hydrogène et du carbone [220, 238, 239]. L'énergie d'ionisation de S^+ a été déduite des énergies d'ionisation qui existent pour d'autres molécules [238].

Comme pour le polystyrène, on suppose que l'ionisation et la recombinaison peuvent être dues à la photoionisation induite par le picket, à l'ionisation par impact électronique et à la recombinaison électronique. Cependant, on doit également considérer la dissociation des molécules (neutres ou ionisées) afin de prendre en compte la fragmentation chimique de l'ablateur. En effet, la dynamique électronique sera affectée par l'évolution de la composition chimique en fonction de la température du réseau à cause de la modification des densités de chaque espèce. Les réactions de dissociation que l'on prend en compte sont les suivantes :



Au final, la variation de densité de chaque espèce X^{j+} est donnée par :

$$\frac{\partial n_{X^j}}{\partial t} = \sum_s Q_{D,s} + Q_{IR}(X^{j-1} \leftrightarrow X^j) - Q_{IR}(X^j \leftrightarrow X^{j+1}) \quad (3.17)$$

Le premier terme correspond au taux de dissociation où la somme porte sur l'ensemble des réactions faisant intervenir l'espèce X^{j+} . Par exemple, pour B^+ , trois taux de dissociations sont à prendre en compte car B^+ intervient dans trois réactions qui sont les réactions (3.16b), (3.16c) et (3.16h). Le taux de dissociation est donné par la loi d'Arrhénius :

$$Q_D = \beta n_D k_D \quad (3.18)$$

β correspond au coefficient stœchiométrique algébrique qui est négatif pour les réactifs et positif pour les produits. La densité n_D représente la densité de l'espèce moléculaire (ion ou neutre) qui se dissocie. Enfin, k représente le taux de dissociation qui est modélisé par la loi d'Arrhénius définie par l'équation (2.34) en fonction de ν_0 le préfacteur d'Arrhénius et E_d l'énergie de dissociation. Pour toutes les réactions (3.16a)-(3.16i), on définit $\nu_0 = 10^{13} \text{ s}^{-1}$ ce qui correspond au temps caractéristique de dissociation d'une molécule [240]. Pour l'énergie de dissociation, on définit $E_d = 2.4 \text{ eV}$ pour les réactions (3.16a)-(3.16c) et $E_d = 6 \text{ eV}$ pour les réactions (3.16d)-(3.16i) (voir Section 3.2.1.1).

Le deuxième et le troisième terme de l'équation (3.17) représentent les transitions entre le $j-1$ -ième et j -ième niveau et entre le j -ième et $j+1$ -ième niveau. On suppose que ces transitions sont dues à la photoionisation induite par le picket, l'ionisation par impact et la recombinaison des électrons. La Figure 3.8 illustre dans un schéma

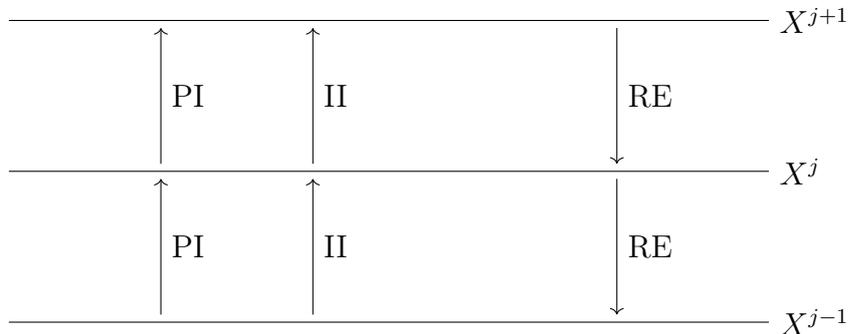


FIGURE 3.8 – Schéma des transitions entre les niveaux d'ionisation $j-1$, j et $j+1$ de l'espèce moléculaire ou atomique X dues à la photoionisation (PI), à l'ionisation par impact (II) et à la recombinaison des électrons (RE).

ces transitions. Au final, on a :

$$Q_{IR}(X^{j-1} \leftrightarrow X^j) = W_{PI}(X^{j-1} \rightarrow X^j) + \nu_{II}(X^{j-1} \rightarrow X^j) n_{X^{j-1}} - \nu_{RE}(X^j \rightarrow X^{j-1}) n_{X^j} \quad (3.19)$$

Le taux de photoionisation $W_{PI}(X^{j-1} \rightarrow X^j)$ est donnée par l'équation (2.22) et correspond au taux de photoionisation de Keldysh pour les atomes. On notera que ce taux est à l'origine obtenu en considérant des atomes hydrogénoïdes. Cependant, comme la photoionisation est principalement régie par l'énergie d'ionisation, on supposera en première approximation que la correction apportée par la structure électronique de l'espèce considérée peut être négligée. Ainsi, ce taux sera également utilisé pour les atomes de n'importe quel degré d'ionisation et pour les molécules. Cette hypothèse est renforcée par le fait que le taux de photoionisation des molécules peut être approché par $W_{PI} \approx \sigma_n I_L^n$, avec σ_n un paramètre associée à la section efficace d'absorption de n photons, dans le régime d'absorption multiphotonique [241] qui est dans notre cas le régime de photoionisation dominant au vu des intensités laser considérées, voir Figure 2.8. La fréquence d'ionisation par impact $\nu_{II}(X^{j-1} \rightarrow X^j)$ est donnée par les équations (2.29) et (2.28) correspondant à la fréquence d'ionisation par impact de Gryziński. Enfin, la fréquence de recombinaison $\nu_{RE}(X^j \rightarrow X^{j-1})$ est donnée par :

$$\nu_{RE}(X^j \rightarrow X^{j-1}) = \pi^2 n_e^2 j^3 \sqrt{\frac{8k_B T_e}{\pi m_e}} \left[\lambda_D W \left(\frac{2e^2}{3\lambda_D k_B T_e} \right) \right]^5 \quad (3.20)$$

avec λ_D la longueur de Debye définie par :

$$\lambda_D = \sqrt{\frac{k_B T_e}{4\pi n_e e^2}} \quad (3.21)$$

et W à la branche principale de la fonction W de Lambert [242]. On a vu dans la Section 2.2.2.3 que l'approche de Zel'dovich pour évaluer la fréquence de recombinaison qui consistait à estimer le nombre de recombinaisons et leur probabilité fournissait des résultats satisfaisants. On a donc repris son approche mais en considérant le potentiel d'interaction de Debye-Hückel pour les interactions électron-ion à la place du potentiel coulombien. En effet, le potentiel de Debye-Hückel est adapté à la description de l'interaction électron-ion dans un plasma dense car il permet de prendre en compte l'écrantage qui est non négligeable dans ce cas.

La Figure 3.9 compare l'évolution de la fréquence de recombinaison dans le cas de ces deux potentiels d'interaction, c'est à dire celle donnée par l'équation (2.30) pour le potentiel coulombien et celle donnée par l'équation (3.20) pour le potentiel de Debye-Hückel, en fonction de la température électronique pour plusieurs densités électroniques. On remarque ainsi qu'à haute température, les fréquences de recom-

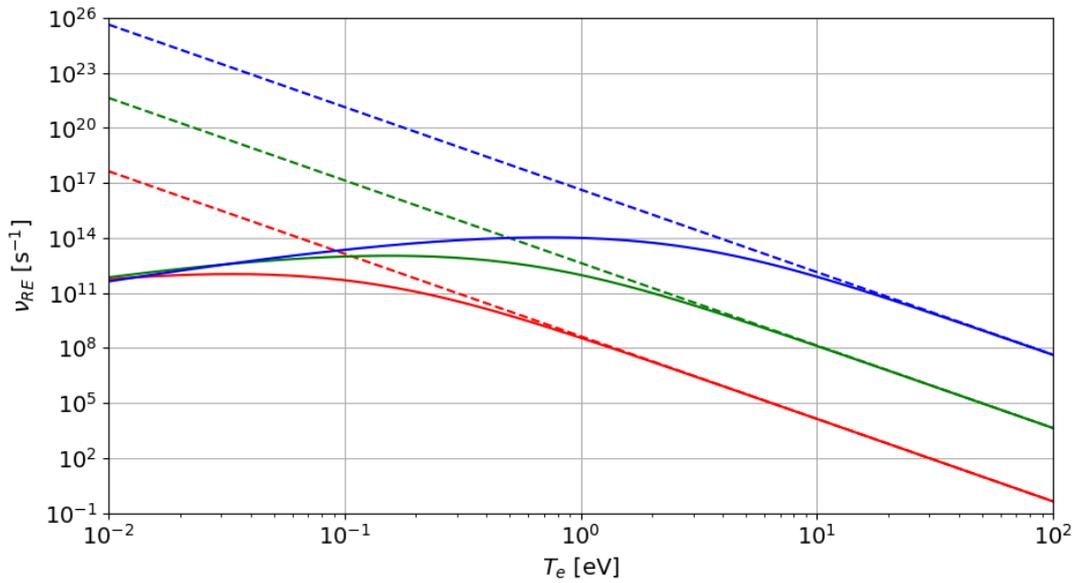


FIGURE 3.9 – Comparaison de l'évolution de la fréquence de recombinaison ν_{RE} dans le cas d'un potentiel coulombien (traits pleins) et d'un potentiel de Debye-Hückel (traits pointillés) pour plusieurs densités électroniques en fonction de la température des électrons. La courbe rouge correspond à $n_e = 10^{17} \text{ cm}^{-3}$, la verte à $n_e = 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ et la bleue à $n_e = 10^{21} \text{ cm}^{-3}$.

binisation ont un comportement identique mais que leurs comportements diffèrent à basse température. Ainsi, considérer un potentiel de Debye-Hückel nous permet d'éviter d'avoir une fréquence de recombinaison possédant un comportement non-physique pour les basses températures où on observe une divergence de la fréquence de recombinaison dans le cas du potentiel coulombien dans ce domaine de températures. On verra en effet que l'ablateur passe par un état où on a $T_e \approx 0.1 \text{ eV}$ et $n_e > 10^{19} \text{ eV}$. Enfin, on peut noter que plus la densité est faible, plus ces fréquences de recombinaison sont semblables. Ceci est dû au fait qu'une faible densité implique un faible écrantage et donc le potentiel de Debye-Hückel et le potentiel coulombien deviennent similaires.

Au final, l'évaluation des densités de chaque espèce moléculaire et atomique nous permet d'en déduire la densité d'électrons n_e , la densité d'ions n_i , la densité de neutres n_n et la densité totale n_T :

$$n_e = \sum_{X,j \geq 1} Z_j n_{X^j} \quad ; \quad n_i = \sum_{X,j \geq 1} n_{X^j} \quad ; \quad n_n = \sum_X n_X \quad ; \quad n_T = n_i + n_n \quad (3.22)$$

avec Z_j la charge de l'espèce ionisée X^j . On en déduit également le degré d'ionisation

moyen $\langle Z \rangle$ et le degré d'ionisation carré moyen $\langle Z^2 \rangle$ qui sont donnés par :

$$\langle Z \rangle = \frac{\sum_{X,j \geq 1} Z_j n_{Xj}}{\sum_{X,j \geq 1} n_{Xj}} = \frac{n_e}{n_i} \quad ; \quad \langle Z^2 \rangle = \frac{\sum_{X,j \geq 1} Z_j^2 n_{Xj}}{\sum_{X,j \geq 1} n_{Xj}} = \frac{1}{n_i} \sum_{X,j \geq 1} Z_j^2 n_{Xj} \quad (3.23)$$

3.2.1.3 Chauffage de l'ablateur

Comme pour le modèle M19, l'évolution de la température des électrons et du réseau peut être décrite par le modèle à deux températures. Cependant, la prise en compte de la fragmentation chimique modifiant les densités des espèces moléculaires et atomiques nous oblige à le modifier afin de prendre en compte ces variations. Le modèle à deux températures s'écrit alors :

$$C_e \frac{\partial T_e}{\partial t} = \left(\frac{\partial U_e}{\partial t} \right)_{laser} - \tilde{\mu}_e \frac{\partial n_e}{\partial t} - \left(\frac{\partial U_e}{\partial t} \right)_{collisions} \quad (3.24)$$

$$C_{il} \frac{\partial T_{il}}{\partial t} = - \sum_n \tilde{\mu}_n \frac{\partial n_n}{\partial t} - \sum_i \tilde{\mu}_i \frac{\partial n_i}{\partial t} + \left(\frac{\partial U_e}{\partial t} \right)_{collisions} \quad (3.25)$$

en utilisant les mêmes notations que les équations (3.7) et (3.8) donnant le modèle à deux températures utilisé dans le modèle M19, et avec $\tilde{\mu}_n$ et $\tilde{\mu}_i$ respectivement le potentiel chimique effectif des neutres et des ions associé à la variation de densité $\partial_t n_n$ et $\partial_t n_i$ respectivement des neutres et des ions. La somme sur n porte sur les cinq espèces neutres et la somme sur i porte sur l'ensemble des ions. Mis à part le terme de chauffage laser $(\partial_t U_e)_{laser}$, la capacité thermique C_e et le potentiel chimique effectif $\tilde{\mu}_e$ des électrons, tous les autres paramètres dépendent de la composition chimique de l'ablateur et doivent être définis en fonction de la température du réseau, comme pour la dynamique électronique.

Absorption laser

Comme pour le modèle M19, l'absorption laser est supposée se faire uniquement par absorption collisionnelle et le taux d'absorption laser est donc donné par l'équation (2.37) qui dépend de la fréquence de collision. Cependant, nous allons ici utiliser une fréquence de collision qui tient compte des spécificités de l'ablateur. Nous avons vu dans la Section 3.2.1.1 que la composition chimique de l'ablateur dépend de la température du réseau. Si $T_{il} \leq 58$ meV, l'ablateur est un matériau diélectrique. Si $T_{il} \geq 58$ meV, l'ablateur est constitué d'un mélange de molécules et d'atomes qui peuvent être ionisés. Or, les collisions des électrons dans les matériaux diélectriques se sont pas les mêmes que celles avec des atomes et des molécules ionisés ou non. On a vu dans la Section 2.3.2.1 que dans les matériaux diélectriques, les électrons colli-

sionnent avec les phonons et on a vu dans les Sections 2.3.2.2 et 2.3.2.3 que lorsque le milieu est constitué de molécules ou d'atomes pouvant être ionisés ou non, les électrons collisionnent avec les neutres et les ions. Au final, on définit la fréquence de collision de la manière suivante :

$$T_{il} < 58 \text{ meV} \Rightarrow \nu_c = \bar{\nu}_{eph} \quad (3.26)$$

$$T_{il} > 100 \text{ meV} \Rightarrow \nu_c = \nu_{ei} + \nu_{e-S} + \nu_{e-A} + \nu_{e-B} + \nu_{e-H} + \nu_{e-C} \quad (3.27)$$

Entre ces deux domaines de températures, la fréquence de collision est interpolée linéairement afin de prendre en compte la disparition progressive des phonons dans l'ablateur et assurant au passage la continuité de la fréquence de collision. La fréquence $\bar{\nu}_{eph}$ représente la fréquence de collision électron-phonon dans le polystyrène et est donnée par l'équation (2.47). Les fréquences de collision ν_{e-s} , $s \in \{S, A, B, H, C\}$ représentent les fréquences de collision électron-neutre et sont données par l'équation (2.48). Comme la section efficace de ces fréquences est calculée à partir du modèle de sphères dures, la Table 3.4 donne les tailles caractéristiques du styrène, du benzène, de l'acétylène, du carbone et de l'hydrogène.

Espèce chimique	Taille caractéristique a [\AA]	Références
Styrène	2.965	[243]
Benzène	2.63	[243]
Acétylène	1.6635	[244]
Carbone	0.67	[245]
Hydrogène	0.53	[245]

TABLE 3.4 – Tableau des tailles caractéristiques exprimées en ångströms pour le styrène, le benzène, l'acétylène, le carbone et l'hydrogène.

Enfin, ν_{ei} représente la fréquence de collision électron-ion qui est donnée par l'équation (2.49). Le logarithme coulombien est calculé suivant la méthode exposé dans l'Annexe F dans le cas d'un potentiel de Debye-Hückel. Afin de permettre des simulations rapides et efficaces, l'approximation suivante est utilisée [168] :

$$\ln A = \log(1 + \Lambda_0) \left(\frac{1 + \Lambda_0}{2 + \Lambda_0} \right)^2 - \frac{\Lambda_0}{2(2 + \Lambda_0)} + 0.15\Lambda_0 \exp\left(-\frac{\Lambda_0}{2}\right) \quad (3.28)$$

avec $\Lambda_0 = 1.17\lambda_D m_r u_r^2 / Ze^2$ défini en fonction de la longueur de Debye λ_D , de la masse réduite $m_r = m_e m_i / (m_e + m_i)$ et de la vitesse relative $u_r = \sqrt{k_B T_e / m_e - \sqrt{k_B T_i / m_i}}$.

La Figure 3.10 compare l'évolution en fonction de la température de la fréquence de collisions du modèle M19 donnée respectivement par les équations (3.11)-(3.12) à celle de la fréquence de collision du modèle M21 donnée par les équations (3.26)-(3.27). Ces fréquences de collision dépendent également de la densité électronique qui est évaluée par les équations de Saha pour cet exemple illustratif [246, 247] :

$$n_e = \sqrt{\alpha^2 - \alpha n_{e,max}} - \alpha \quad ; \quad \alpha = \left(\frac{h}{\sqrt{2\pi m_e k_B T_e}} \right)^3 \exp \left(-\frac{E_{ion}}{k_B T_e} \right) \quad (3.29)$$

avec h la constante de Planck, $n_{e,max} \approx 3.56 \times 10^{23} \text{ cm}^{-3}$ représentant le nombre maximum d'électrons qui peuvent être créés et $E_{ion} = 10 \text{ eV}$ une énergie d'ionisation dont la valeur correspond aux ordres de grandeurs standards. La modélisation de la densité électronique est ici volontairement rudimentaire parce que notre but est simplement de reproduire une densité électronique qui augmente avec la température. On observe ainsi que les fréquences de collision utilisées dans les modèles M19 et M21 présentent globalement les mêmes comportements. Pour les températures inférieures à 58 meV, les fréquences de collision augmentent du fait de l'excitation des phonons. Pour les températures entre 0.1 eV et quelques dizaines d'eV, les fréquences de collision augmentent d'abord à cause de l'augmentation de la température puis de la densité des électrons. Enfin, pour les températures supérieures à 100 eV, les fréquences de collision diminuent suivant la loi caractéristique des plasmas $\nu_c \propto T_e^{-3/2}$. On notera que la baisse de la fréquence de collision entre 58 meV et 0.1 eV est due

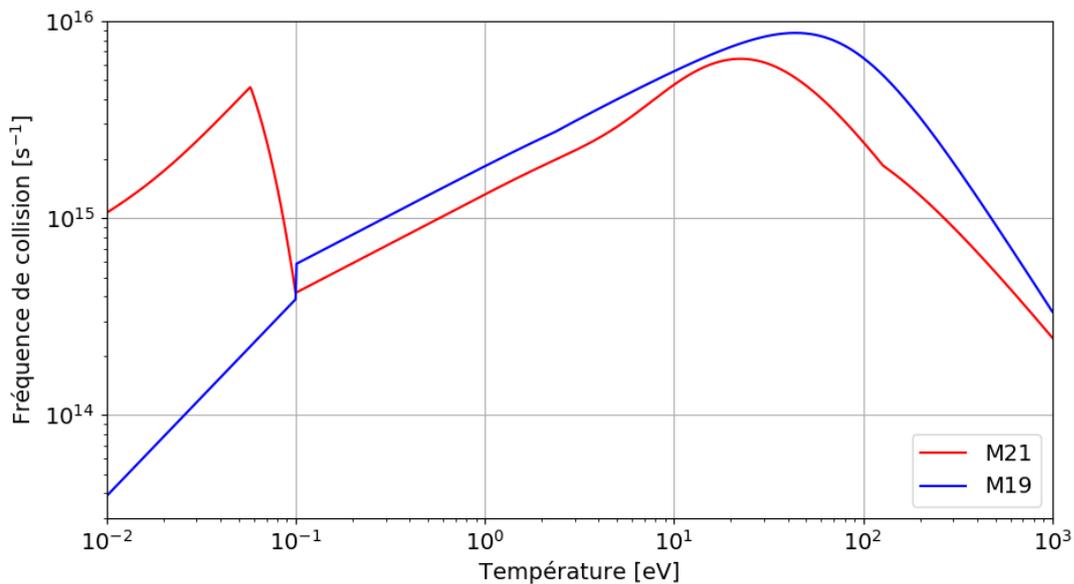


FIGURE 3.10 – Fréquence de collision du modèle M19 et du modèle M21 en fonction de la température pour $T_e = T_{il}$.

à une interpolation *ad hoc* de la fréquence de collision assurant sa continuité dans ce régime de température. Malgré des comportements similaires, il apparaît que les fréquences de collision sont différentes en particulier pour les basses températures. Ceci est dû au fait que le modèle M21 considère les collisions électron-phonon acoustique et électron-phonon optique tandis que le modèle M19 considère uniquement les collisions électron-phonon acoustique alors qu'on a vu dans la Section 2.3.2.1 que les collisions électron-phonon optique existent dans le polystyrène et qu'elles sont majoritaires devant les collisions électron-phonon acoustique.

Transfert d'énergie

De la même manière que pour la dynamique électronique et la fréquence de collision, la description du transfert d'énergie doit être adaptée à la température du système réseau-ion afin de prendre en compte l'évolution de la composition chimique de l'ablateur.

Si $T_{il} \leq 58$ meV, l'ablateur est constitué de polystyrène et le transfert d'énergie est principalement dû aux collisions électron-phonon. Comme trois phonons existent dans le polystyrène, le transfert d'énergie est alors donné par :

$$\left(\frac{\partial U_e}{\partial t}\right)_{collisions} = \left(\frac{\partial U_e}{\partial t}\right)_{AC} + \left(\frac{\partial U_e}{\partial t}\right)_{LO,1} + \left(\frac{\partial U_e}{\partial t}\right)_{LO,2} \quad (3.30)$$

prenant en compte les contributions des trois phonons. Nous n'allons présenter ici que les expressions finales de ces transfert d'énergie. Ils sont calculés à partir de l'expression obtenue par Allen [177] en supposant qu'un transfert d'énergie des électrons vers le réseau a lieu lors de l'émission d'un phonon par un électron. Le détail des calculs est donné dans l'Annexe D. Pour le transfert d'énergie dû aux collisions électron-phonon acoustique, on obtient :

$$\left(\frac{\partial U_e}{\partial t}\right)_{AC} = \nu_{et,ac} n_e k_B (T_e - T_{il}) \quad (3.31)$$

caractérisée par une fréquence de transfert d'énergie $\nu_{et,ac}$ définie par :

$$\nu_{et,ac} = \frac{1}{n_e} \frac{m_e k_B \mathcal{U}^2 T_{il}}{4\pi^3 \rho c_s^2 \hbar^3} \int_0^{k_{BZ}} k \times I \left(2k + 2 \frac{m_e c_s}{\hbar} \right) dk \quad (3.32)$$

avec \mathcal{U} le potentiel de déformation, ρ la masse volumique du polystyrène, c_s la vitesse du son dans le polystyrène, k_{BZ} le vecteur d'onde de la première zone de Brillouin

et I la fonction définie par :

$$I(k) = \frac{k_B T_e k}{\hbar c_s} \ln \left[\exp \left(\frac{\varepsilon_k - \mu + \hbar c_s k}{k_B T_e} \right) + 1 \right] - \frac{k^2}{2 \left[\exp \left(-\frac{\varepsilon_k - \mu + \hbar c_s k}{k_B T_e} \right) + 1 \right]} - \frac{k_B^2 T_e^2}{\hbar^2 c_s^2} \left[F_1 \left(\frac{\varepsilon_k - \mu + \hbar c_s k}{k_B T_e} \right) - F_1 \left(\frac{\varepsilon_k - \mu}{k_B T_e} \right) \right] \quad (3.33)$$

avec F_1 l'intégrale de Fermi-Dirac d'ordre 1 :

$$F_1(x) = \int_0^{+\infty} \frac{u}{e^{u-x} + 1} du \quad (3.34)$$

Pour le transfert d'énergie électron-phonon optique, on obtient :

$$\left(\frac{\partial U_e}{\partial t} \right)_{LO} = \nu_{et,op} \hbar \omega_{LO} n_e [n_{LO}(T_e) - n_{LO}(T_{il})] \quad (3.35)$$

avec $n_{LO}(T)$ la distribution de Bose-Einstein donnée par l'équation (2.43). Ce transfert d'énergie électron-phonon optique est caractérisé par une fréquence de transfert d'énergie $\nu_{et,op}$ définie par :

$$\nu_{et,op} = \frac{1}{n_e} \frac{m_e^2 e^2 \omega_{LO}}{\pi^2 \hbar^4} \left(\frac{1}{\epsilon_r^\infty} - \frac{1}{\epsilon_r^0} \right) [n_{LO}(T_{il}) + 1] \times \int_{\hbar \omega_{LO}}^{\varepsilon_{k_{BZ}}} [f(\varepsilon_k) - f(\varepsilon_k + \hbar \omega_{LO})] \ln \left(\frac{1 + \sqrt{1 - \hbar \omega_{LO} / \varepsilon_k}}{1 - \sqrt{1 - \hbar \omega_{LO} / \varepsilon_k}} \right) d\varepsilon_k \quad (3.36)$$

avec $\hbar \omega_{LO}$ l'énergie du phonon optique, ϵ_r^0 et $\epsilon_r^{+\infty}$ les permittivités respectivement à basses et hautes fréquences, et $\varepsilon_{k_{BZ}} = \hbar^2 k_{BZ}^2 / 2m_e$ l'énergie associée au vecteur d'onde de la première zone de Brillouin k_{BZ} .

Si $T_{il} \geq 58$ meV, on suppose que le transfert d'énergie est principalement dû aux collisions électron-ion. Bien qu'on prenne en compte l'existence des neutres ainsi que les collisions électron-neutre dans le calcul de la fréquence de collision intervenant dans le taux d'absorption collisionnelle, on suppose que l'échelle de temps associée à l'existence des neutres est suffisamment petite devant l'échelle de temps associée au transfert d'énergie électron-neutre pour pouvoir négliger ce dernier. Au final, on supposera que le transfert d'énergie électron-ion lors de la transition solide-plasma peut être décrit par le taux dérivée par Landau & Lifshitz qui s'écrit de la manière suivante [164] :

$$\left(\frac{\partial U_e}{\partial t} \right)_{collisions} = \frac{4n_e n_i Z^2 e^4 \sqrt{2\pi m_e} \ln \Lambda}{m_{eff} (k_B T_e)^{3/2}} k_B (T_e - T_{il}) \quad (3.37)$$

où $m_{eff} = \left(\sum_{X,j} m_{Xj} n_{Xj} \right) / \left(\sum_j n_{Xj} \right)$ représente la masse effective des ions ren-

dant compte de la variation de la masse des ions lors des dissociations des molécules. Le logarithme coulombien est donné par l'équation (3.28), c'est à dire la même approximation que celle utilisée pour le calcul de la fréquence de collisions électron-ion.

Equations d'état

Nous allons maintenant fournir l'évaluation des capacités thermiques C_e et C_{il} et les potentiels chimiques effectifs $\tilde{\mu}_e$, $\tilde{\mu}_n$ et $\tilde{\mu}_i$ apparaissant dans le modèle à deux températures donné par les équations (3.24)-(3.25).

La capacité thermique C_e et le potentiel chimique effectif $\tilde{\mu}_e$ des électrons sont évalués dans le modèle du gaz d'électrons libres introduit dans la Section 2.3.4.3. Ce modèle inclut les limites du gaz parfait et du gaz d'électrons dégénérés pour des températures respectivement plus grandes ou plus petites que l'énergie de Fermi. Au final, pour n'importe quelle température du réseau, la capacité thermique C_e est donnée par l'équation (2.76) et le potentiel chimique effectif $\tilde{\mu}_e$ par l'équation (2.77).

Pour $T_{il} \leq 58$ meV, C_{il} correspond à la capacité thermique du polystyrène qui est donnée par les équations (2.67)-(2.70).

Pour $T_{il} \geq 58$ meV, C_{il} correspond à la capacité thermique des espèces moléculaires et atomiques ionisées ou non. On supposera en première approximation que tous les ions et les neutres peuvent être associés à une seule et même température, notamment parce que les neutres et les ions d'une même espèce ont une masse équivalente. Ainsi, on peut écrire $C_{il} = C_i + C_n$ avec C_i et C_n respectivement la capacité thermique des ions et des neutres. C_i est calculé à l'aide du modèle du Cowan et est donc donné par l'équation (2.86). C_n est calculé à partir du modèle du gaz parfait et est donc donné par l'équation (2.80). Enfin, les potentiels chimiques effectifs sont donnés suivant les mêmes équations d'état que celles utilisées pour calculer les capacités thermiques. Ainsi, le potentiel chimique effectif des ions est donné par l'équation (2.87) obtenue à partir du modèle de Cowan et le potentiel chimique effectif des neutres est donnée par l'équation (2.81) obtenue à partir du modèle du gaz parfait.

3.2.2 Résultats

Comme pour le modèle M19, nous allons étudier la transition solide-plasma induite par un picket dont le profil temporel d'intensité I_L est donnée par l'équation (3.13) avec $\tau = 100$ ps pour la durée du laser, $I_{max} = 10^{14}$ W.cm⁻² pour l'intensité maximale et $t_{max} = 200$ ps pour l'instant auquel l'intensité maximale est atteinte. Sauf mention contraire, nous garderons ce profil temporel et ces paramètres laser pour chaque étude. En utilisant ce profil laser, la densité électronique est calculée en résolvant numériquement les équations (3.2)-(3.4) ainsi que l'équation (3.17) et

les températures des électrons et du système réseau-ion sont calculées en résolvant numériquement les équations (3.24)-(3.25). Dans les deux cas, la résolution numérique est faite en utilisant un schéma de Runge-Kutta d'ordre 4, comme pour le modèle M19, mais en utilisant un pas temporel différent. Lorsque $T_{il} < 58$ meV, le pas temporel est de 2 fs. Lorsque $T_{il} > 58$ meV, le pas temporel est de 0.002 fs. De tels pas temporels assurent ainsi la convergence du schéma. Enfin, les intégrales apparaissant dans l'équation (2.47) permettant de calculer la fréquence de collision électron-phonon ainsi que les intégrales apparaissant dans les équations (3.32) et (3.36) permettant de calculer les fréquences de transfert d'énergie électron-phonon sont calculées à partir de valeurs tabulées préalablement établies. Ces intégrales ont été tabulées en fonction de la densité électronique et de la température électronique en calculant numériquement les intégrales avec la méthode de Newton-Cotes de degré 4 [248]. Le calcul des intégrales à partir des ces valeurs tabulées se fait grâce à une interpolation en deux dimensions (densité et température) avec des polynômes logarithmiques d'ordre 1.

Afin d'étudier la transition solide-plasma avec le modèle M21, l'évolution des densités d'électrons, d'ions, de neutres et totales, des températures des électrons et du système réseau-ion ainsi que de la fréquence de collision sera analysée dans la Section 3.2.2.1. Nous étudierons ensuite de nouveau le temps caractéristique de transition solide-plasma obtenu avec ce nouveau modèle dans la Section 3.2.2.2. Le modèle M21 sera ensuite comparé dans la Section 3.2.2.3 au modèle M19 et aux résultats obtenus en prenant des conditions initiales typiques de celles rencontrées dans les codes hydrodynamiques de FCI. On présentera ensuite dans la Section 3.2.2.4 la loi d'échelle de la pression en fonction de l'intensité afin d'étudier l'influence de la transition solide-plasma sur l'absorption laser. On a vu en effet dans la Section 1.6 qu'il avait été suggéré que la différence des vitesses de chocs observée entre les résultats de simulations et des mesures expérimentales était induite par la négligence de la transition solide-plasma dans les codes numériques conduisant à une mauvaise évaluation de l'absorption laser. Nous finirons cette section en étudiant les hypothèses faites dans ce modèle. Nous étudierons tout d'abord le couplage et la dégénérescence des électrons et des ions dans la Section 3.2.2.5 puis quelle est l'importance des processus hydrodynamiques pendant la transition solide-plasma dans la Section 3.2.2.6. Nous verrons dans ces deux dernières sections que les hypothèses faites dans ce modèle sont globalement vérifiées.

3.2.2.1 Evolution temporelle des densités et températures

Dans cette section, nous allons nous concentrer sur l'évolution temporelle des densités et des températures au cours de la transition solide-plasma évaluée à l'aide du modèle M21. Nous allons tout d'abord analyser l'évolution temporelle de la densité électronique, des températures des électrons et du réseau, ainsi que de la fré-

quence de collision. Nous étudierons ensuite l'évolution des densités des espèces chimiques ainsi que des densités d'ions, de neutres et totales permettant de caractériser la fragmentation chimique.

Evolution temporelle de la densité électronique, des températures des électrons et du réseau, et de la fréquence de collision

La Figure 3.11 donne l'évolution temporelle de l'intensité laser, de la densité électronique, de la température des électrons et du réseau, et de la fréquence de collision au cours de la transition solide-plasma induite par un picket et décrite par le modèle M21. On observe ainsi deux comportements différents pour la densité électronique, les températures et la fréquence de collision au cours du temps, pour $t < 50$ ps et

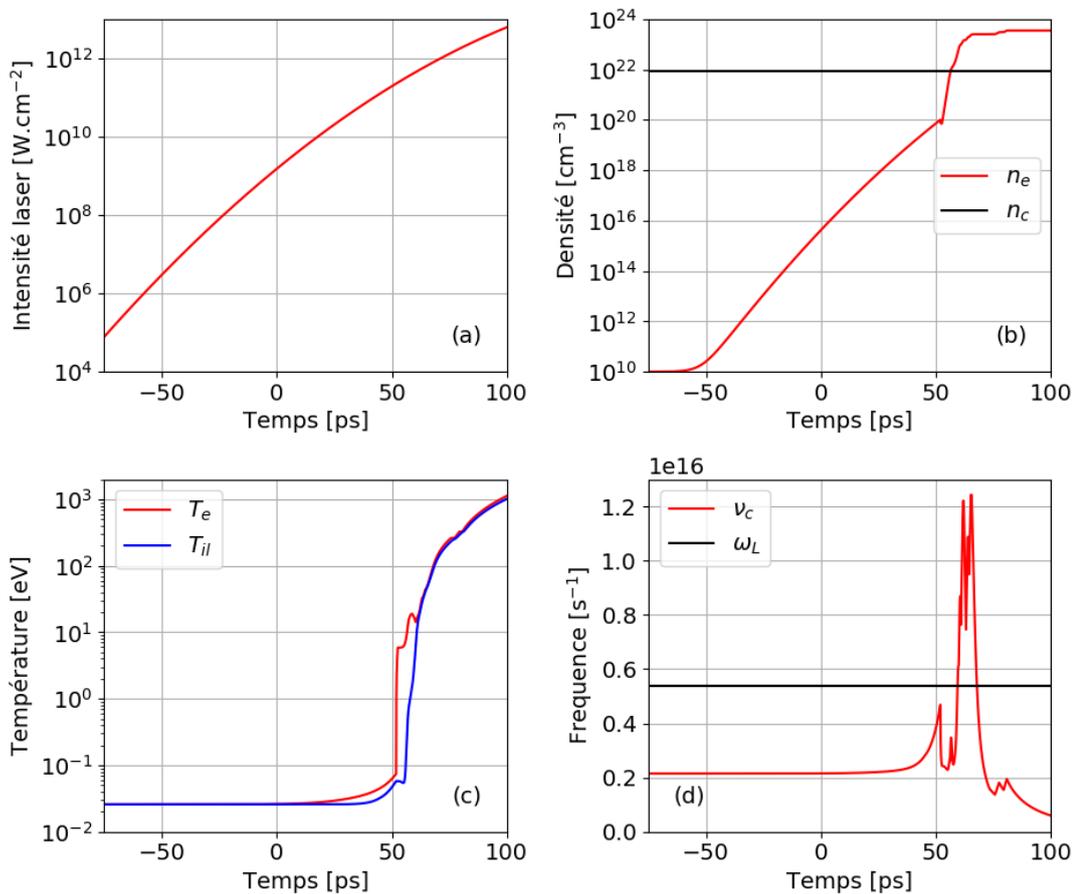


FIGURE 3.11 – Evolution temporelle (a) de l'intensité laser, (b) de la densité électronique n_e , (c) de la température électronique T_e et de la température du système réseau-ion T_{il} et (d) de la fréquence de collision des électrons au cours de la transition solide-plasma évaluée par le modèle M21. La densité critique n_c et la fréquence laser ω_L sont indiquées à titre de comparaison.

$t > 50$ ps. Ces deux comportements sont respectivement associés à l'état solide et plasma de l'ablateur.

Pour $t < 50$ ps, on observe que $T_{il} < 58$ meV, voir Figure 3.11 (c). Ceci veut dire que l'ablateur est composé de polystyrène ce qui est cohérent avec l'évolution de la densité électronique qui suit l'évolution de l'intensité laser, voir Figure 3.11 (a), comme pour le modèle M19. Les électrons sont promus par photoionisation induite par le picket et l'ionisation par impact n'a qu'une faible influence car l'intensité du laser est relativement faible. Concernant les températures, elles restent constantes pendant les 80 premières picosecondes car la fréquence de collision des électrons est élevée, $\nu_c \approx 2 \times 10^{15} \text{ s}^{-1}$, ce qui signifie un transfert d'énergie efficace malgré qu'elle signifie également un important chauffage laser. L'énergie laser absorbée par les électrons est directement transmise au réseau et ils ne sont quasiment pas chauffés. Concernant le polystyrène, il possède une capacité thermique élevée. A 300 K, le polystyrène a une capacité thermique molaire d'environ $130 \text{ J.K}^{-1}.\text{mol}^{-1}$ [157] et a donc besoin d'une grande quantité d'énergie pour être chauffé significativement. A titre de comparaison, l'eau qui est connue pour avoir une grande capacité thermique possède une capacité thermique molaire de $75 \text{ J.K}^{-1}.\text{mol}^{-1}$ à 300 K [249]. Or, le laser n'est pas encore suffisamment intense, $I_L(t = 0 \text{ ps}) \approx 10^9 \text{ W.cm}^{-2}$, pour apporter cette énergie. Au final, même si toute l'énergie laser absorbée par les électrons est directement transmise au réseau, la température du réseau n'évoluera que faiblement, tout comme la fréquence de collision qui suit le comportement de la température du réseau.

A $t \approx 50$ ps, on peut remarquer une augmentation très rapide de la température des électrons, qui est due à la chute du transfert d'énergie. Lorsque $t \approx 50$ ps, on a $T_{il} \approx 58$ meV et l'ablateur voit sa composition chimique changer passant du polystyrène, qui est un matériau diélectrique, à du styrène qui est une espèce moléculaire. Cette modification de la composition chimique implique une modification de la nature du transfert d'énergie qui provient des collisions. Ces dernières ne se font plus entre les électrons et les phonons mais se font dorénavant entre les électrons et les neutres, la densité d'ions, équivalente à la densité d'électrons qui est $n_e \approx \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$, étant relativement faible par rapport à la densité totale $n_T \approx 6.3 \times 10^{21} \text{ cm}^{-3}$. Cette chute du transfert d'énergie implique un chauffage du système réseau-ion beaucoup moins efficace. Il apparaît au final que la température du système réseau-ion diminue très légèrement car l'ionisation du styrène amène une modification de l'énergie interne du réseau. On pourra noter qu'une signature de cette modification de la composition chimique de l'ablateur est la chute de la fréquence de collision à $t \approx 50$ ps.

Pour $t > 50$ ps, on a $T_{il} > 58$ meV impliquant que le polystyrène s'est dissocié en molécules et atomes qui sont suffisamment ionisés, $n_e > 10^{20} \text{ cm}^{-3}$, pour considérer que l'ablateur est dans l'état plasma. L'ionisation et le chauffage deviennent alors

beaucoup plus rapides. Le comportement de la densité électronique change alors car les électrons ne sont plus générés par photoionisation mais par ionisation par impact. En effet, les énergies d'ionisation des espèces moléculaires et atomiques qui constituent l'ablateur à ce moment sont d'environ 8 eV pour les plus faibles. On a donc d'un côté la photoionisation qui est peu efficace car au moins trois photons sont alors nécessaires pour générer des électrons par absorption multiphotonique. De l'autre côté, la température électronique est de l'ordre de 10 eV correspondant à l'énergie optimale pour donner lieu à une ionisation par impact efficace. Le fait que la photoionisation soit négligeable lorsque l'ablateur est composé de molécules et d'atomes rend légitime sa modélisation avec la théorie de Keldysh qui ne prend notamment pas en compte les effets d'écrantage qui peuvent pourtant modifier la section efficace de photoionisation [250]. La première augmentation de la densité électronique qui passe de $n_e \approx 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ à $n_e \approx 10^{22} \text{ cm}^{-3}$ est due à l'ionisation du styrène car le système réseau-ion reste relativement froid, $T_{il} \approx 58 \text{ meV}$, et l'ablateur est uniquement composé de styrène. La deuxième augmentation faisant passer la densité électronique de $n_e \approx 10^{22} \text{ cm}^{-3}$ à $n_e \approx 2.5 \times 10^{23} \text{ cm}^{-3}$ correspond à l'ionisation simultanée du benzène, de l'acétylène, du carbone et de l'hydrogène. La température du réseau augmente de 0.1 eV à 10 eV et toutes les réactions de dissociation données par les équations (3.16a)-(3.16i) ont lieu. Enfin, les deux dernières augmentations pour la densité électronique passant de $n_e \approx 2.5 \times 10^{23} \text{ cm}^{-3}$ à $n_e \approx 3.5 \times 10^{23} \text{ cm}^{-3}$ ayant lieu entre $t \approx 70 \text{ ps}$ et $t \approx 75 \text{ ps}$ proviennent de la cinquième et sixième ionisation du carbone. La température des électrons et du système réseau-ion est d'environ plusieurs centaines d'eV. L'ablateur est donc principalement composé de carbone et d'hydrogène et la température des électrons est suffisamment élevée pour ioniser les deux dernières couches électroniques du carbone. Lorsque $n_e \approx 3.5 \times 10^{23} \text{ cm}^{-3}$, toutes les espèces sont totalement ionisées. Aucun électron supplémentaire ne peut être créé et la densité électronique reste constante. La température des électrons est supérieure à la sixième énergie d'ionisation du carbone et s'il y a une recombinaison, elle est immédiatement suivie d'une ionisation. Enfin, on peut observer pour la température des électrons et du réseau une augmentation significative pour $t > 50 \text{ ps}$, voir Figure 3.11(c). Ceci est dû au chauffage laser pour les électrons et au transfert d'énergie pour les ions. La densité électronique étant très élevée et la fréquence de collision proche de la fréquence laser, l'absorption laser devient très efficace. La fréquence de collision étant également très élevée, $\nu_c \approx 10^{16} \text{ s}^{-1}$, ceci implique de très nombreuses collisions électroniques conduisant un transfert d'énergie et un chauffage efficace du réseau.

Evolution temporelle des densités de styrène, de benzène, d'acétylène, de carbone et d'hydrogène

Afin d'étudier la modification de la composition chimique de l'ablateur au cours de la transition solide-plasma, nous allons maintenant analyser l'évolution temporelle des densités de neutres et d'ions pour le styrène, le benzène, l'acétylène, le carbone et l'hydrogène.

La Figure 3.12 montre l'évolution des densités de neutres et d'ions pour le styrène. On observe alors que juste après sa formation à $t \approx 50$ ps, le styrène est majoritairement présent sous forme neutre. Il est ensuite ionisé donnant lieu à l'ion moléculaire S^+ qui est ensuite ionisé pour donner naissance à l'ion moléculaire S^{2+} . A partir de $t \approx 55$ ps, les densités des trois formes du styrène, S , S^+ et S^{2+} , diminuent conduisant à une disparition progressive du styrène.

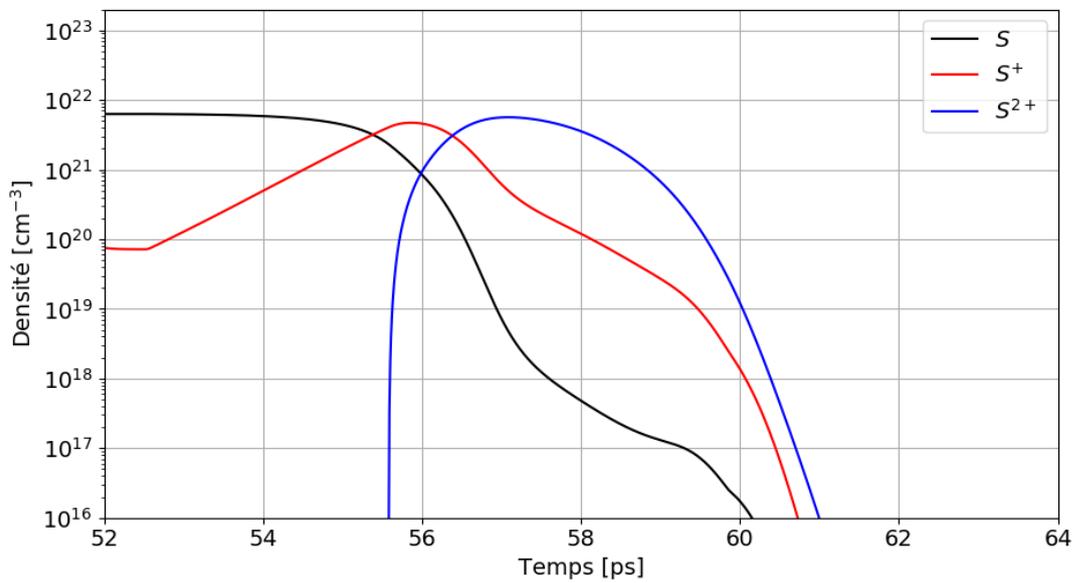


FIGURE 3.12 – Evolution temporelle de la densité de styrène neutre S et ionisées S^+ et S^{2+} au cours de la transition solide-plasma.

En regardant l'évolution des densités de benzène et d'acétylène, respectivement données sur la Figure 3.13 et la Figure 3.14, on remarque qu'elles ont à peu près le même comportement. Elles apparaissent toutes les deux à $t \approx 54$ ps, ce qui est cohérent avec le début de la diminution de la densité du styrène, visible sur la Figure 3.12, actant la disparition de cette espèce. Ceci est confirmé par les réactions de dissociation du styrène données par les équations (3.16a)-(3.16c). On remarque également pour le benzène comme pour l'acétylène que la forme ionisée deux fois, B^{2+} ou A^{2+} , prédomine sur la forme ionisée une fois, B^+ ou A^+ , qui prédomine elle-même sur la forme neutre, B ou A . Ceci est dû au fait que la température des électrons atteint très rapidement l'énergie de deuxième ionisation. Enfin, on peut noter que la prédominance de la forme ionisée deux fois pour le benzène et l'acétylène, ainsi que pour le styrène mais dans une moindre mesure, pourrait nécessiter de prendre

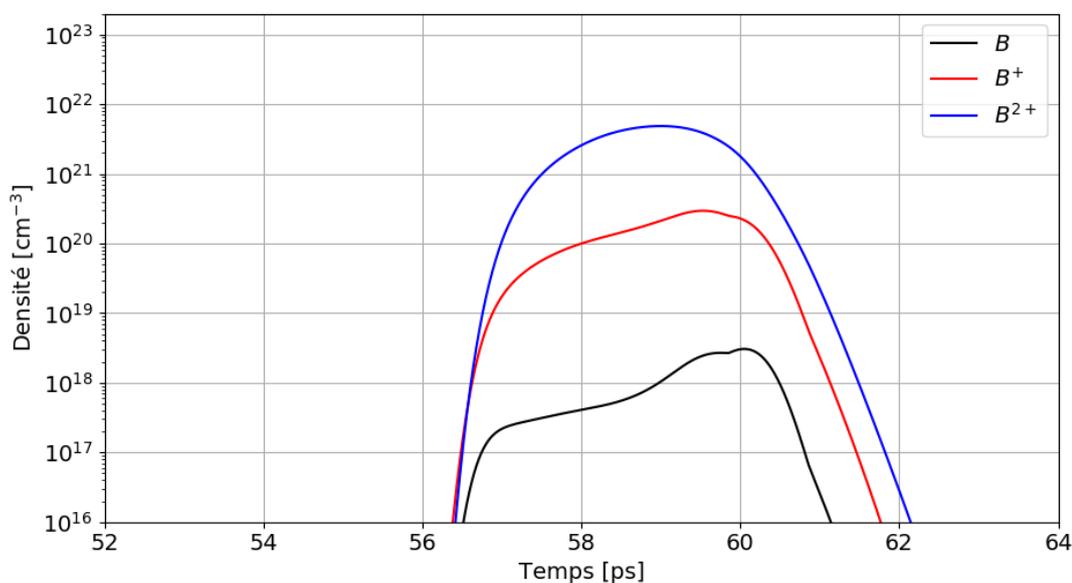


FIGURE 3.13 – Evolution temporelle de la densité de benzène neutre B et ionisées B^+ et B^{2+} au cours de la transition solide-plasma.

en compte les formes ionisées trois fois, quatre fois, etc. Or, nous avons limité les espèces ionisées considérées aux deux premières car on a supposé qu'au-delà les espèces étaient instables et se dissociaient immédiatement. Inclure des formes ionisées

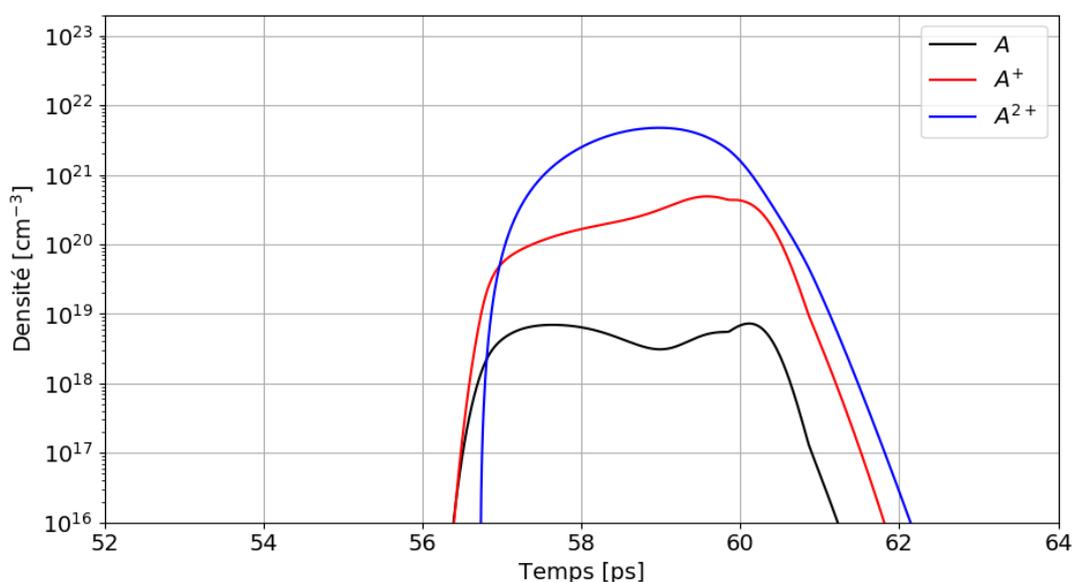


FIGURE 3.14 – Evolution temporelle de la densité de acétylène neutre A et ionisées A^+ et A^{2+} au cours de la transition solide-plasma.

supplémentaires ne modifierait pas la fragmentation chimique de l'ablateur. Cela conduirait simplement à une augmentation de la densité électronique ce qu'on suppose sans conséquence significative étant donné le temps d'existence de ces espèces. Enfin, on peut remarquer que le benzène et l'acétylène disparaissent tous les deux à $t \approx 58$ ps, à cause de leur dissociation qui a lieu en même temps d'après l'équation (3.18).

Enfin, concernant l'évolution des densités pour le carbone et l'hydrogène, respectivement données sur la Figure 3.15 et la Figure 3.16, on observe que ces espèces apparaissent toutes les deux à $t \approx 55$ ps. Ceci est cohérent avec le début de la diminution des densités du benzène et de l'acétylène signifiant la disparition de ces deux espèces conformément aux réactions de dissociations de l'acétylène et du benzène données respectivement par les équations (3.16d)-(3.16f) et (3.16g)-(3.16i). La fin de la transition solide-plasma va conduire à la création et à la disparition successives des formes ionisées du carbone dont l'ion majoritaire va progressivement passer de C^+ et C^{6+} . On observe ainsi que l'ablateur devient un plasma uniquement composé d'ion H^+ et d'ion C^{6+} à la fin de la transition. On notera l'existence de deux maximum pour C^{2+} à cause du refroidissement des électrons pour $t \approx 55 - 60$ ps. La température des électrons passe en dessous de l'énergie d'ionisation C^+ faisant disparaître C^{2+} à cause de la recombinaison des électrons. Il réapparaît quelques instants plus tard lorsque la température des électrons redevient supérieure à l'énergie d'ionisation de C^+ .

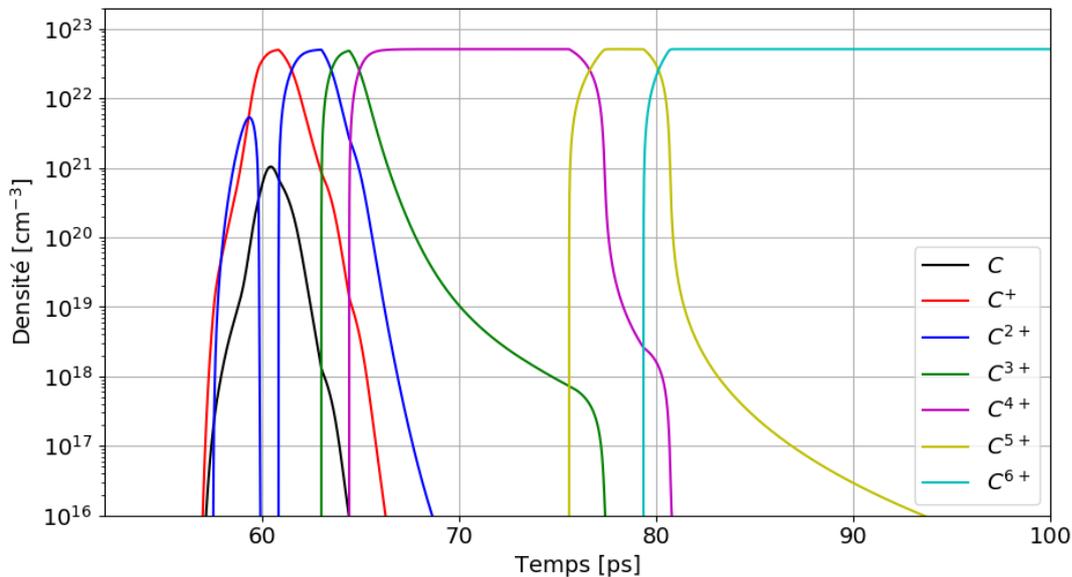


FIGURE 3.15 – Evolution temporelle de la densité de carbone neutre C et ionisée C^+ , C^{2+} , C^{3+} , C^4 , C^{5+} et C^{6+} au cours de la transition solide-plasma.

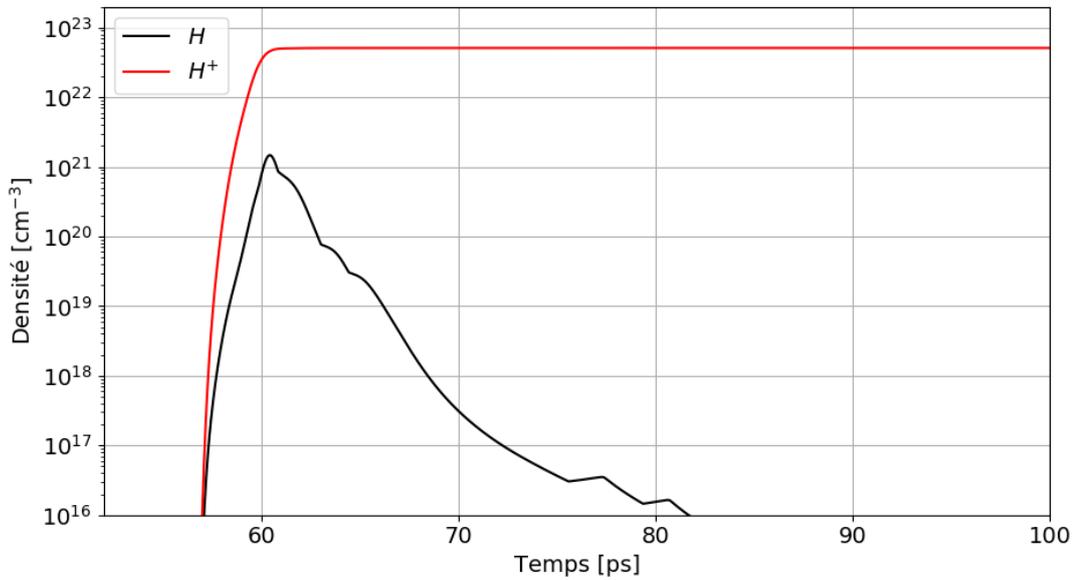


FIGURE 3.16 – Evolution temporelle de la densité d’hydrogène neutre H et ionisé H^+ au cours de la transition solide-plasma.

Pour résumer la modification de la structure chimique au cours de la transition solide-plasma, la Figure 3.17 montre l’évolution temporelle de la densité de styrène, de benzène, d’acétylène, de carbone et d’hydrogène. Pour chaque espèce chimique, la densité correspond à la somme des densités de neutres et d’ions. Les évolutions sont montrées entre $t \approx 52$ ps, correspondant à l’instant auquel est formé le styrène suite à la dépolymérisation du polystyrène, et $t \approx 64$ ps, instant auquel on peut supposer que les densités de benzène et d’acétylène sont suffisamment petites pour considérer un ablateur uniquement composé de carbone et d’hydrogène. Une telle fenêtre temporelle permet ainsi de capturer l’ensemble de la fragmentation chimique de l’ablateur. On observe ainsi que l’ablateur est successivement composé de styrène, puis de benzène et d’acétylène, et enfin de carbone et d’hydrogène sur une échelle de temps de l’ordre de la dizaine de picosecondes. Cette échelle de temps étant non négligeable devant l’échelle de temps de la transition solide-plasma, de l’ordre de la centaine de picosecondes comme on l’a vu dans la Section 3.1.2.3, il apparaît que la fragmentation chimique doit être incluse dans la modélisation de la transition solide-plasma. Cependant, on peut voir que le benzène et l’acétylène n’existent que pendant une courte durée, de l’ordre de quelques picosecondes. Ceci est dû au fait que ces espèces sont supposées exister pour des températures du système réseau-ion entre 2.4 eV et 6 eV. Cet intervalle de température étant traversé très rapidement, voir Figure 3.11, leur durée de vie est très courte. Ces espèces peuvent ainsi en première approximation être négligées réduisant à trois étapes le schéma de fragmentation chimique de l’ablateur présenté dans la Figure 3.6.

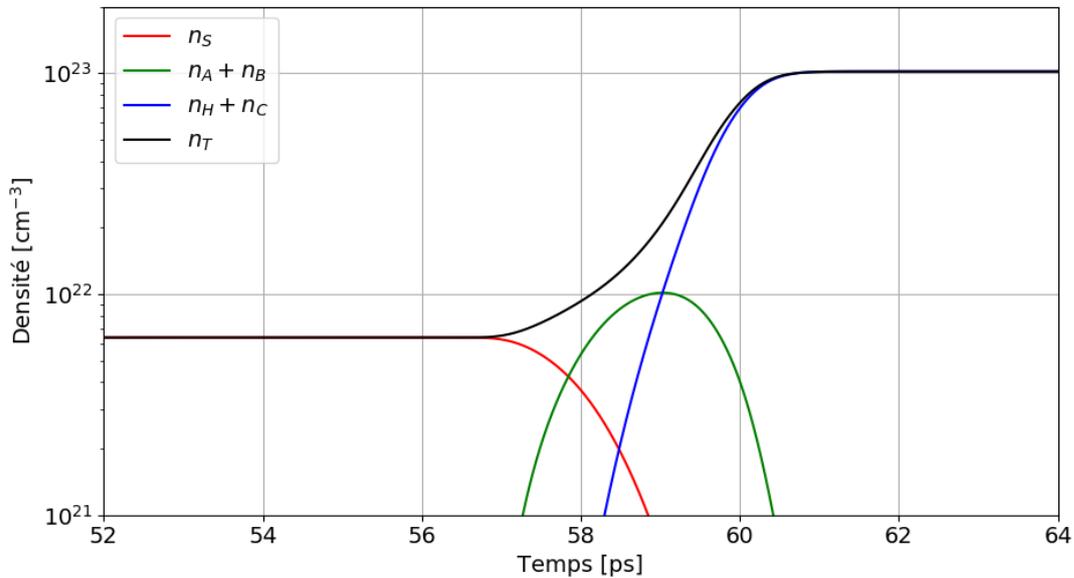


FIGURE 3.17 – Evolution temporelle des densités de styrene n_S , de benzène n_B , d’acétylène n_A , de carbone n_C et d’hydrogène n_H au cours de la transition solide-plasma. Chaque densité correspond à la somme des densités de neutres et d’ions. La densité de benzène et d’acétylène sont regroupées sous une même densité car ces molécules apparaissent et disparaissent en même temps. De même pour le carbone et l’hydrogène.

A partir des résultats qu’on vient de présenter sur la fragmentation du polystyrène, on peut généraliser un schéma à trois étapes à n’importe quel type d’ablateur en plastique car tous les plastiques suivront la même évolution que celle du polystyrène. On en déduit alors le schéma générique de fragmentation suivant :

- lorsque la température du système réseau-ion est inférieure à la température de plafond du plastique, l’ablateur est composé de polymère, c’est à dire le plastique *stricto sensu* soit le polystyrène dans notre cas
- lorsque la température du système réseau-ion est entre la température de plafond et quelques eV, l’ablateur est composé de molécules qui correspondent au monomère issu de la dépolymérisation du polymère constituant l’ablateur, le styrene dans notre cas
- lorsque la température du système réseau-ion est plus grande que quelques eV, l’ablateur est composé d’atomes qui sont les atomes qui constituent le monomère, le carbone et l’hydrogène dans notre cas

Ce schéma peut notamment être utile pour la modélisation des mousses qui peuvent être composées de plastiques autres que le polystyrène [96].

Enfin, pour finir l’étude sur la composition chimique de l’ablateur lors de la transition solide-plasma, la Figure 3.18 montre l’évolution temporelle de la densité de

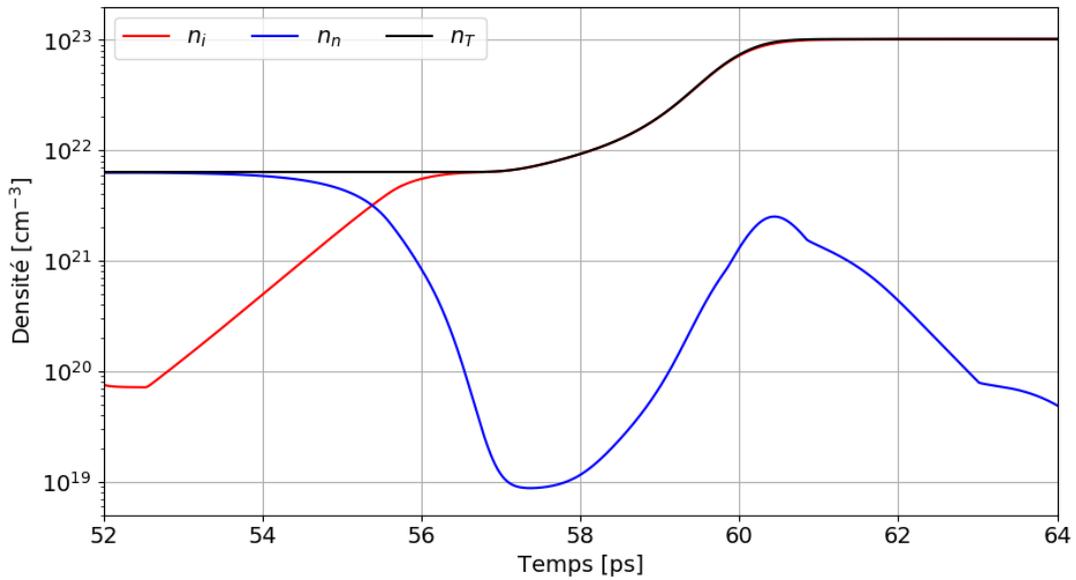


FIGURE 3.18 – Evolution temporelle de la densité d’ions n_i , de neutres n_n et totale n_T au cours de la fragmentation chimique de l’ablateur pendant la transition solide plasma.

neutres, d’ions et totale au cours de la transition solide-plasma. Il apparaît ainsi que les neutres prédominent sur les ions pendant une durée plutôt courte, environ 2 ps, par rapport à la centaine de picosecondes de la transition solide-plasma. Juste après la formation du styrène à $t \approx 50$ ps, l’ablateur est faiblement ionisé, $n_i \approx 10\%n_T$. La rapide augmentation de la température des électrons, voir Figure 3.11, va permettre d’atteindre rapidement la température nécessaire pour démarrer l’ionisation par impact qui va alors donner lieu à une augmentation du nombre d’ions et à une diminution du nombre de neutres. Entre $t \approx 54$ ps et $t \approx 58$ ps, la densité de neutres va augmenter du fait de la génération de neutres lors de la dissociation du styrène, du benzène et de l’acétylène comme on peut le voir d’après les équations (3.16a)-(3.16i). Enfin, une fois les dissociations terminées, la densité de neutres va diminuer de nouveau. Plus aucun neutre n’est généré et l’augmentation de la température des électrons conduit à l’ionisation du carbone et de l’hydrogène qui constituent dès lors la composition chimique de l’ablateur. Au final, bien que les neutres existent pendant une durée négligeable devant la durée de la transition solide-plasma, considérer leur existence permet d’éviter d’avoir à utiliser des techniques *ad hoc* pour décrire proprement le passage d’un ablateur constitué d’un matériau à un ablateur constitué d’ions. Prendre en compte les neutres nous assure ainsi la continuité des paramètres, notamment la fréquence de collision. Pour finir, on a vu dans la Section 3.2.1.3 que l’équation d’état utilisée pour les neutres était l’équation d’état du gaz parfait présentée dans la Section 2.3.4.4. On a justifié cette utilisation par le

fait que des équations d'état plus complexes comme celles de Soave-Redlich-Kwong ou de Peng-Robinson ne pouvaient pas être utilisées car le critère $P/P_c < T/2T_c$ n'est pas vérifiée, où P_c et T_c représentent la pression critique et la température critique¹. Quand les neutres sont majoritaires, l'ablateur est principalement constitué de styrène et si on veut améliorer l'équation d'état des neutres, il faut en priorité se concentrer sur celle du styrène. A $t = 52$ ps, la température des neutres est d'environ 670 K et la pression des neutres est d'environ 590 bar. Or, on a $P_c = 40$ bar et $T_c = 640$ K pour le styrène [251]. On a donc $P/P_c \approx 15$ et $T/2T_c \approx 0.5$ et donc le critère $P/P_c < T/2T_c$ n'est effectivement pas vérifié.

3.2.2.2 Temps caractéristique de transition

Dans cette section, nous allons nous intéresser au temps caractéristique de la transition solide-plasma obtenu avec le modèle M21 en faisant varier l'intensité maximale du picket. Avant de regarder précisément quel temps caractéristique de transition solide-plasma est prédit par le modèle M21, nous allons tout d'abord étudier si la modification de l'intensité maximale a une influence sur la transition solide-plasma.

La Figure 3.19 montre l'évolution de l'intensité laser, de la densité électronique et des températures des électrons et du réseau au cours de la transition solide-plasma induite par des pickets dont l'intensité maximale vaut 10^{13} W.cm⁻², 10^{14} W.cm⁻² et 10^{15} W.cm⁻². Il apparaît ainsi que plus l'intensité laser maximale est forte, plus le chauffage et l'ionisation de l'ablateur ont lieu tôt mais que les profils temporels de densité électronique et de températures restent similaires. On en conclut ainsi que la modification de l'intensité maximale du picket n'a presque pas d'influence sur la transition solide-plasma car elle induit seulement un décalage temporel.

Nous allons maintenant étudier le temps de transition solide-plasma prédit par le modèle M21. Pour cela, nous avons simulé la transition solide-plasma induite par un picket dont l'intensité maximale varie entre 10^{11} W.cm⁻² et 10^{15} W.cm⁻² correspondant aux intensités typiques des pickets de FCI [2] puis nous avons déterminé la durée s'écoulant entre le moment où le laser ionise significativement l'ablateur et le moment où la densité électronique atteint la densité critique définissant ainsi le temps caractéristique de transition solide-plasma, voir Section 3.1.2.3. La Figure 3.20 montre l'évolution de ce temps caractéristique de transition solide-plasma en fonction de l'intensité laser maximale. Il apparaît alors que pour des intensités maximales entre 10^{11} W.cm⁻² et 10^{15} W.cm⁻², le temps caractéristique de transition évolue entre 100 ps et 200 ps et qu'une intensité plus élevée impliquera un temps de

1. On notera que la pression et la température critique ne sont pas associées à la même physique que la densité critique. La pression et la température critique définissent le point critique d'une espèce au-delà duquel ladite espèce est dans l'état superfluide. La densité critique est reliée quant à elle à la densité électronique maximale pour laquelle un laser peut se propager.

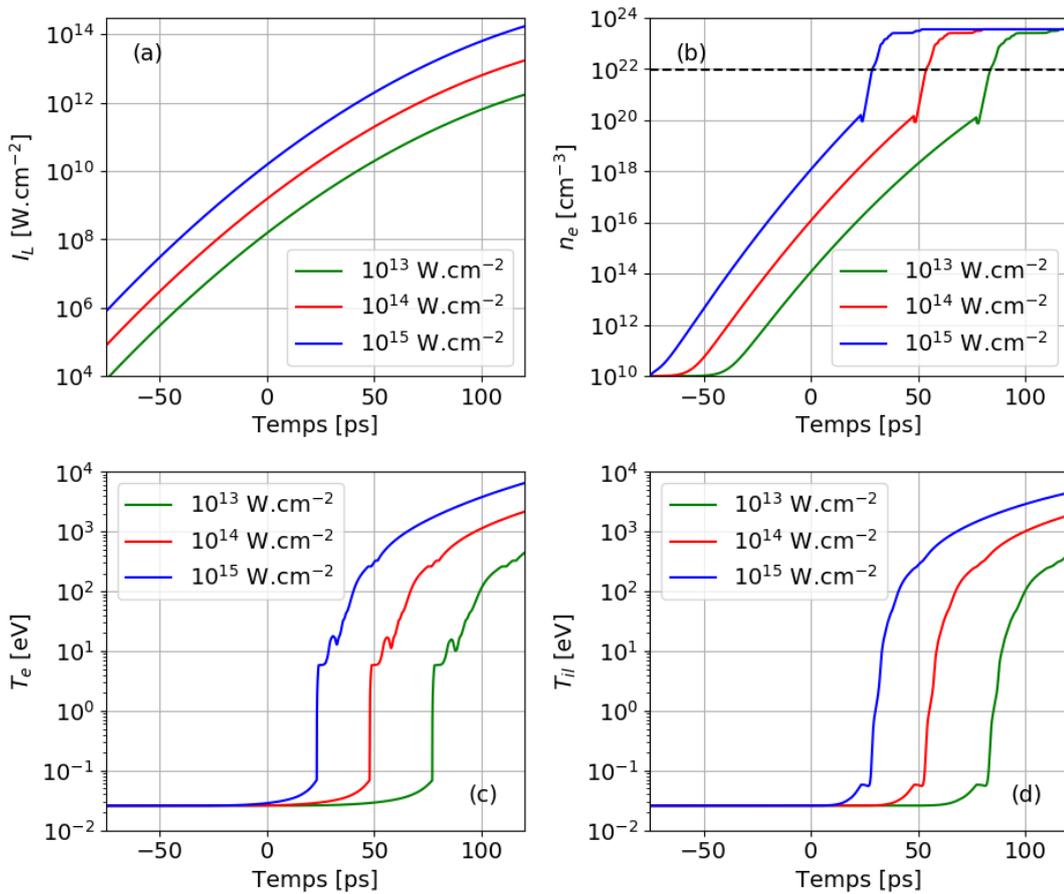


FIGURE 3.19 – Evolution temporelle (a) de l’intensité laser I_L , (b) de la densité électronique n_e , (c) de la température des électrons T_e et (d) de la température du système réseau-ion T_{il} au cours de la transition solide plasma induite par des impulsions ayant des intensités maximales différentes : 10^{13} W.cm⁻², 10^{14} W.cm⁻² et 10^{15} W.cm⁻². Ces intensités maximales sont atteintes en $t = 200$ ps.

transition plus court. Au final, le temps caractéristique de transition prédit par le modèle M21 est similaire à celui prédit par le modèle M19, qui lui aussi prévoit un temps de transition entre 100 ps et 200 ps suivant l’intensité laser maximale comme on l’a vu dans la Section 3.1.2.3.

Comme on peut le remarquer sur la Figure 3.20, plus l’intensité est faible, plus le temps de transition est long. Il existe donc une intensité seuil en-dessous de laquelle la transition solide-plasma n’aura pas lieu. Des simulations avec des intensités maximales inférieures à 10^{11} ont été ainsi faites pour déterminer cette intensité seuil. Il apparaît que cette intensité seuil se situe entre 8×10^{10} W.cm⁻² et 9×10^{10} W.cm⁻² car la densité critique n’est pas atteinte avec la première intensité alors qu’elle est atteinte avec la deuxième. Cependant, ces valeurs pour l’intensité seuil ne sont valables que pour des lasers qui ont une durée de 100 ps. En effet, comme on peut le

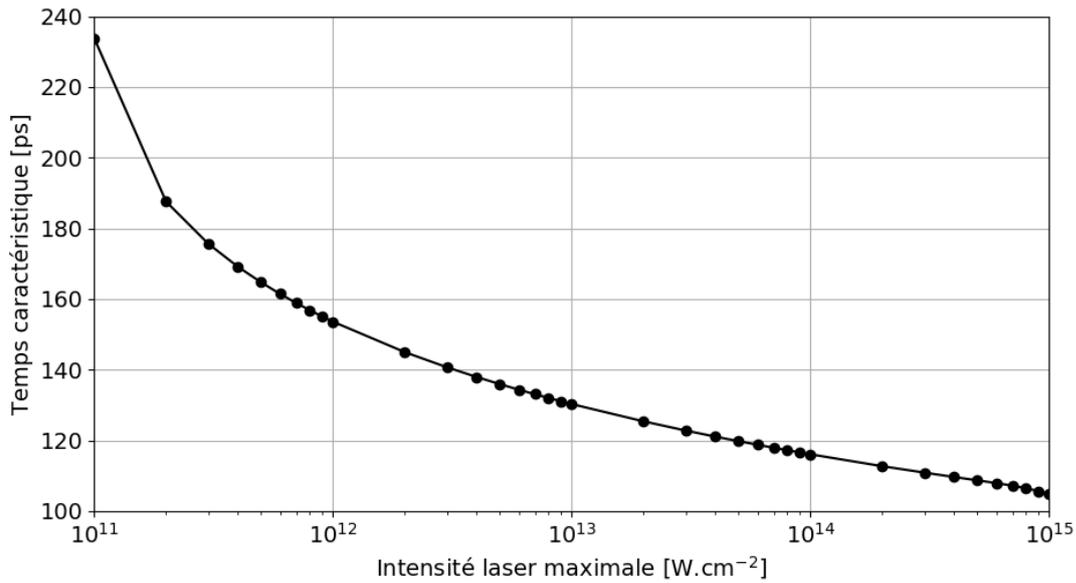


FIGURE 3.20 – Evolution du temps caractéristique de transition solide-plasma en fonction de l'intensité maximale du picket dont les caractéristiques sont données au début de la Section 3.2.2.

voir sur la Figure 3.21 qui compare l'évolution de l'intensité laser et de la densité électronique pour des pickets ayant une durée de 100 ps et 200 ps, l'intensité laser est de $8 \times 10^{10} \text{ W.cm}^{-2}$ dans les deux cas, la densité critique peut être atteinte alors que le picket a une intensité maximale de $8 \times 10^{10} \text{ W.cm}^{-2}$. De même, la Figure 3.22 compare l'évolution de l'intensité laser et de la densité électronique pour des pickets ayant une durée de 50 ps et 100 ps, l'intensité laser est de $9 \times 10^{10} \text{ W.cm}^{-2}$ dans les deux cas. Il apparaît alors que la densité critique peut ne pas être atteinte malgré un picket ayant une intensité de $9 \times 10^{10} \text{ W.cm}^{-2}$. Au final, la grandeur permettant de caractériser n'est pas l'intensité du picket mais son énergie, ou sa fluence, qu'il délivre. La fluence d'un picket étant définie par :

$$F_L = I_{max} \int_{-\infty}^{+\infty} \exp \left[-4 \ln 2 \left(\frac{t - t_{max}}{\tau} \right)^2 \right] dt = \sqrt{\frac{\pi}{4 \ln 2}} I_{max} \tau \quad (3.38)$$

la fluence seuil nécessaire pour induire la transition solide-plasma sera comprise entre 8.5 J.cm^{-2} et 9.5 J.cm^{-2} . Le fait que le critère seuil soit défini sur la fluence et non sur l'intensité traduit le fait que l'augmentation seule de la densité électronique ne suffit pas pour caractériser la transition solide-plasma mais que le chauffage de l'ablateur doit également être pris en compte, voir Section 3.1.2.3. Le laser doit donc avoir une fluence suffisante pour induire $T_{il} > 0.1 \text{ eV}$.

Pour conclure, nous mentionnerons que jusqu'à présent, nous avons utilisé un

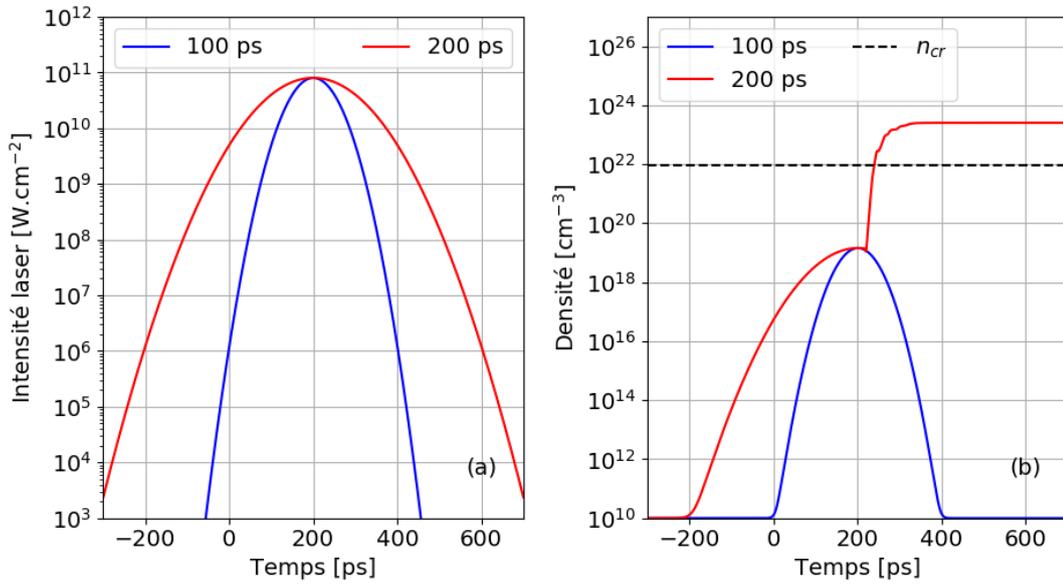


FIGURE 3.21 – Evolution temporelle (a) de l'intensité laser et (b) de la densité électronique pour des pickets ayant une intensité maximale de $8 \times 10^{10} \text{ W}\cdot\text{cm}^{-2}$ et une durée de 100 ps ou 200 ps. La densité critique n_{cr} est indiquée à titre de comparaison.

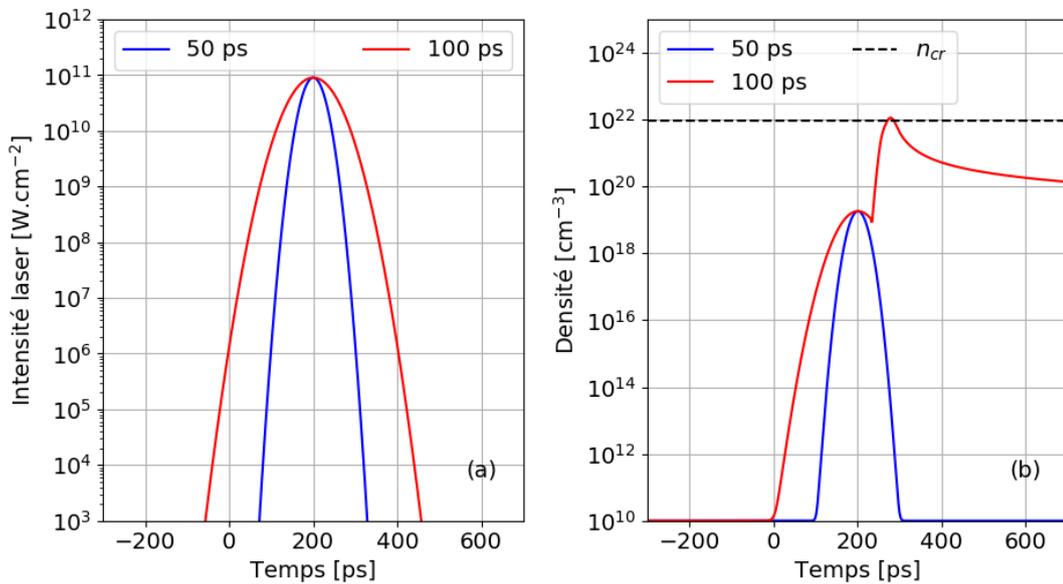


FIGURE 3.22 – Evolution temporelle (a) de l'intensité laser et (b) de la densité électronique pour des pickets ayant une intensité maximale de $9 \times 10^{10} \text{ W}\cdot\text{cm}^{-2}$ et une durée de 50 ps ou 100 ps. La densité critique n_{cr} est indiquée à titre de comparaison.

profil temporel parfaitement gaussien pour le laser. Les *pickets* utilisés dans les expériences de FCI ont effectivement un profil temporel globalement gaussiens mais sont précédés d'un plateau d'intensité communément appelé *prepulse*. Le rapport entre l'intensité maximale du laser et l'intensité de ce *prepulse* définit le contraste du laser. Les lasers utilisés en FCI sont des lasers à haute énergie, de l'ordre du megajoule, comme le NIF ou le LMJ. Pour atteindre ces hautes énergies, un laser de faible énergie, 0.5 J par exemple pour le LMJ [252], est injecté dans une chaîne amplificatrice. Cependant, la chaîne amplificatrice est d'abord allumée avant que le laser n'y soit injecté. Ainsi, entre l'allumage et l'injection, il va s'écouler un certain temps durant lequel des photons peuvent être amplifiés par le processus d'émission spontanée amplifiée, communément abrégé par ASE pour *amplified stimulated emission*. Le *prepulse* correspond donc à ces photons amplifiés par ASE. Nous avons donc faits des simulations pour étudier l'influence du *prepulse*. Le même laser utilisé jusqu'à présent a été considéré en prenant $I_{max} = 10^{14}$ W.cm⁻² et nous avons supposé qu'il était précédé d'un *prepulse* d'une durée de 2 ns. Les simulations ont été faites pour trois contrastes différents, $C = 10^6$, $C = 10^7$ et $C = 10^8$. Ces valeurs de durée et de contrastes sont standards pour les prepulses des pickets de FCI [253]. Au final, on a observé que le *prepulse* n'a aucune influence sur la transition solide-plasma mis à part une augmentation de la densité électronique initiale mais qui est sans conséquences.

3.2.2.3 Comparaisons des modèles

Cette section est dédiée dans un premier temps à la comparaison du modèle M21 au modèle M19 puis dans un second temps à la comparaison des résultats obtenus avec le modèle M21 en supposant initialement du polystyrène aux résultats obtenus avec le modèle M21 en supposant initialement un plasma de carbone et d'hydrogène complètement ionisé. Ce deuxième cas vise à reproduire les conditions initiales qui peuvent être rencontrées dans les codes hydrodynamiques qui négligent la transition solide-plasma.

Comparaison M19-M21

Comme on l'a vu dans la section précédente, les modèles M19 et M21 donnent le même ordre grandeur pour le temps caractéristique de transition solide-plasma. Nous allons ici approfondir la comparaison entre ces deux modèles. La Figure 3.23 montre l'évolution de la densité électronique, de températures des électrons et du système réseau-ion, et de la fréquence de collision au cours de la transition solide-plasma décrite par le modèle M19 et le modèle M21.

On peut observer concernant la densité électronique que pour $t < 50$ ps, c'est à dire lorsque l'ablateur est du polystyrène, les profils temporels de densité électro-

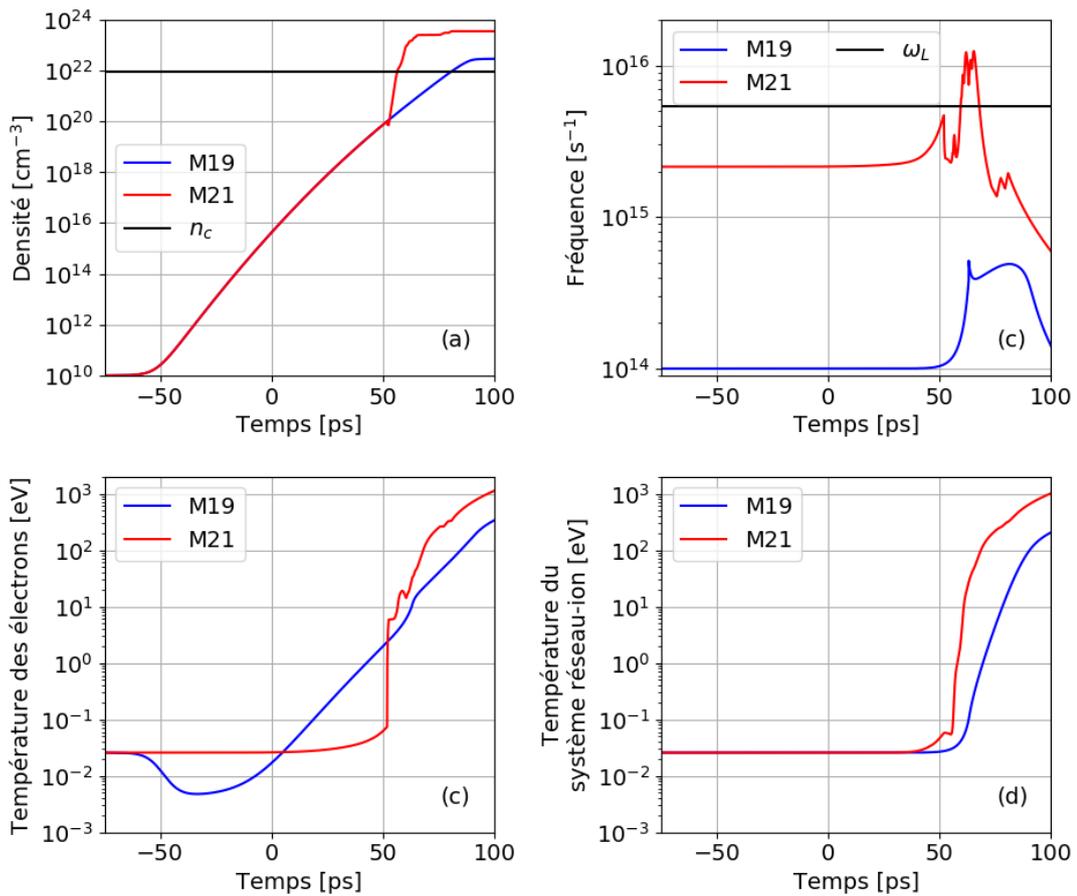


FIGURE 3.23 – Evolution temporelle (a) de la densité électronique, (b) de la fréquence de collision, (c) de la température des électrons et (d) de la température du système réseau-ion au cours de la transition solide-plasma pour les modèles M19 et M21. La densité critique n_c et la fréquence laser ω_L sont indiquées à titre de comparaison.

nique donnés par les modèles M19 et M21 sont semblables. Ceci est dû au fait que, dans ce cas, la dynamique électronique dans le polystyrène est décrite par les équations (3.2)-(3.4) dans les deux modèles. Pour $t > 50$ ps, la différence qui apparaît provient du fait que le modèle M19 continue d'évaluer la dynamique électronique dans le polystyrène tandis que le modèle M21 prend en compte la fragmentation chimique du polystyrène et la dynamique électronique est évaluée à partir des espèces moléculaires ou atomiques qui composent l'ablateur. Cette prise en compte de la fragmentation chimique conduit à une valeur significativement différente, d'environ un facteur 10, de la densité électronique finale.

Concernant les fréquence de collisions, les profils (étudiés dans la Section 3.1.2.1 pour le modèle M19 et dans la Section 3.2.2.1 pour le modèle M21) sont similaires mais les valeurs sont significativement différentes, de l'ordre d'un facteur 10 sur la

globalité de la transition solide-plasma. Pour $t < 50$ ps, ces différences proviennent du fait que le modèle M21 considère les collisions électron-phonon optique alors qu'elles sont négligées dans le modèle M19. Pour $t > 50$ ps, la différence qui apparaît est une conséquence directe de la différence existant entre les densités électroniques.

Enfin, concernant les températures, on observe là encore des comportements relativement similaires sauf pour la température des électrons pour $t < 50$ ps. Dans ce cas, la différence provient de la modélisation du transfert d'énergie électron-phonon. Dans le modèle M19, le transfert d'énergie est évalué en multipliant la fréquence de collision électron-phonon acoustique par le rapport entre la masse des électrons et la masse des atomes d'hydrogène. Dans le modèle M21, le transfert d'énergie est évalué à partir de la règle d'or de Fermi en considérant les collisions électron-phonon acoustique et électron-phonon optique. Cette différence d'évaluation explique également l'augmentation abrupte de la température des électrons à $t \approx 50$ ps pour le modèle M21 qui n'existe pas pour le modèle M19. Malgré un comportement similaire des températures des électrons et du système réseau-ion pour $t > 50$ ps, on peut observer une différence d'un facteur entre 3 et 4 sur les températures finales. Cette différence vient du fait que comme le modèle M19 prévoit une densité électronique et une fréquence de collision plus faible que ce que prévoit le modèle M21, l'absorption laser et le transfert thermique sont moins efficaces.

En résumé, les deux modèles donnent des profils relativement similaires sauf pour la densité électronique pour $t > 50$ ps et la température des électrons pour $t < 50$ ps. Par contre, il apparaît des différences significatives concernant les valeurs finales de la densité d'électrons et des températures. Ces différences sont principalement dues à la prise en compte des collisions électron-phonon optique et de la fragmentation chimique du polystyrène dans le modèle M21 alors que ces processus sont négligés dans le modèle M19. Le modèle M21 valide ainsi le formalisme du modèle M19 mais certains paramètres devront être modifiés pour mieux décrire la transition solide-plasma, modification qui devra s'appuyer sur la base de résultats expérimentaux.

Comparaison des conditions initiales

La Figure 3.24 montre l'évolution de la densité électronique, des températures des électrons et du réseau, et de la fréquence de collision au cours de la transition solide-plasma décrite par le modèle M21 mais en supposant des conditions initiales différentes. On a d'abord supposé un ablateur initialement composé de polystyrène à l'état solide dans le but de reproduire une condition initiale réaliste. On pourra noter que c'est la condition initiale utilisée jusqu'à présent. On a ensuite supposé un ablateur se présentant initialement sous la forme d'un plasma de carbone et d'hydrogène totalement ionisés. Cette condition initiale vise à reproduire celle qui peut être trouvée dans les codes hydrodynamiques qui négligent la transition solide-plasma de

l'ablateur en supposant l'ablateur initialement dans un état plasma.

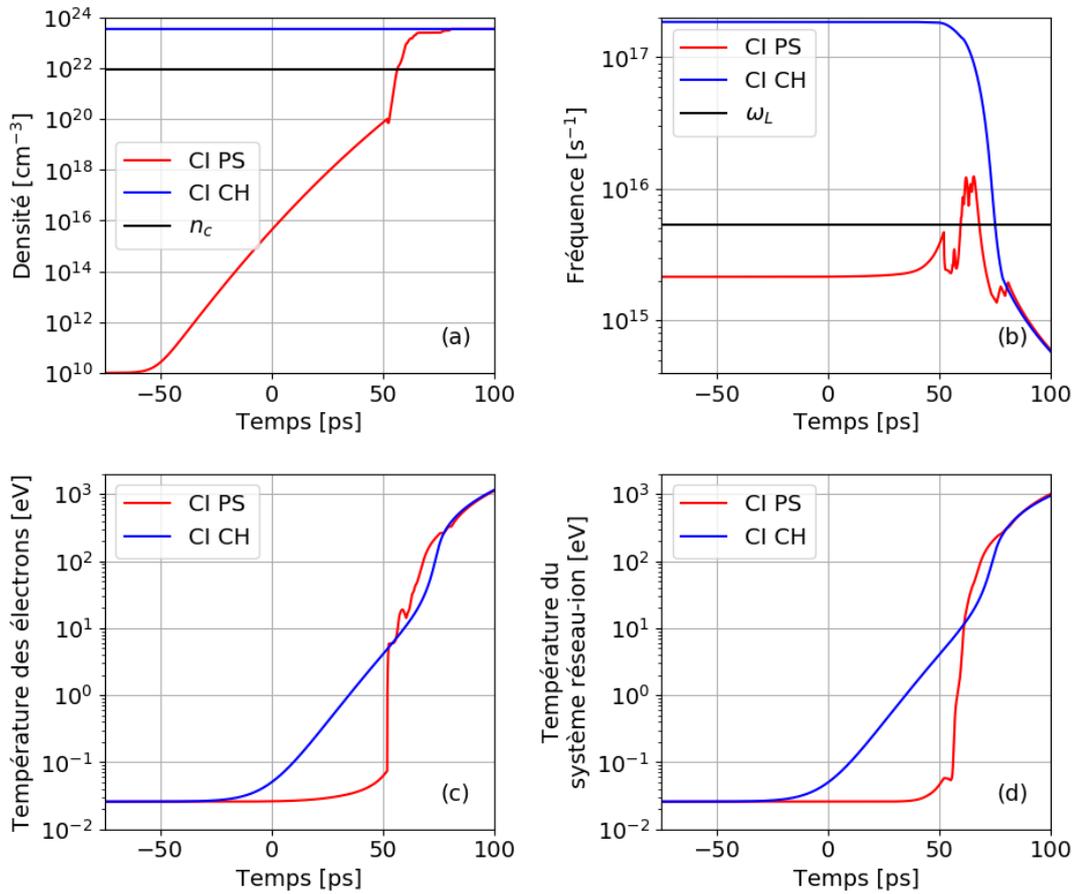


FIGURE 3.24 – Evolution temporelle (a) de la densité électronique, (b) de la fréquence de collision, (c) de la température des électrons et (d) de la température du système réseau-ion au cours de la transition solide-plasma décrite par le modèle M21 pour deux conditions initiales différentes. La condition initiale CI PS suppose un ablateur initialement constitué de polystyrène solide. Cette condition veut se rapprocher d'une condition initiale qui permet de prendre en compte la transition solide-plasma de l'ablateur. La condition initiale CI CH suppose un ablateur initialement constitué d'un plasma de carbone et d'hydrogène totalement ionisé. Cette condition veut se rapprocher des conditions initiales qu'on trouve dans les codes hydrodynamiques qui négligent la transition solide-plasma. La densité critique n_c et la fréquence laser ω_L sont indiquées à titre de comparaison.

En comparant les résultats obtenus avec ces deux conditions initiales, on peut voir que les densités et températures finales prédites sont très similaires. Il apparaît ainsi que l'interaction entre le laser et l'ablateur qui a lieu pour $t < 75$ ps joue un rôle négligeable sur la densité et les températures finales. Le laser étant relativement peu intense pour $t < 60$ ps, $I_L(t < 60 \text{ ps}) < 10^{12} \text{ W.cm}^{-2}$, l'énergie laser absorbée sur cette période sera négligeable devant l'énergie absorbée à la fin de tran-

sition solide-plasma où le laser est beaucoup plus intense. Cette similitude pour la densité et les températures finales peut alors expliquer pourquoi les codes hydrodynamiques donnent de manière générale des résultats globalement cohérents avec les observations expérimentales. Cependant, on observe deux différences notables. Tout d'abord, si la transition solide-plasma est prise en compte, la densité électronique reste très faible devant la densité critique durant environ une centaine de picosecondes, $n_e(t \approx 50 \text{ ps}) \approx n_c/100$. Ceci implique donc que l'ablateur est transparent et le laser peut alors se propager à l'intérieur donnant lieu à une interaction entre le laser et l'ablateur, ou la cible de manière générale, qui se fait en volume ce qui peut induire des défauts dans la cible. Cette interaction en volume est totalement négligée si on considère un ablateur initialement à l'état plasma, et donc opaque. Cette transparence pourrait donc permettre au laser d'interagir avec le DT solide pouvant modifier son état initial (*shinethrough*). La deuxième différence est un chauffage plus rapide de l'ablateur, d'environ 50 ps, lorsque la transition solide-plasma n'est pas prise en compte. Ce chauffage plus rapide pourrait donner lieu à des processus hydrodynamiques qui interviendront plus tôt. Comme les instabilités hydrodynamiques apparaissent généralement à ce moment-là, elles pourraient être générées plus tôt et pourraient se développer plus longtemps et donc davantage. Il apparaît alors impératif de connaître les conditions initiales de la cible et ainsi contrôler au mieux la formation et le développement des instabilités hydrodynamiques. Enfin, on notera une très grande fréquence de collision initialement, $\nu_c > 10^{17} \text{ s}^{-1}$, car elle est associée à un plasma dense $n_e \approx 3.5 \times 10^{23} \text{ cm}^{-3}$ mais froid, $T_e = 25 \text{ meV}$.

3.2.2.4 Loi d'échelle de la pression en fonction de l'intensité

Dans les expériences mentionnées dans la Section 1.6, les modulations spatiales de vitesse de chocs dans une feuille de polystyrène ont été mesurées avec un VISAR 2D afin d'étudier l'empreinte laser. Les chocs ont été générés par un faisceau laser comportant des speckles (non-uniformités dans la distribution spatiale d'intensité). En utilisant un code hydrodynamique à l'état de l'art, un bon accord entre les résultats numériques et les observations expérimentales a été obtenu en augmentant d'un facteur 2 les modulations d'intensité. Cette modification *ad hoc* des modulations d'intensité a été justifiée en invoquant le rôle de la photoionisation par absorption multiphotonique dans l'état solide initial du polystyrène.

En considérant un état plasma initial, et donc une densité constante, la loi d'échelle de la pression en fonction de l'intensité est $p \propto I^\alpha$. En effet, en partant de l'équation d'état du gaz parfait, on a $p = nk_B T$, et en considérant un chauffage laser résultant en une absorption linéaire, on a $\delta T/T = \alpha \delta I/I$ soit $T \propto I^\alpha$ et on retrouve ainsi la loi d'échelle pour la pression qu'on vient d'écrire. Au contraire, si on suppose initialement un état solide initial, la densité d'électrons n'est plus constante mais va augmenter. On a vu dans la Section 3.2.2.1 que l'augmentation

de la densité d'électrons durant la transition solide-plasma était majoritairement due à la photoionisation. De plus, on a vu dans la Section 3.1.1.1 que dans nos conditions, la photoionisation se faisait majoritairement par absorption multiphotonique et on a $n \propto I^\beta$ où β représente le nombre de photons absorbés. En injectant cette loi d'échelle dans l'équation d'état du gaz parfait et en considérant toujours un chauffage laser qui se fait par absorption linéaire, la loi d'échelle pour la pression en fonction de l'intensité devient $p \propto I^{\alpha+\beta}$. Dès lors, il apparaît que supposer un état initial solide ou plasma va modifier la loi d'échelle de la pression en fonction de l'intensité. Ceci signifie donc qu'on peut s'attendre à ce que la transition solide-plasma modifie cette loi d'échelle. Cette section est donc dédiée à l'étude de cette modification de la loi d'échelle de la pression en fonction de l'intensité laser pour tenir compte de la transition solide-plasma. Nous allons en particulier essayer de calculer le coefficient $\alpha + \beta$.

Nous allons tout d'abord calculer le coefficient α qui servira de référence pour vérifier les résultats obtenus lors de la modélisation de la transition solide-plasma avec le modèle M21. La pression totale p est donnée en considérant les contributions des électrons et des ions $p = p_e + p_i$ avec p_e et p_i respectivement la pression électronique et la pression ionique. En supposant que les électrons et les ions ont la même température $T_e = T_i = T$, condition vérifiée aux temps longs grâce à la thermalisation électron-ion due aux collisions, et une équation d'état du gaz parfait pour les électrons et les ions, la pression totale s'écrit :

$$p = \left(1 + \frac{1}{Z}\right) n_e k_B T \quad (3.39)$$

avec $Z = n_e/n_i$ le degré d'ionisation moyen du plasma. Nous supposons ensuite que la densité est constante, condition vérifiée pour un plasma totalement ionisé, conduisant à n_e et Z constants. La loi d'échelle de la pression est donc uniquement établie à partir de la loi d'échelle de la température. L'hypothèse $T_e = T_i = T$ et d'une densité constante nous permet alors de ne pas considérer les deuxième et troisième termes dans l'équation 3.24 et la variation de température est alors uniquement due à l'absorption laser. Comme on considère une absorption linéaire, la variation de température s'écrit au final sous la forme :

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \frac{16\pi e^2 \nu_c}{3ck_B m_e \omega_L^2} I_L(t) \quad (3.40)$$

où on a supposé $\nu_c \ll \omega_L$, condition vérifiée pour un plasma chaud. Cette hypothèse de plasma chaud nous permet également d'écrire la fréquence de collision sous la forme $\nu_c \propto T^{-3/2} \ln \Lambda$. En supposant une faible dépendance en température du logarithme coulombien, l'équation précédente peut être résolue analytiquement. En

écrivant l'intensité laser sous la forme $I_0 f(t)$ avec f le profil temporel, on obtient :

$$T^{5/2} - T_0^{5/2} \propto I_0 F(t) \quad (3.41)$$

avec T_0 la température initiale du plasma et $F(t) = \int_{-\infty}^t f(\tau) d\tau$. L'hypothèse du plasma chaud nous permet de supposer $T_0 \ll T$ et la loi d'échelle de la pression en fonction de l'intensité laser pour un plasma s'écrit alors :

$$p \propto I_0^{2/5} \quad (3.42)$$

Ceci constitue ainsi la loi d'échelle de la pression en fonction de l'intensité laser dans un plasma où la densité est constante ($\alpha = 2/5$).

Afin d'étudier la modification de cette loi d'échelle due à la variation de la densité d'électrons libres au cours de la transition solide-plasma, plusieurs simulations ont été effectuées avec le modèle M21 en utilisant un laser gaussien tel que défini par l'équation (3.13) pour des intensités lasers maximales variant entre $10^{10} \text{ W.cm}^{-2}$ et $10^{15} \text{ W.cm}^{-2}$. La Figure 3.25 montre l'évolution de la pression totale en fonction du temps et de l'intensité laser. On observe ainsi que la pression dépend principalement de l'intensité laser. L'instant auquel on regarde l'évolution de la pression en fonction de l'intensité laser ne change pas son comportement mais uniquement l'intervalle

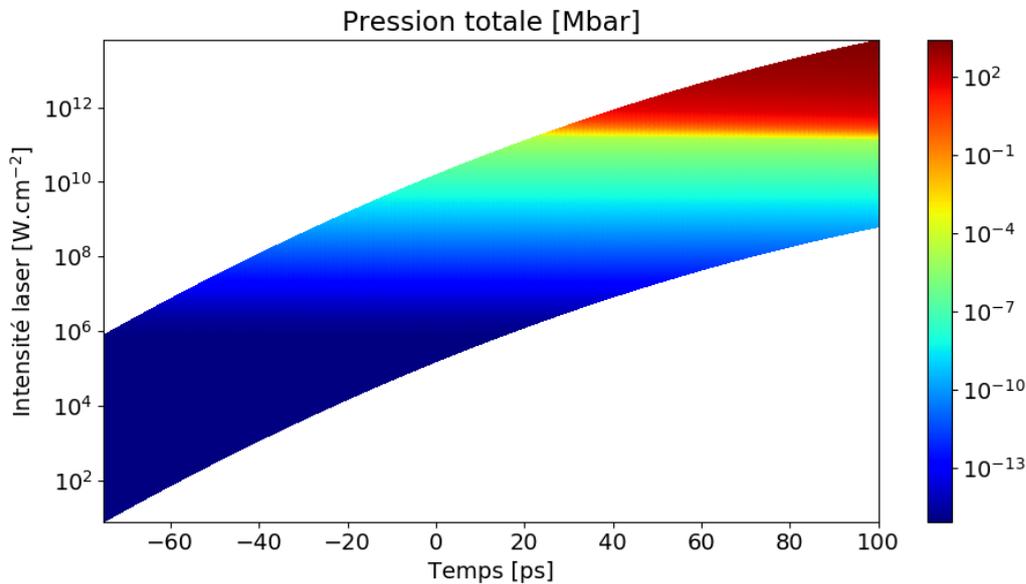


FIGURE 3.25 – Evolution de la pression totale en fonction de l'intensité laser et du temps au cours de la transition solide-plasma. Un tel profil apparaît car on a utilisé un profil temporel gaussien pour l'intensité et donc l'intensité évolue au cours du temps.

d'intensité sur lequel il est défini. Ainsi, la loi d'échelle de la pression en fonction de l'intensité ne dépendra pas du temps.

Afin d'évaluer plus en détail le comportement de la pression en fonction de l'intensité et d'en déduire la loi d'échelle, la Figure 3.26 montre l'évolution de la pression, de la densité électronique et de la température électronique en fonction de l'intensité. On peut ainsi observer sur la Figure 3.26(a) que la pression présente quatre comportements différents associés à quatre intervalles pour l'intensité laser :

- $I_L < 1.5 \times 10^{11} \text{ W.cm}^{-2}$: l'ablateur est constitué de polystyrène et la densité électronique évolue comme $n_e \propto I_L^2$ comme on peut le voir sur la Figure 3.26(b). Cette loi d'échelle en fonction de l'intensité pour la densité électronique est aussi valable pour la pression totale car la température électronique reste quasiment constante sur cet intervalle d'intensité laser comme on peut le voir sur la Figure 3.26(c). Au final, la pression totale suit la loi d'échelle suivante $p \propto I_L^2$.
- $1.5 \times 10^{11} \text{ W.cm}^{-2} < I_L < 5.0 \times 10^{11} \text{ W.cm}^{-2}$: la pression présente une croissance très rapide qui est due à l'augmentation très rapide de la densité électronique qui passe de $6 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ à $2.5 \times 10^{23} \text{ cm}^{-3}$. Cet intervalle d'intensité est associée à une température électronique d'une dizaine d'eV. On a vu dans la Section 3.2.2.1 qu'à ces températures électroniques, énormément d'électrons étaient générés à cause de l'ionisation par impact des molécules et atomes qui composent l'ablateur à ce moment. Un fit numérique de la pression en fonction de l'intensité nous donne alors la loi d'échelle suivante $p \propto I_L^{11}$.
- $6.0 \times 10^{11} \text{ W.cm}^{-2} < I_L < 2.0 \times 10^{12} \text{ W.cm}^{-2}$: l'évolution de la pression est due à l'augmentation de la densité électronique qui passe de $2.5 \times 10^{23} \text{ cm}^{-3}$ à $3.5 \times 10^{23} \text{ cm}^{-3}$ à cause de la cinquième et sixième ionisation du carbone qui a lieu pour $I_L \approx 10^{12} \text{ W.cm}^{-2}$. Un fit numérique de la pression en fonction de l'intensité nous donne alors la loi d'échelle suivante $p \propto I_L^{1.2}$.
- $I_L > 3.0 \times 10^{12} \text{ W.cm}^{-2}$: la densité électronique reste constante et l'évolution de la pression est due à l'évolution de la température (à ce moment-là, $T_e = T_{il}$ d'après la Section 3.2.2.1). Dans ce cas, un fit numérique de la pression donne la loi d'échelle suivante $p \propto I_L^{0.5}$. On remarque alors que cette loi d'échelle est similaire à celle donnée par l'équation 3.42. La différence au niveau des exposants, 0.5 d'après le fit numérique au lieu 0.4 ($\alpha = 2/5$) d'après le calcul analytique, est due aux hypothèses faites pour obtenir l'équation 3.42 qui supposent une fréquence de collision petite devant la fréquence laser $\nu_c \ll \omega_L$ et un logarithme coulombien indépendant de la température.

Les trois premiers comportements de la pression associés aux trois premiers intervalles d'intensités sont reliés à l'évolution de la densité électronique tandis que le dernier comportement de pression est relié à l'évolution de la température électro-

nique car la densité d'électrons ne varie plus dans cette région.

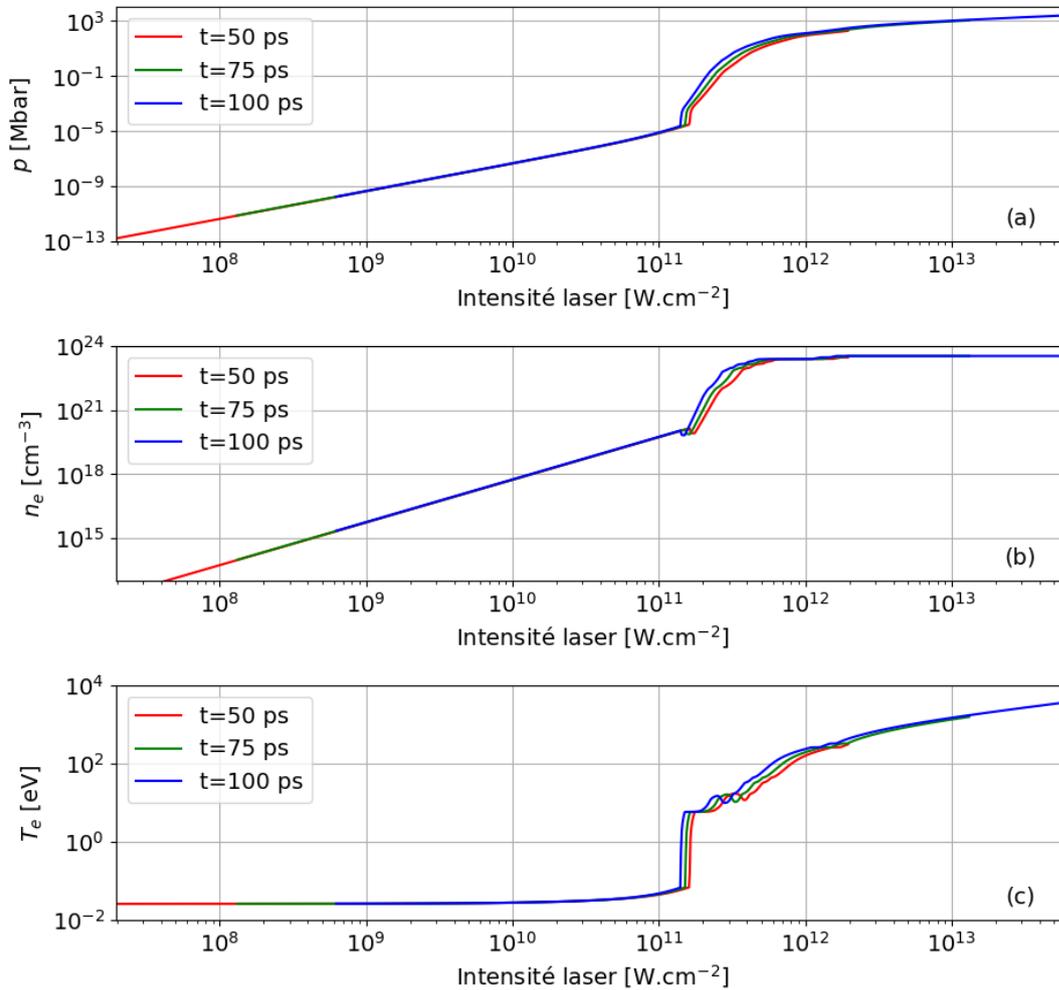


FIGURE 3.26 – Evolution de (a) la pression totale, (b) de la densité électronique et (c) de la température électronique en fonction du temps de l'intensité laser à différents instants au cours de la transition solide-plasma.

Au final, il apparaît que la transition solide-plasma, avec la variation de la densité d'électrons, modifie effectivement la loi d'échelle de la pression en fonction de l'intensité laser. Une unique loi d'échelle ne peut plus être utilisée mais une loi d'échelle définie par morceau devrait être préférée. La Table 3.5 résume les lois d'échelles obtenues pour la pression en fonction de l'intensité et précise les domaines d'intensité sur lesquels elles sont valables. Même si une unique loi d'échelle n'est donc pas utilisable, il est possible d'en construire une afin de comparer à ce qui avait été utilisé lors de la comparaison entre résultats numériques et observations expérimentales [10]. En calculant la loi d'échelle entre 10⁹ W.cm⁻² et 10¹³ W.cm⁻² englobant ainsi l'ensemble de la transition solide-plasma, on obtient pour cette unique loi d'échelle

Domaine d'intensité laser	Loi d'échelle
$I_L < 2.0 \times 10^{11} \text{ W.cm}^{-2}$	$p \propto I_L^2$
$2.0 \times 10^{11} \text{ W.cm}^{-2} < I_L < 5.0 \times 10^{11} \text{ W.cm}^{-2}$	$p \propto I_L^{1.1}$
$6.0 \times 10^{11} \text{ W.cm}^{-2} < I_L < 2.0 \times 10^{12} \text{ W.cm}^{-2}$	$p \propto I_L^{1.2}$
$I_L > 3.0 \times 10^{12} \text{ W.cm}^{-2}$	$p \propto I_L^{0.5}$

TABLE 3.5 – Résumé des loi d'échelle de la pression en fonction de l'intensité laser et des domaines d'intensité sur lesquels elles sont valides.

$p \propto I_L^3$. Lors de la comparaison entre résultats numériques et observations expérimentales un bon accord entre les deux avait été obtenu après la multiplication *ad hoc* par un facteur 2 des modulations d'intensité justifiée par une loi d'échelle $p \propto I_L^2$ provenant du rôle de l'état solide initial. Bien que ces deux lois d'échelle soient relativement différentes (les exposants 2 et 3 restent néanmoins du même ordre de grandeur), elles montrent que la prise en compte de la transition solide-plasma induit une modification significative de l'exposant de la loi d'échelle.

On notera qu'une étude similaire a été effectuée où des modulations de vitesse de chocs dans du polystyrène ont également été mesurées [254]. La longueur d'onde du laser utilisé cette fois était telle qu'un seul photon était nécessaire pour générer des électrons libres dans l'état solide. Comme dans la première étude, les auteurs de [254] ont comparé les observations expérimentales aux résultats numériques obtenus avec un autre code hydrodynamique à l'état de l'art (sans modélisation de la transition solide-plasma) et ont également observé une différence d'un facteur 3 sur les modulations de vitesses de chocs entre résultats numériques et observations expérimentales. Comme le processus de photoionisation était linéaire dans cette deuxième expérience, les auteurs en ont conclu que la photoionisation dans l'état solide n'était pas le seul mécanisme responsable des différences observées. Nous avons cependant montré ici que la loi d'échelle dépend bien des variations de densité électronique mais ne dépend pas de la manière dont sont générés les électrons (absorption à un photon, absorption à deux photons ou ionisation par impact). On en déduit alors que la transition solide-plasma peut également expliquer les différences entre résultats expérimentaux et numériques observés dans [254].

3.2.2.5 Couplage et dégénérescence

Lors de la construction du modèle M21, nous avons fait plusieurs hypothèses sur les interactions entre électrons, entre neutres et entre ions nous conduisant à utiliser les équations d'état présentées dans la Section 2.3.4 ainsi qu'à utiliser le logarithme coulombien défini par l'équation (3.28) pour la fréquence de collision et le transfert

d'énergie électron-ion. Nous allons dans cette section discuter la pertinence de ces choix. La pertinence du choix de modèle du gaz d'électrons libres pour l'équation d'état des électrons et du modèle de Cowan pour l'équation d'état des ions va être discutée en étudiant l'évolution du degré de dégénérescence et du paramètre de couplage des électrons et des ions. La pertinence du choix du modèle du gaz parfait pour les neutres ne sera pas discutée car on a vu dans la section précédente que les neutres restent présents pendant une courte durée, de l'ordre de la picoseconde, par rapport à la transition solide-plasma. Dès lors, on suppose qu'une équation d'état plus complexe ne modifierait pas significativement les résultats. Nous discuterons ensuite la pertinence du choix pour le logarithme coulombien en étudiant l'importance ou non de l'écrantage et des effets quantiques pendant la transition solide-plasma en comparant la longueur de Wigner-Seitz à la longueur de Debye et à la longueur de De Broglie.

Degré de dégénérescence

Le degré de dégénérescence mesure le rapport entre l'énergie thermique et l'énergie de Fermi. Nous définissons le degré de dégénérescence Θ_α de la manière suivante :

$$\Theta_\alpha = \frac{E_{F,\alpha}}{E_{th,\alpha}} = \frac{\hbar^2 (3\pi^2 n_\alpha)^{2/3}}{3m_\alpha k_B T_\alpha} \quad (3.43)$$

avec E_F et E_{th} respectivement l'énergie de Fermi et l'énergie thermique de l'espèce α dont la densité, la masse des particules et la température sont respectivement données par n_α , m_α et T_α . Si $\Theta \ll 1$, l'énergie de Fermi est très faible devant l'énergie thermique. L'espèce α est alors faiblement dégénérée et se rapproche d'un gaz parfait. Si $\Theta \gg 1$, l'énergie de Fermi est très grande devant l'énergie thermique. L'espèce α est alors fortement dégénérée et la distribution en énergie des particules de l'espèce α , par exemple la distribution de Fermi-Dirac pour les électrons, doit être prise en compte, .

La Figure 3.27 montre l'évolution du degré de dégénérescence pour les électrons et les ions au cours de la transition solide-plasma. Le degré de dégénérescence pour les ions n'est montré que pour $t > 50$ ps car ils n'apparaissent qu'à cet instant. Pour $t < 50$ ps, le degré de dégénérescence des électrons augmente du fait de l'augmentation de la densité électronique. Pour $t > 50$ ps, le degré de dégénérescence des électrons et des ions globalement diminue, à cause de l'augmentation des températures des électrons et des ions. Concernant les ions, on voit qu'on a $\Theta_i \ll 1$ pendant toute la transition solide-plasma et leur dégénérescence peut être négligée. Concernant les électrons, on observe qu'on a $\Theta < 1$ pendant toute la transition solide-plasma mais que le critère $\Theta \ll 1$ n'est pas satisfait pendant plusieurs dizaines de picosecondes ce qui n'est pas négligeable devant la durée de la transition solide-plasma. Il apparaît

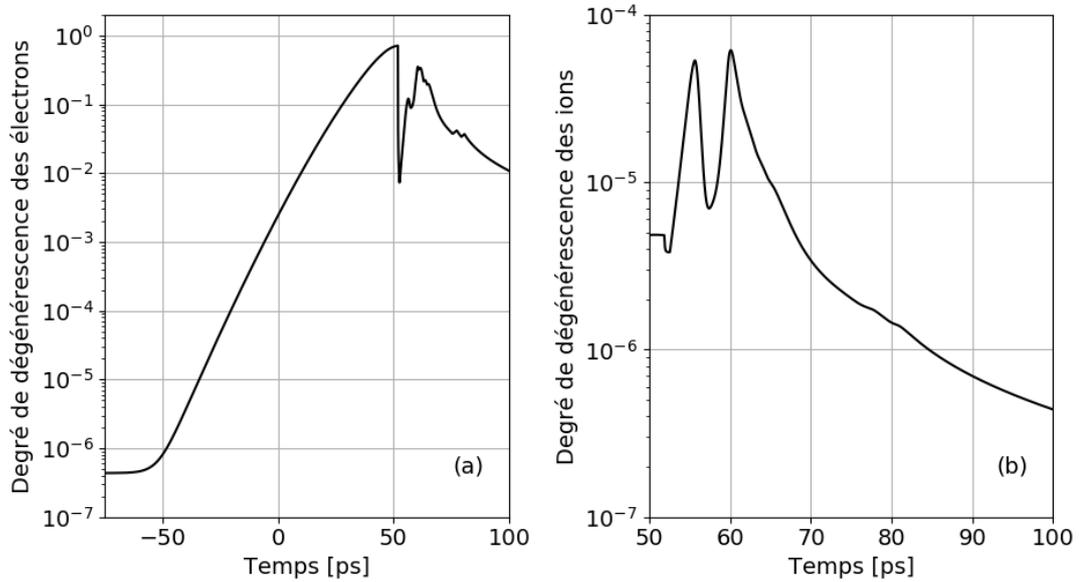


FIGURE 3.27 – Evolution temporelle des degrés de dégénérescence pour (a) les électrons et (b) les ions au cours de la transition solide-plasma.

ainsi que les électrons passent de faiblement dégénérés à modérément dégénérés pour ensuite tendre vers un état faiblement dégénéré. Les modèles utilisés pour les équations d'état des électrons et des ions sont respectivement le modèle du gaz d'électrons libres et le modèle de Cowan. Le modèle du gaz d'électrons libres étant valide pour n'importe quel degré de dégénérescence et le modèle de Cowan ne prenant pas en compte la dégénérescence des ions, il apparaît qu'ils sont adaptés, du point de vue de la dégénérescence, pour la description de la transition solide-plasma.

Paramètre de couplage

Le paramètre de couplage mesure le rapport entre l'énergie thermique et l'énergie d'interaction coulombienne. On définit ainsi le paramètre de couplage Γ_α de l'espèce α de la manière suivante :

$$\Gamma_\alpha = \frac{2q_\alpha^2}{3k_B T_\alpha} \left(\frac{4\pi n_\alpha}{3} \right)^{1/3} \quad (3.44)$$

qui dépend de sa charge q_α , de sa température T_α et de sa densité n_α . Si $\Gamma_\alpha \ll 1$, alors l'énergie thermique est très grande devant l'énergie d'interaction. On dit alors que l'espèce α est faiblement corrélée et se rapproche ainsi d'un gaz parfait. Si $\Gamma_\alpha \gg 1$, alors l'énergie thermique est très petite devant l'énergie d'interaction. On dit alors que l'espèce α est fortement corrélée et les interactions entre particules doivent alors

être prises en compte, notamment dans les équations d'état.

La Figure 3.28 montre l'évolution des paramètres de couplage pour les électrons et les ions au cours de la transition solide-plasma. Comme précédemment, l'évolution du paramètre de couplage pour les ions n'est montrée que pour $t > 50$ ps. La dépendance en température et en densité du paramètre de couplage étant sensiblement la même que celle du degré de dégénérescence, à savoir croissant avec la densité et décroissant avec la température, les paramètres de couplage des électrons et des ions présentent les mêmes comportements que les degrés de dégénérescence. Le paramètre de couplage des électrons augmente $t < 50$ ps car la densité électronique augmente puis il diminue pour $t > 50$ ps car la température des électrons augmente. De même, le paramètre de couplage des ions diminue globalement pour $t > 50$ ps car la température du système réseau-ion augmente. Il apparaît alors que les électrons comme les ions sont moyennement corrélés avec un paramètre de couplage qui se situe entre 10^{-2} et 10^2 . Les interactions entre particules sont prises en compte dans le modèle de Cowan, au travers de la température T_m définie par l'équation (2.84) qui traduit les interactions coulombiennes mais les interactions entre électrons ne sont pas prises en compte dans le modèle du gaz d'électrons libres. Ainsi, le modèle de Cowan est un modèle adapté à la transition solide-plasma pour les équations d'état des ions. Une équation d'état prenant en compte à la fois l'interaction des électrons et leur dégénérescence semblerait une meilleure équation d'état pour les électrons que celle obtenue dans le modèle du gaz d'électrons libres. Cependant, comme le

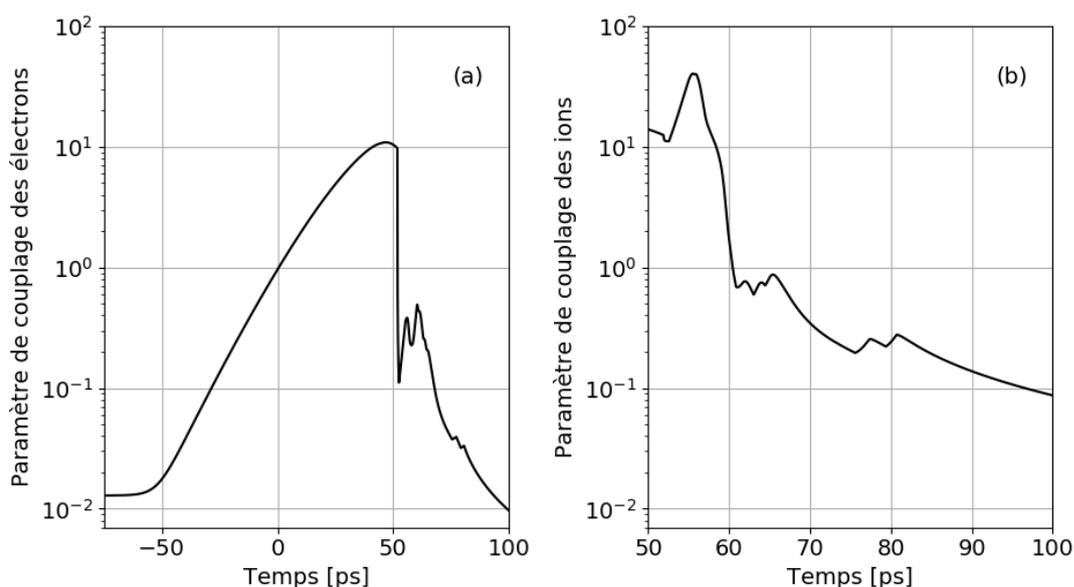


FIGURE 3.28 – Evolution temporelle des paramètres de couplage pour (a) les électrons et (b) les ions au cours de la transition solide-plasma.

paramètre de couplage des électrons est au maximum de 10 environ, on s'attend seulement à une légère correction.

Influence de l'écrantage

On vient de voir que l'interaction entre particule était importante à prendre en compte. Lors de l'évaluation du logarithme coulombien, nous avons effectivement tenu compte du caractère à longue distance de l'interaction électron-ion non pas avec le potentiel coulombien mais avec le potentiel de Debye-Hückel en justifiant que le plasma étant dense, l'écrantage pouvait être important. Nous allons dans ce paragraphe discuter l'importance de l'écrantage. Pour cela, il suffit de comparer la longueur de Debye λ_D définie par l'équation (3.21) au rayon de Wigner-Seitz r_s défini, pour les électrons, par :

$$r_e = \left(\frac{3}{4\pi n_e} \right)^{1/3} \quad (3.45)$$

caractérisant la distance entre électrons.

La Figure 3.29 montre l'évolution du rapport r_s/λ_D au cours de la transition solide-plasma. Là encore, le rapport r_s/λ_D présente les mêmes dépendances en température et en densité que le paramètre de couplage et de le degré de dégénérescence

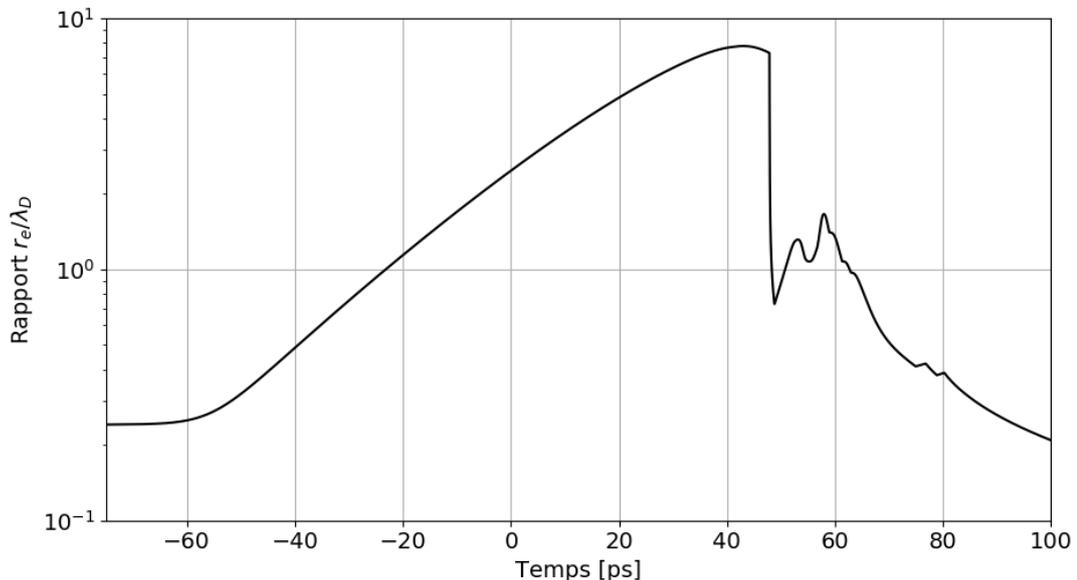


FIGURE 3.29 – Evolution temporelle du rapport r_e/λ_D représentant le rapport entre le rayon de Wigner-Seitz des électrons et la longueur de Debye au cours de la transition solide-plasma.

et a donc un comportement similaire. Il croît pour $t < 50$ ps car la densité électronique augmente puis décroît pour $t > 50$ ps car la température augmente. Comme il évolue en 0.1 et 10, ceci implique donc que l'écrantage doit être pris en compte, au moins à titre correctif. Le logarithme coulombien utilisé et défini par l'équation (3.28) à partir d'un potentiel de Debye-Hückel semble donc adapté pour la description de la transition solide-plasma.

Influence des effets quantiques

On a vu grâce à l'évaluation du paramètre de couplage que les interactions entre particules devaient être prises en compte. Le potentiel de Debye-Hückel et le logarithme coulombien utilisé et défini par l'équation (F.5) correspondent à une description des collisions dans un cadre classique. Cependant, si le plasma est suffisamment dense et pas assez chaud induisant une distance entre électrons inférieure à la longueur de De Broglie, les effets quantiques peuvent devenir non négligeables. Dans ce cas, les collisions des électrons doivent être décrites dans un cadre quantique et non plus classique comme nous l'avons fait en modifiant alors la section efficace de collision [255]. Pour estimer l'importance des effets quantiques, nous comparons le rayon de Wigner-Seitz r_α de l'espèce α défini par l'équation (3.45) à la longueur de

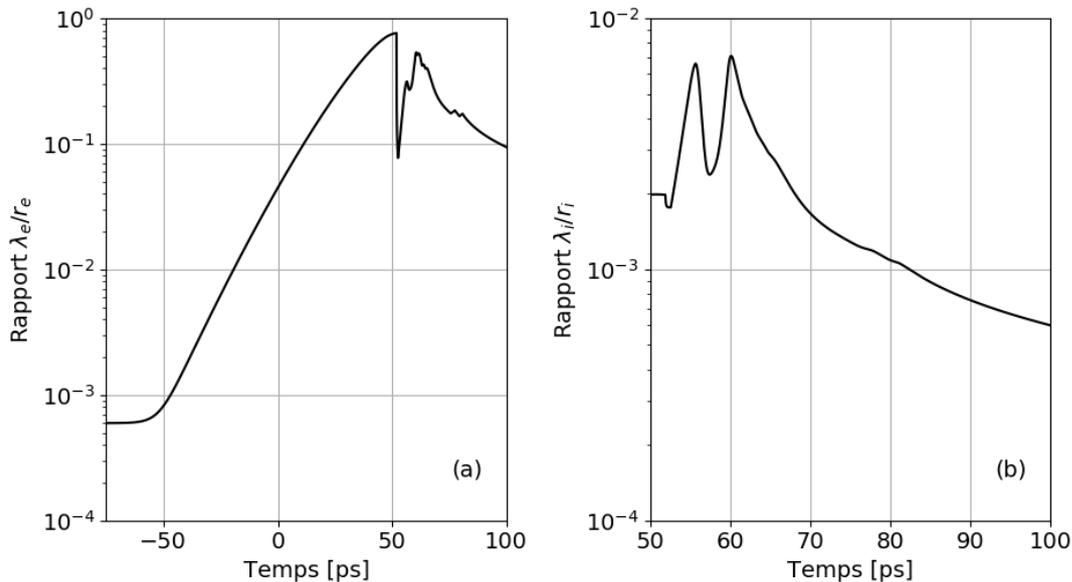


FIGURE 3.30 – Evolution temporelle du rapport λ_e/r_e et λ_i/r_i représentant le rapport entre le rayon de Wigner-Seitz et la longueur de De Broglie pour les électrons et les ions au cours de la transition solide-plasma.

De Broglie λ_α de l'espèce α définie par :

$$\lambda_\alpha = \frac{\hbar}{\sqrt{m_\alpha k_B T_\alpha}} \quad (3.46)$$

La Figure 3.30 montre l'évolution du rapport λ_α/r_α pour les électrons et les ions $\alpha = e, i$ au cours de la transition solide plasma. Une fois encore, les dépendances en température et densité étant les mêmes que précédemment, on observe un comportement similaire. Pour les ions, il apparaît qu'on a $\lambda_i \ll r_i$ tout au long de la transition solide-plasma. Ainsi les effets quantiques ne sont pas à prendre en compte pour les ions. Par contre, il apparaît que r_e peut devenir du même ordre de grandeur que λ_e pour les électrons lors de la transition solide-plasma. Une description des collisions incluant une correction permettant de considérer les effets quantiques apparaît nécessaire pour les électrons. Cependant, les effets quantiques ne jouant qu'un rôle correctif car on a toujours $\lambda_e < r_e$, on peut s'attendre à une légère modification des résultats présentés dans la Section 3.2.2.1 sans pour autant modifier les conclusions qui ont été faites.

3.2.2.6 Influence de l'hydrodynamique et de la diffusion

Dans les sections précédentes, la transition solide-plasma a été étudiée dans le détail à travers l'analyse de l'évolution temporelle de plusieurs grandeurs physiques, en particulier les densités et températures, mais toutes ces études, et les conclusions qui en ont été tirées, ont été faites en négligeant *a priori* l'hydrodynamique de l'ablateur associée à son expansion, la diffusion ambipolaire et la diffusion thermique. Dans cette section, nous allons étudier *a posteriori* l'influence de l'hydrodynamique lors de la transition solide-plasma. Pour cela, nous allons étudier les trois processus physiques suivants :

- l'expansion de l'ablateur générée par l'augmentation de la pression à la surface de l'ablateur,
- la diffusion ambipolaire associée aux flux de particules générés par les gradients de densité,
- la diffusion thermique associée aux flux de chaleur générés par les gradients de température.

Expansion du plasma

Lors de la transition solide-plasma, l'ionisation et le chauffage de l'ablateur vont conduire à une augmentation de la pression. En particulier cette augmentation de pression à la surface de l'ablateur va donner lieu à une détente ce qui va modifier

les profils spatiaux de densité et de température et donc l'absorption laser. L'expansion du plasma δx est évaluée à partir de l'intégration sur le temps de la vitesse acoustique ionique c_s [162] :

$$\delta x = \int_{t_0}^t c_s(\tau) d\tau \quad ; \quad c_s = \sqrt{\frac{\gamma_e Z k_B T_e + \gamma_i k_B T_i}{m_i}} \quad (3.47)$$

avec $t_0 = -75$ ps le temps initial et $\gamma_e = 1$ et $\gamma_i = 3$ les coefficients adiabatiques des électrons et des ions [71]. L'évolution de l'expansion de l'ablateur lors de la transition solide-plasma induite par une impulsion laser gaussienne d'une durée de 100 ps, centrée en $t = 200$ ps et d'intensité maximale de 10^{14} W.cm⁻² est montrée sur la Figure 3.31. Pour pouvoir comparer l'expansion de l'ablateur à sa taille, on considérera un ablateur de 10 μm d'épaisseur correspondant à la taille standard des ablateurs en polystyrène utilisés dans les expériences de FCI [3, 44, 256]. Deux comportements distincts peuvent être observés. Si $t < 50$ ps, le système réseau-ion reste froid et l'expansion de l'ablateur est négligeable car l'expansion est inférieure à 0.1 μm . Si $t > 50$ ps, le système réseau-ion est très rapidement chauffé et la température dépasse la centaine d'eV (voir Figure 3.11). La prise en compte de l'expansion de l'ablateur devient alors nécessaire. Lorsque $t \approx 70$ ps, instant auquel la transition solide-plasma peut être considérée comme terminée, voir Section 3.2.2.1, l'expansion de l'ablateur est de l'ordre de 1 μm , soit 10% de l'épaisseur de l'ablateur. Sur l'ensemble de la transition solide-plasma, l'expansion de l'ablateur ne dépasse

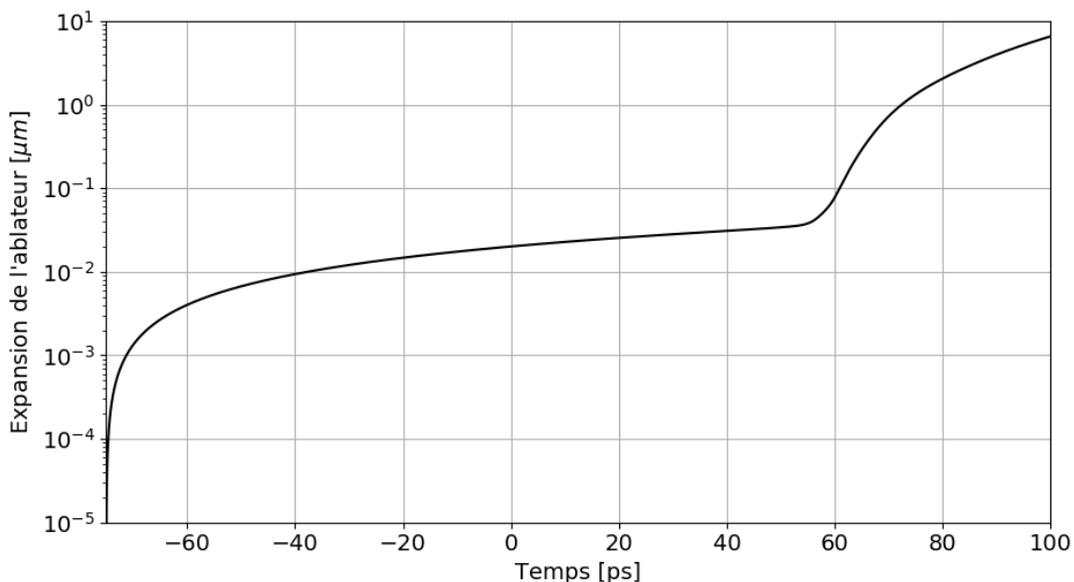


FIGURE 3.31 – Evolution de l'expansion de l'ablateur lors de la transition solide-plasma.

pas 10% de sa taille totale et on peut alors confirmer que l'expansion du plasma peut être négligée pour la modélisation de la transition solide-plasma.

Diffusion ambipolaire

Lors de la transition solide-plasma, il peut apparaître des gradients de densité où les électrons et les ions vont pouvoir migrer des zones plus denses vers les zones moins denses. Ces zones plus ou moins denses peuvent en particulier être créées par les speckles. La densité d'électrons et d'ions sera plus élevée là où l'intensité est plus élevée que là où elle est moins élevée, ce qui va créer un gradient de densité. Du fait de leur différence de masse, les électrons et les ions ne vont pas migrer à la même vitesse ce qui va induire une séparation de charges faisant alors apparaître un champ électrostatique appelé champ ambipolaire. Ce dernier va alors limiter la migration des électrons mais va également mettre en mouvement les ions afin d'assurer la quasi-neutralité. C'est la diffusion ambipolaire. Elle est caractérisée par un coefficient de diffusion D_a qui peut être exprimé sous la forme suivante [140] :

$$D_a \approx D_i \left(1 + \frac{T_e}{T_i} \right) \quad ; \quad D_i = \frac{k_B T_{il}}{m_i \nu_c} \quad (3.48)$$

avec D_i le coefficient de diffusion des ions, m_i la masse des ions et ν_c la fréquence de collision des électrons. A partir de ce coefficient de diffusion il est possible d'en déduire un temps caractéristique de diffusion ambipolaire t_a :

$$t_a = \frac{L^2}{D_a} \quad (3.49)$$

associé à une longueur caractéristique de diffusion L . La Figure 3.32 montre l'évolution de ce temps caractéristique de diffusion ambipolaire t_a au cours de la transition solide-plasma induite pour $t > 52$ ps car cette évaluation du temps caractéristique de diffusion n'est pas valable lorsque l'ablateur est du polystyrène. On a fixé $L = 1$ μm pour la longueur caractéristique car elle correspond au diamètre typique d'un *speckle*. Ceci correspond à la direction transverse par rapport à la direction de propagation du champ laser. Pour évaluer, la diffusion dans la direction longitudinale, c'est-à-dire le long de la direction de propagation du laser, la propagation doit être prise en compte. Ceci sera abordée dans la Section 4.2.1. Tout d'abord, à $t \approx 52$ ps, on a $t_a \approx 2 \times 10^9$ ps. Par continuité, on peut supposer que t_a est de l'ordre de 10^9 ps à $t \approx 50$ ps. Comme pour $t < 50$ ps, la densité d'électrons et la températures des électrons est plus faible qu'à $t \approx 50$ ps, voir Section 3.2.2.1, on peut supposer que $t_a(t < 52 \text{ ps}) > 2 \times 10^9$ ps légitimant ainsi l'hypothèse d'une diffusion négligeable lorsque l'ablateur est du polystyrène. Pour $t > 52$ ps, on observe que le temps caractéristique de diffusion ambipolaire reste très largement supérieur, au minimum

de l'ordre d'un facteur 100, au temps caractéristique de la transition solide-plasma. Au final, la diffusion ambipolaire peut être négligée sur l'ensemble de la transition solide-plasma.

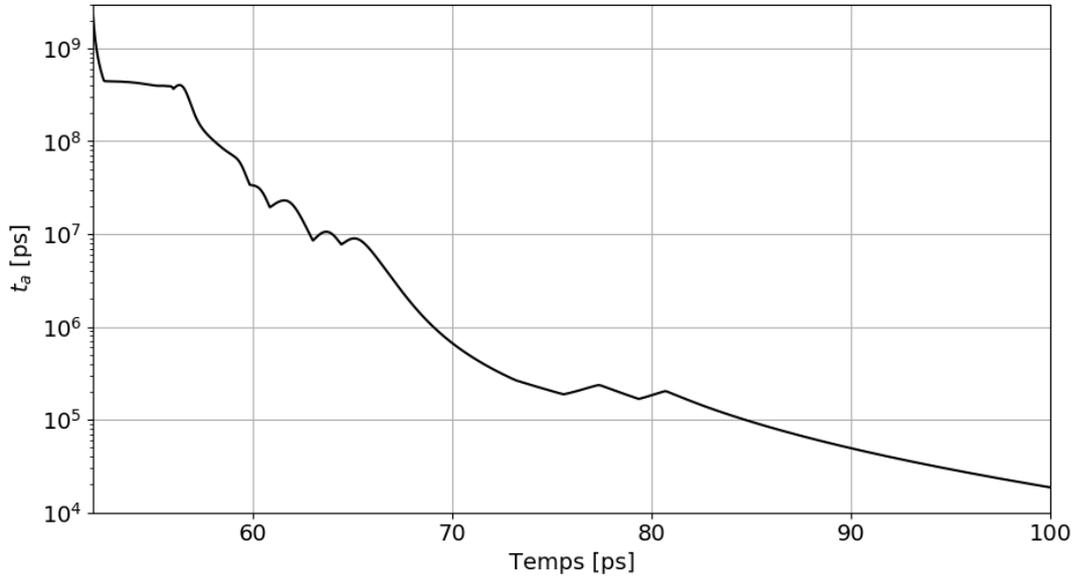


FIGURE 3.32 – Evolution du temps caractéristique de diffusion ambipolaire t_a avec une longueur caractéristique de diffusion de 1 μm au cours de la transition solide-plasma pour $t > 52$ ps.

Diffusion thermique

Lors de la transition solide-plasma il apparaît des gradients de températures générant des flux de chaleur qui vont naître principalement des collisions des électrons qui vont communiquer leur énergie de proche en proche. Étant beaucoup plus légers que le système réseau-ion, les flux de chaleur engendrés par ce dernier peuvent être supposés négligeables. Cette diffusion thermique est caractérisée par un coefficient de diffusion D_{th} défini par :

$$D_{th} = \frac{\kappa}{C_e} \quad (3.50)$$

avec C_e la capacité thermique des électrons donnée par l'équation (2.76) et κ la conductivité thermique. Dans le cas des plasmas denses, elle peut s'écrire de la manière suivante [163] :

$$\kappa = \frac{n_e k_B^2 T_e}{m_e \nu_c} A_\beta \left(\frac{\mu_e}{k_B T_e} \right) R(Z) \quad (3.51)$$

avec A_β défini de la manière suivante :

$$A_\beta(x) = \frac{20}{9} \frac{F_4(x)}{(1 + e^{-x}) F_{1/2}^2(x)} \left(1 - \frac{16F_3(x)^2}{15F_2(x)F_4(x)} \right) \quad (3.52)$$

qui s'exprime en fonction des intégrales de Fermi-Dirac F_j d'ordre j définies par l'équation (2.51). Enfin, $R(Z)$ correspond à un facteur correctif qui permet de prendre en compte les collisions électron-électron qui sont négligées dans la fréquence de collision ν_c et qui jouent un rôle important lorsque Z est petit [257] :

$$R(Z) = \frac{Z + 0.25}{Z + 4.26} \quad (3.53)$$

Cette expression a été obtenue en cherchant R sous la forme $(Z + a)/(Z + b)$ à partir des données de Spitzer & Härm [258]. Comme pour la diffusion ambipolaire, on peut alors estimer un temps caractéristique de diffusion thermique t_{th} qui est donné par :

$$t_{th} = \frac{L^2}{D_{th}} \quad (3.54)$$

associé à une longueur caractéristique de diffusion L . La Figure 3.33 montre l'évolution de ce temps caractéristique de diffusion thermique t_{th} au cours de la transition solide-plasma en prenant $L = 1 \mu\text{m}$ comme précédemment pour $t > 52 \text{ ps}$ car cette évaluation du temps de caractéristique de diffusion n'est pas valable lorsque l'abla-

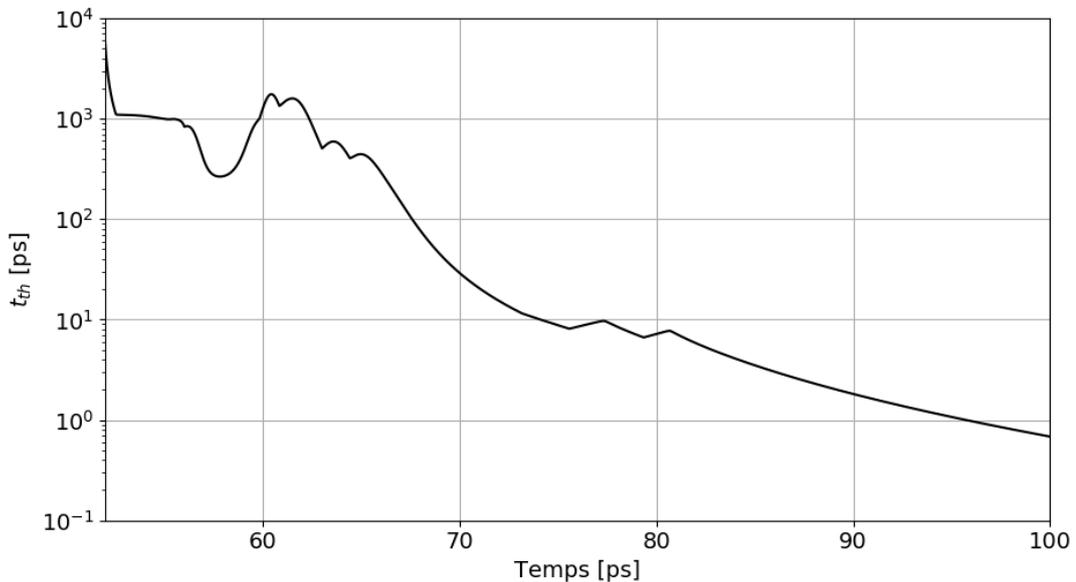


FIGURE 3.33 – Evolution du temps caractéristique de diffusion thermique t_{th} au cours de la transition solide-plasma pour une longueur caractéristique de diffusion de $1 \mu\text{m}$.

teur est du polystyrène. Tout d'abord, on observe que $t_{th} > 10^3$ ps pour $t \approx 52$ ps ce qui légitime l'hypothèse de diffusion thermique négligeable à $t < 52$ ps pour les mêmes raisons que précédemment. De plus, la température du système réseau-ion n'augmente que très peu dans cet intervalle de temps assurant une diffusion de chaleur assurée par les phonons négligeable. Pour $t > 52$ ps, le temps caractéristique devient suffisamment faible, environ 10 ps, pour t entre 70 ps et 75 ps. Or, à ce moment-là, la transition solide-plasma peut être considérée comme terminée, voir Section 3.2.2.1. Au final, la diffusion thermique peut être négligée dans la modélisation de la transition solide-plasma car elle devient non-négligeable une fois la transition solide-plasma terminée.

Pour terminer, on notera que la différence d'ordre de grandeur entre t_a et t_{th} est principalement due au fait que la diffusion ambipolaire est régie par la diffusion des ions tandis que la diffusion thermique est régie par la diffusion des électrons. Du fait de la différence de masse entre les ions et les électrons, la diffusion des ions se fera sur une échelle de temps plus lente que la diffusion des électrons. Cette remarque peut être justifiée par l'évaluation des temps de diffusion en fin de transition solide-plasma. Pour $t = 100$ ps, on a $T_e \approx T_{il}$ et $Z = 3.5$ d'après la Section 3.2.2.1. De plus, les électrons tendent vers un gaz parfait en fin de transition solide-plasma d'après la Section 3.2.2.5 ce qui donne $C_e \rightarrow 3k_B n_e / 2$ et $A_\beta (\mu_e / k_B T_e) \rightarrow 128 / 3\pi$ [163]. En partant des définitions de t_a et de t_{th} , obtient au final :

$$\frac{t_a}{t_{th}} = \frac{128}{9\pi} \frac{m_i}{m_e} R(3.5) \quad (3.55)$$

avec R définie par l'équation (3.53). D'après les Figures 3.32 et 3.33, on trouve $t_a/t_{th} \approx 27000$. Comme à la fin de la transition solide-plasma, l'ablateur est un plasma de carbone et d'hydrogène, on a $m_i = (m_C + m_H)/2$. Avec $m_C \approx 12m_H$ et $m_H \approx 1836m_e$, on obtient au final $128R(3.5)m_i/9\pi m_e \approx 26100$ en utilisant $R(3.5) \approx 0.48$ confirmant ainsi la validité de l'équation 3.55.

3.3 Synthèse

Deux modèles décrivant la transition solide-plasma, le modèle M19 que je me suis réapproprié et le modèle M21 que j'ai développé, ont été présentés dans ce chapitre. Pour ces deux modèles, la transition solide-plasma est décrite à travers l'évaluation de la dynamique électronique et du chauffage de l'ablateur. Pour le modèle M19, la dynamique électronique évalue la densité électronique dans le polystyrène et considère donc uniquement l'état solide. Pour le modèle M21, la dynamique électronique repose sur l'évaluation de la composition chimique de l'ablateur qui dépend de la température du réseau. La modélisation de la fragmentation chimique de l'ablateur fait ainsi intervenir successivement plusieurs espèces chimiques et l'évaluation de la

densité électronique est adaptée à l'espèce chimique considérée. En étudiant alors l'évolution temporelle des espèces chimiques impliqués dans la fragmentation du polystyrène, nous en avons déduit un modèle de fragmentation valable pour n'importe quel plastique. Concernant le chauffage de l'ablateur, les deux modèles reposent sur l'utilisation du modèle à deux températures où sont pris en compte l'absorption laser, le transfert thermique et la variation d'énergie associée à la variation de densité. L'absorption laser et le transfert thermique sont dus aux collisions des électrons. Le modèle M19 décrit ces collisions de manière générique tandis que le modèle M21 adapte la description des collision à la composition chimique de l'ablateur. En particulier, les collisions électron-phonon optique existant dans le polystyrène sont négligées dans le modèle M19 tandis qu'elles sont prises en compte dans le modèle M21. Enfin, la variation d'énergie associée à la variation de densité est obtenue par les équations d'état. Le modèle M19 utilise l'équation d'état du gaz parfait tandis que le modèle M21 utilise des équations d'état adaptées à la composition chimique et à l'état physique de l'ablateur.

Pour une transition solide-plasma induite par un picket gaussien d'une durée de 100 ps, ces modèles prédisent tous les deux un temps de transition entre 100 ps et 200 ps suivant l'intensité maximale du laser. Il apparaît dès lors que le temps de transition et la durée du picket sont du même ordre de grandeur. La transition solide-plasma doit donc être incluse lors de l'étude de l'interaction entre un *picket* et l'ablateur. Le modèle M21 a ensuite été comparé au cas où la transition solide-plasma de l'ablateur est négligée lorsque ce dernier se présente initialement sous la forme d'un plasma totalement ionisé. Bien que des valeurs finales identiques pour les densités et les températures aient été observées, il est apparu que l'ablateur reste transparent pendant environ 100 ps permettant au laser d'interagir avec l'ablateur en volume et d'atteindre le DT solide. Nous évaluerons cette interaction dans le chapitre suivant où la propagation du laser sera prise en compte. Dans le cas d'un plasma initial, un chauffage intervenant 50 ps plus tôt a été observé ce qui pourrait donner lieu à une expansion de l'ablateur plus précoce et des instabilités hydrodynamiques qui pourraient se développer plus tôt. Puis, afin d'étudier l'influence de la transition solide-plasma sur l'hydrodynamique ultérieure de la cible comme suggéré par des expériences, l'énergie laser absorbée par l'ablateur a été étudiée à travers l'évolution de la loi d'échelle de la pression des électrons en fonction de l'intensité laser. Il est ainsi apparu que la transition solide-plasma a effectivement une influence sur l'énergie laser absorbée du fait de l'augmentation de la densité d'électrons. Il est également apparu que c'est bien la génération d'électrons dans son ensemble, et non le mécanisme de génération comme il avait été suggéré, qui est responsable de la modification de la loi d'échelle. Enfin, les hypothèses faites lors de la construction du modèle M21 ont été testées *a posteriori* et sont apparues légitimes car vérifiées pendant une très grande majorité du temps de la transition solide-plasma.

Au final, la modélisation de la transition solide-plasma ayant pour but d'être implémentée dans un code hydrodynamique afin d'étudier directement son influence sur l'hydrodynamique ultérieure de la cible, les deux modèles peuvent être utilisés mais nécessiteront au préalable quelques modifications *a posteriori*. On a en effet observé que le modèle M19 donnait des résultats différents de ceux du modèle M21 mais les tendances étaient globalement similaires. Le modèle M21 valide donc le formalisme du modèle M19 mais ce dernier doit être modifié afin de modéliser plus précisément la transition solide-plasma. De plus, une évaluation des densités d'ions carbone et hydrogène doit être rajoutée. Le modèle M21 est actuellement demandeur en temps de calcul et doit être optimisé avant d'être implémenté dans un code hydrodynamique. En ce sens, des approximations permettant de calculer les densités directement à partir des températures ont été calculées. Ces approximations sont fournies en Annexe G.

Chapitre 4

Couplage à la propagation laser

Rien ne va plus vite que la lumière, à l'exception peut-être des mauvaises nouvelles qui obéissent à leurs lois spécifiques. Les Krafkhrizes d'Hépi-leh Psi ont certes essayé de construire des astronefs propulsés par les mauvaises nouvelles mais leur fonctionnement laissait à désirer, sans compter qu'ils étaient extrêmement mal accueillis chaque fois qu'ils débarquaient à un endroit où on ne les attendait pas vraiment.

Le guide du voyageur galactique
Douglas Adams

Sommaire

4.1	Description du couplage entre la propagation laser et le modèle M19	162
4.2	Ablateur standard	164
4.2.1	Caractérisation spatiale de la transition solide-plasma . . .	166
4.2.2	Caractérisation temporelle de la transition solide-plasma en face avant et face arrière	172
4.2.3	Réflexion, transmission, absorption	175
4.3	Mousses	178
4.3.1	Mousses régulières	179
4.3.1.1	Transmission d'une mousse	179
4.3.1.2	Influence de la taille des parois	182
4.3.1.3	Influence de la taille des pores	189
4.3.1.4	Influence de la taille totale de la mousse	191
4.3.1.5	Comparaison avec un milieu homogène	196
4.3.2	Mousses irrégulières	198
4.4	Conséquences de la transition solide-plasma de l'ablateur sur le DT solide et influence des mousses	200

4.5 Synthèse 203

Objectif et organisation du chapitre

Dans le chapitre précédent, la transition solide-plasma a été modélisée sans considérer la propagation du laser. Or, comme on l'a vu dans la Section 2.1, l'ablateur est initialement transparent et va progressivement devenir opaque au cours de la transition solide-plasma. Le laser peut donc se propager dans l'ablateur et atteindre le DT, c'est le *shinethrough*. Le but de ce chapitre est de coupler le modèle M19 à un modèle de propagation laser pour décrire la transition solide-plasma de l'ablateur en tenant compte du changement d'indice optique et de la modification de la propagation du laser. Le modèle M19 est choisi plutôt que le modèle M21 car il est peu coûteux en temps de calcul et son formalisme a été validé par le modèle M21. Ainsi, la Section 4.1 présentera la manière dont la propagation laser est couplée à la dynamique électronique et au chauffage laser afin de modéliser en une dimension la transition solide-plasma d'un ablateur possédant un indice quelconque (variable dans le temps et l'espace). La Section 4.2 présentera les résultats obtenus pour un ablateur standard. La Section 4.3 présentera les résultats obtenus dans le cas où le laser se propage dans une mousse. En effet, on a vu au début de cette thèse que les mousses étaient une solution prometteuse pour l'optimisation des cibles. Nous étudierons tout particulièrement l'influence des mousses sur le *shinethrough*. Au final, ces études sur l'ablateur standard et les mousses nous permettront de discuter des conséquences de la transition solide-plasma de l'ablateur sur le DT solide et l'influence des mousses sur ces conséquences. Cette discussion sera faite dans la Section 4.4. Pour conclure, nous dresserons dans la Section 4.5 une synthèse des résultats présentés dans ce chapitre.

4.1 Description du couplage entre la propagation laser et le modèle M19

Nous allons dans cette section présenter comment la modélisation de la propagation du laser a été couplée à la description de la transition solide-plasma. En effet, ces trois processus sont inter-dépendants. Par exemple, la densité et la température électroniques dépendent du champ laser via la photoionisation et l'absorption laser mais l'amplitude du champ laser est déterminée par la propagation qui dépend de la densité et de la température électroniques via l'indice optique. Comme la description de la propagation du laser nécessite une résolution numérique sur la dimension temporelle et sur une dimension d'espace, le modèle M21 n'est pas adapté à ce type de résolution car beaucoup trop lourd numériquement. De plus, le modèle M21 ayant confirmé les tendances prédites par le modèle M19, on suppose que ces deux modèles donnent globalement les mêmes résultats en les couplant avec la propagation. Ainsi, la dynamique électronique et le chauffage de l'ablateur sont décrits avec le modèle M19. Au final, ceci nous permet d'évaluer notamment l'évolution temporelle de la réflexion, de la transmission et de l'absorption ainsi que l'évolution spatiale et temporelle de la densité, température et pression des électrons et de la température du système réseau-ion permettant de caractériser l'évolution de l'ablateur pendant sa transition solide-plasma.

Tout d'abord, l'ablateur est discrétisé en un très grand nombre de mailles dans lesquelles la densité électronique, la température des électrons et la température du réseau (et donc par conséquent l'indice optique) sont supposées uniformes. Pour que cette hypothèse soit valide, la taille des mailles a été définie à 1 nm. Le calcul de la densité, des températures et du champ laser dans l'ablateur au cours de sa transition solide-plasma est ensuite schématisé la Figure 4.1.

Après avoir été initialisées dans chaque maille m , la densité et les températures sont utilisées pour calculer l'indice optique η_m à l'aide de l'équation (2.110) :

$$\eta_m = \sqrt{\varepsilon_{r,m} + \frac{4i\pi}{\omega_L} \sigma_m} \quad (4.1)$$

avec ω_L la fréquence du laser. La permittivité relative est évaluée de la manière suivante :

$$\varepsilon_r = \varepsilon_{PS} + (1 - \varepsilon_{PS}) \frac{n_e + n_S - |n_e - n_S|}{2n_S} \quad (4.2)$$

afin de prendre en compte sa modification pendant la transition solide-plasma avec $\varepsilon_{PS} = 2.5$ la permittivité du polystyrène et n_S la densité de molécule de styrène. On a $\varepsilon_r \rightarrow \varepsilon_{PS}$ lorsque l'ablateur est dans l'état solide et faiblement ionisé, $n_e \ll n_S$. A l'inverse, on a $\varepsilon_r \rightarrow 1$ lorsque l'ablateur est dans l'état plasma et fortement ionisé,

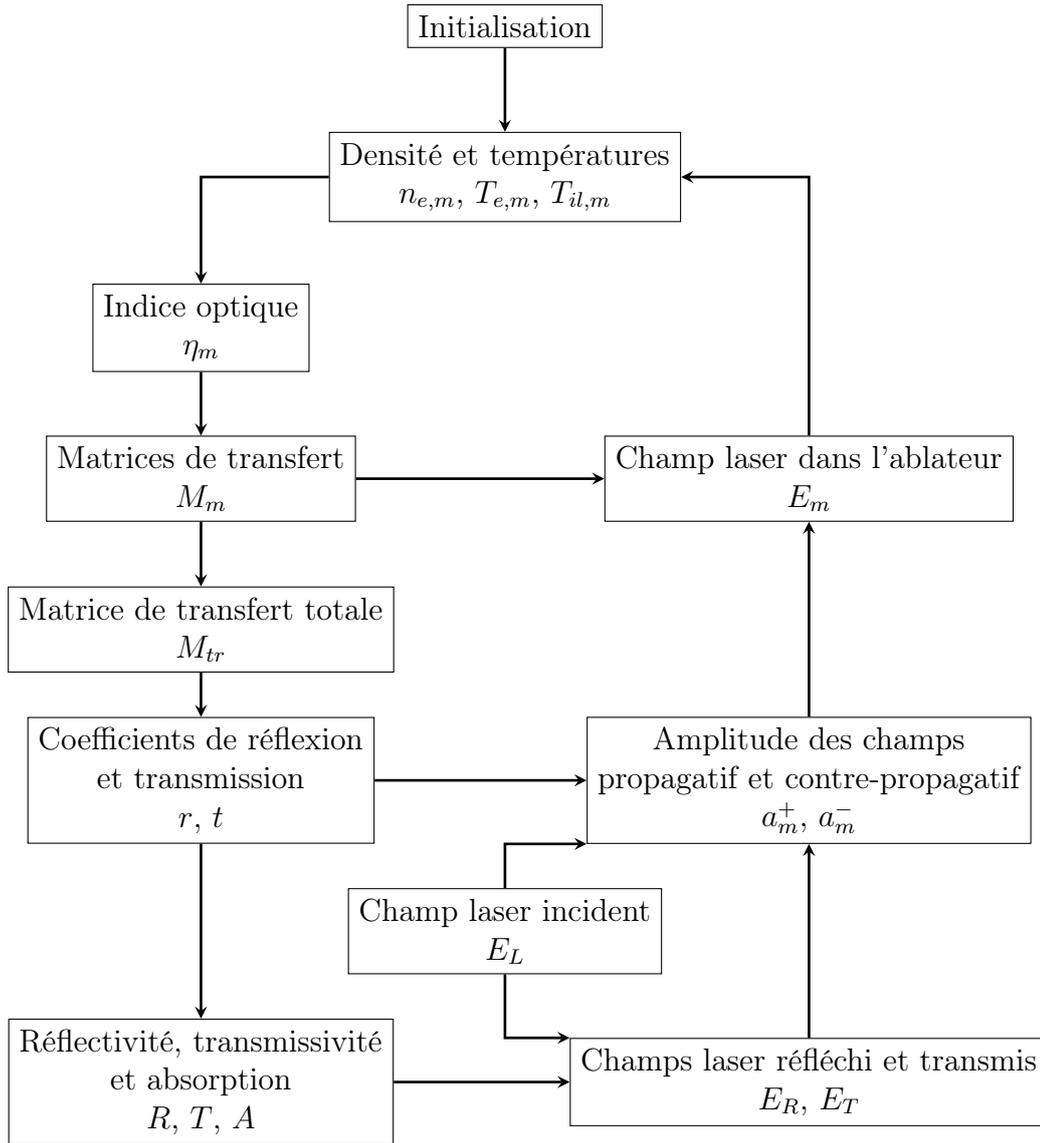


FIGURE 4.1 – Schéma du couplage entre la description de la propagation laser, de la dynamique électronique et du chauffage de l'ablateur permettant de calculer l'évolution de la densité électronique $n_{e,m}$, de la température des électrons $T_{e,m}$, de la température du système réseau-ion $T_{il,m}$ et du champ laser dans l'ablateur E_m dans chaque maille m .

$n_e \geq n_s$. La conductivité est évaluée dans le modèle du gaz d'électron libres :

$$\sigma_m = \frac{e^2 n_e}{m_e (\nu_c - i\omega_L)} \quad (4.3)$$

avec ν_c la fréquence de collisions. Connaissant l'indice optique dans chaque maille, on obtient la matrice de transfert entre deux mailles consécutives grâce à l'équation (2.130) d'où en est déduite la matrice de transfert totale grâce à l'équation

(2.132). Cette dernière nous permet alors d'obtenir les coefficients de réflexion et de transmission (2.136)-(2.138) :

$$r = \frac{M_{11}}{M_{22}} \quad (4.4)$$

$$t = M_{11} - \frac{M_{21}}{M_{22}} M_{12} \quad (4.5)$$

ce qui nous permet d'en déduire la réflectivité, la transmissivité et l'absorption grâce à l'équation (2.139) ainsi que les champs laser réfléchi et transmis grâce aux équations (2.136) et (2.137) et au champ laser incident. Connaissant alors les champs laser incident et réfléchi, on déduit ensuite les amplitudes des champs propagatif et contre-propagatif dans l'ablateur par récurrence grâce l'équation (2.129). Ceci nous permet alors de calculer le champ électrique laser dans chaque maille à l'aide de l'équation (2.119) :

$$E_m = (a_m^+ e^{ik_L \eta_m z} + a_m^- e^{-ik_L \eta_m z}) e^{-i\omega_L t} \quad (4.6)$$

Enfin, la connaissance du champ laser nous permet d'évaluer la densité électronique, la température des électrons et la température du système réseau-ion de l'ablateur à l'instant suivant. Ceci est fait en résolvant les équations (3.2)-(3.4) ainsi que les équation (3.7)-(3.8) de manière numérique grâce à la méthode de Runge-Kutta d'ordre 4 en utilisant un pas temporel de 5 fs. Enfin, dans le but d'optimiser le calcul de la propagation laser, le calcul des matrices de transfert données par l'équation (2.130) et le calcul du champ laser dans l'ablateur donné par l'équation précédente ont été parallélisés en utilisant la librairie MPI.

4.2 Ablateur standard

Nous allons dans cette section étudier la transition solide-plasma d'un ablateur standard, c'est à dire un ablateur uniquement composé de polystyrène, et entouré de vide comme illustré sur la Figure 4.2¹. On suppose un ablateur en polystyrène d'une densité $\rho = 1.1 \text{ g.cm}^{-3}$ et d'une épaisseur $h = 8 \text{ }\mu\text{m}$. Cette épaisseur est typique des cibles utilisées dans les expériences de FCI en attaque directe [261]. Les faces $z = 0$ et $z = h$ correspondent respectivement à la face avant et à la face arrière de l'ablateur. Le laser est supposé arriver depuis la gauche en se propageant vers la droite en direction de la face avant. Les champs réfléchis et transmis se propagent

1. On notera qu'ici, le champ laser transmis est supposé se propager dans le vide alors que dans une cible de FCI il se propage dans du DT solide. Ce dernier ayant un indice optique de 1.13 environ [259, 260] et donc différent de celui du vide, la transmission sera modifiée (de même que la réflexion et l'absorption). Cependant, on supposera que ces modifications ne changeront pas les conclusions générales qui seront dressées dans cette section.

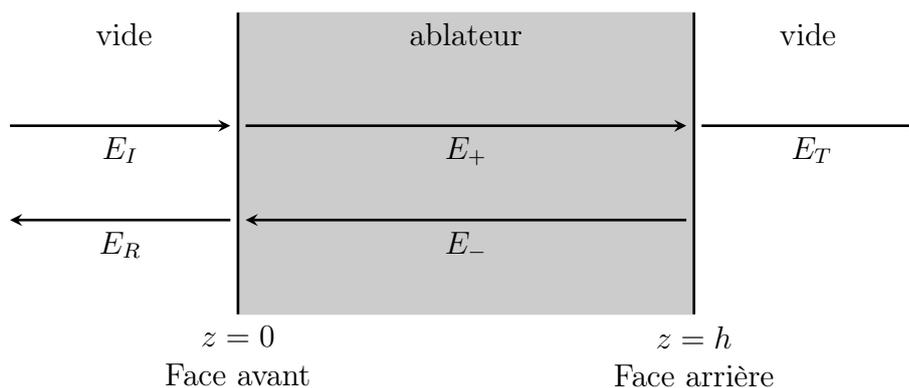


FIGURE 4.2 – Schéma de l'ablateur illustrant les faces avant et arrière. Le champ E_L correspond au champ laser incident et les champs E_+ et E_- correspondent respectivement aux champs laser propagatif et contre-propagatif dans l'ablateur.

alors respectivement vers la gauche depuis la face avant et vers la droite depuis la face arrière. On définit ainsi :

$$I_I = \frac{1}{2} c \epsilon_0 E_I^2 \quad (4.7)$$

$$I_R = \frac{1}{2} c \epsilon_0 E_R^2 \quad (4.8)$$

$$I_T = \frac{1}{2} c \epsilon_0 E_T^2 \quad (4.9)$$

les intensités laser incidente I_I , réfléchie I_R et transmise I_T en fonction des champs laser incident E_I , réfléchi E_R et transmis E_T illustrés sur la Figure 4.2. On suppose que la transition solide-plasma est induite par le même faisceau laser que celui considéré lors de l'étude des modèles M19 et M21 dans les Sections 3.1 et 3.2. L'intensité I_I possède donc un profil temporel gaussien donné l'équation par (3.13) d'une durée $\tau = 100$ ps et d'intensité maximale $I_{max} = 10^{14}$ W.cm⁻² atteinte en $t_{max} = 200$ ps. On suppose que la température initiale des électrons et du système réseau-ion est la même $T_e(z, t = 0) = T_{il}(z, t = 0) = 300$ K et la densité électronique initiale est $n_e(z, t = 0) = 10^{10}$ cm⁻³. Nous allons tout d'abord étudier l'évolution spatiale de l'intensité laser, de l'indice optique, de la densité électronique et des températures des électrons et du système réseau-ion dans la Section 4.2.1 afin d'étudier comment le laser se propage dans l'ablateur pendant la transition solide-plasma et comment cette dernière a lieu en fonction de la profondeur. Nous étudierons ensuite l'évolution temporelle de l'intensité laser, de la densité électronique, de la pression électronique et des températures en face avant et face arrière de l'ablateur dans la Section 4.2.2 dans le but notamment de caractériser le shinethrough. Enfin, nous étudierons la réflexion, la transmission et l'absorption de l'ablateur dans la Section 4.2.3.

Nous présenterons l'évolution de l'intensité laser, de la densité électronique, de la

température électronique, de la température du système réseau-ion, de la pression totale et de l'indice optique en fonction de l'espace dans la Section 4.2.1 puis en fonction du temps dans la Section 4.2.2. Enfin, nous présenterons l'évolution temporelle de la réflexion, de la transmission et de l'absorption ainsi que de l'intensité et de la fluence réfléchies, transmises et absorbées dans la Section 4.2.3.

4.2.1 Caractérisation spatiale de la transition solide-plasma

Dans cette section, nous allons caractériser l'évolution spatiale de l'intensité laser, de l'indice optique, de la densité d'électrons ainsi que de la température des électrons et du système réseau-ion à différents instants pertinents pour la transition solide plasma (voir Figure 3.3) :

- $t = -50$ ps : l'ablateur est transparent et le laser se propage dans l'ablateur sans être absorbé
- $t = 60$ ps : la densité électronique devient proche de la densité critique, $n_e \approx n_{cr}/10$, et le laser se propage dans l'ablateur en étant faiblement absorbé
- $t = 100$ ps : la densité électronique est plus grande que la densité critique, l'ablateur est donc opaque et le laser se propage dans l'ablateur en étant fortement absorbé

La Figure 4.3 montre l'évolution spatiale de l'intensité laser, de l'indice optique, de la densité électronique et des températures à $t = -50$ ps. On voit ainsi que l'intensité laser présente un profil oscillant dans l'ablateur. Comme vu dans la Section 2.4.6, ceci est dû aux interférences entre les champs propagatifs et les champs contre-propagatifs. Les champs sont déphasés à cause des réflexions en face avant et en face arrière et interfèrent alors entre eux d'où il en résulte une intensité oscillante dans l'ablateur. On en déduit ainsi d'après la Section 2.4.6 et l'équation (2.146) que la longueur caractéristique λ_{osc} de ces oscillations est :

$$\lambda_{osc} = \frac{\lambda_L}{2n_{PS}} \approx 111 \text{ nm} \quad (4.10)$$

avec $n_{PS} = \sqrt{2.5} \approx 1.58$ et $\lambda_L = 351$ nm. Ce profil oscillant pour l'intensité se retrouve également dans le profil de densité électronique. Là où l'intensité laser est plus élevée, la photoionisation sera plus importante donnant lieu à une plus grande génération d'électrons. De même, on retrouve ce profil oscillant pour la température des électrons, où on a $T_e < T_{il}$ comme on l'a vu dans la Section 3.1.2.1. Un laser plus intense conduira à un chauffage plus important. La température du système réseau-ion reste cependant constante car les électrons ne sont pas suffisamment chauds pour pouvoir chauffer significativement le système réseau-ion. On notera que ces variations spatiales pour la densité et la température des électrons peuvent être

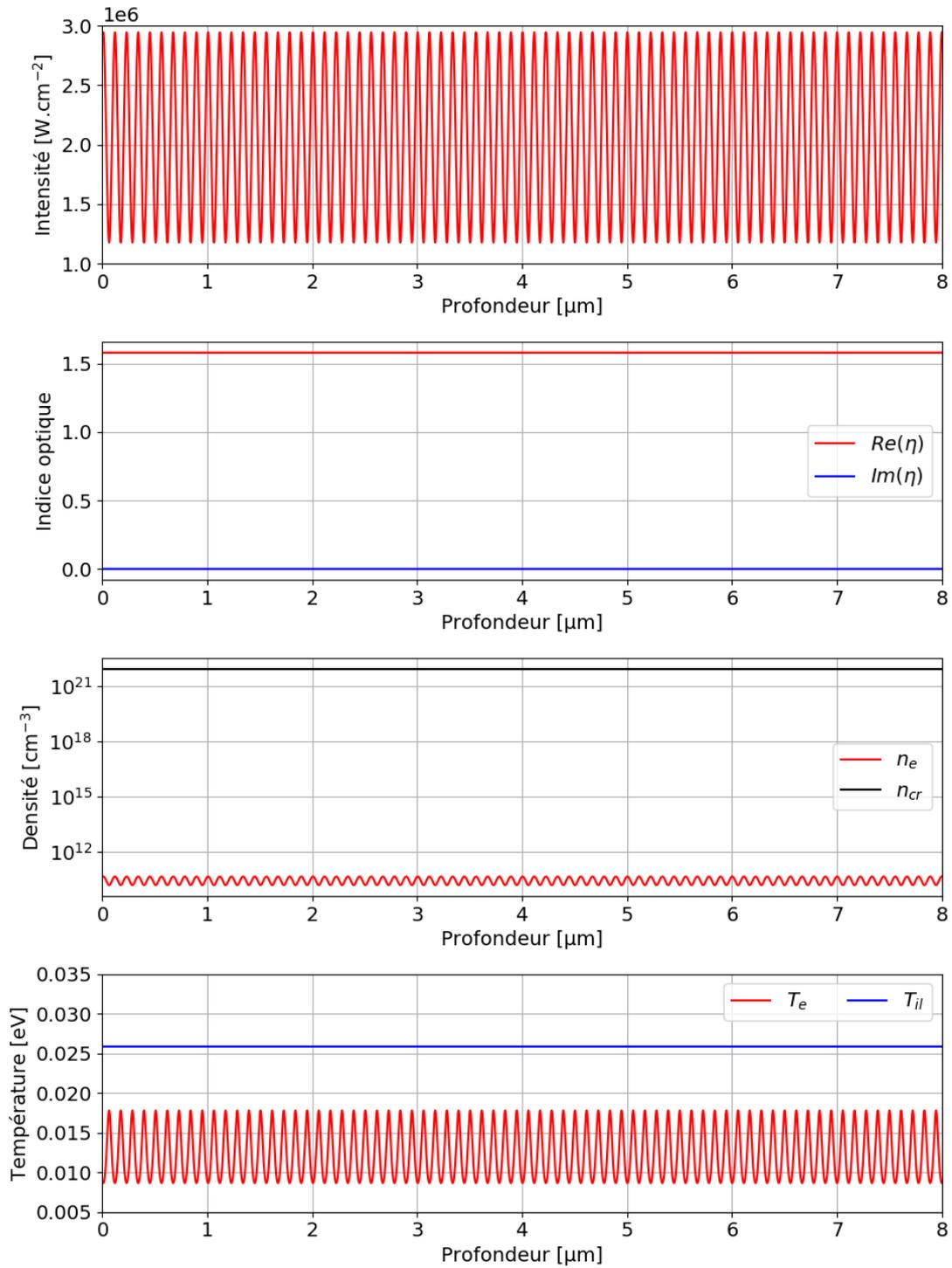


FIGURE 4.3 – Evolution spatiale de l'intensité laser, de la partie réelle et imaginaire de l'indice optique, de la densité électronique et de la température des électrons et du système réseau-ion dans l'ablateur pour $t = -50$ ps. La densité critique est donnée à titre de comparaison.

lissées par diffusion. Cette diffusion n'a pas été prise en compte et son influence sera discutée à la fin de cette section. Enfin, les parties réelle et imaginaire de l'indice optique restent également constantes. Le laser n'est pas suffisamment intense pour modifier de façon significative l'indice optique de l'ablateur. Bien que le laser soit suffisamment intense pour générer des électrons libres, la densité électronique reste très faible, $n_e < 10^{11} \text{ cm}^{-3}$ et donc très petite devant la densité critique.

La Figure 4.4 montre l'évolution spatiale de l'intensité laser, de l'indice optique, de la densité électronique et des températures à $t = 60 \text{ ps}$. On remarque que comme au début de la transition solide-plasma, l'intensité laser, la densité électronique et la température des électrons présentent un profil spatial oscillant mais c'est également le cas de la température du système réseau-ion et de la partie réelle de l'indice optique. Pour la température du système réseau-ion, ceci est dû au fait que la température des électrons est suffisamment élevée pour donner lieu à un chauffage efficace du système réseau-ion qui voit sa température admettre également un profil oscillant. Pour l'indice optique, ceci est dû à la densité électronique qui est suffisamment importante pour le modifier de manière significative. Cependant, contrairement au début de la transition solide-plasma, on remarque que l'amplitude des oscillations pour ces quantités n'est pas constante mais décroissante. Ceci est dû au fait que la densité électronique devient comparable à la densité critique, $n_e \approx 15\%n_{cr}$, donnant lieu à une absorption significative de l'énergie laser. Ceci se voit à travers la baisse de l'intensité laser dans l'ablateur. Le laser se propageant, son énergie diminue et donc avec lui l'efficacité de la photoionisation et du chauffage. Enfin, les grandes oscillations d'intensité laser apparaissant pour $z < 1 \text{ }\mu\text{m}$ sont dues aux variations d'indice optique pouvant alors permettre de considérer l'ablateur comme un milieu analogue à un réseau de Bragg.

La Figure 4.5 montre l'évolution spatiale de l'intensité laser, de l'indice optique, de la densité électronique et des températures à $t = 100 \text{ ps}$, c'est à dire à la fin de la transition solide-plasma. Comme pour le cas précédent, on observe un profil spatial oscillant pour l'intensité laser, la densité électronique et les températures dont l'amplitude diminue avec la profondeur. Cependant, la diminution de l'amplitude est beaucoup plus forte que précédemment à la surface de l'ablateur, c'est-à-dire dans la première centaine de nanomètres. A cet endroit, la densité électronique est supérieure à la densité critique. Il y a alors une forte absorption laser en surface ce qui est confirmé par le fait que $\text{Im}(\eta)$ est positif en surface ($\text{Im}(\eta) \approx 1.5$ en $z = 0$). Etant donnée la valeur de $\text{Im}(\eta)$, on peut alors en déduire l'épaisseur de peau λ_p qui définit la longueur caractéristique d'absorption du laser. Etant définie par :

$$\lambda_p = \frac{\lambda_L}{4\pi \text{Im}(\eta)} \quad (4.11)$$

on trouve ainsi $\lambda_p \approx 18 \text{ nm}$ avec $\lambda_L = 351 \text{ nm}$ et $\text{Im}(\eta) \approx 1.52$ correspondant

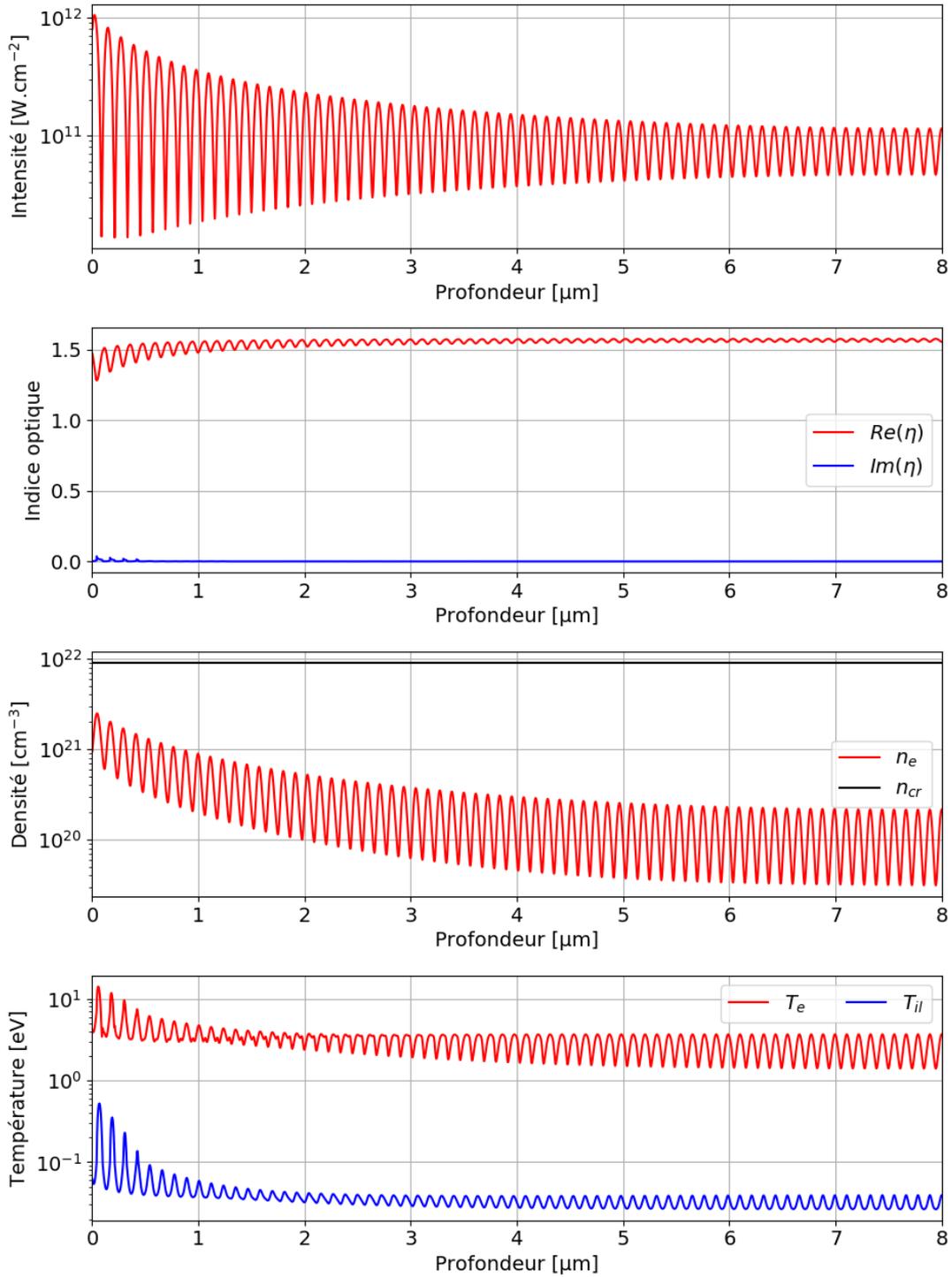


FIGURE 4.4 – Evolution spatiale de l'intensité laser, de la partie réelle et imaginaire de l'indice optique, de la densité électronique et de la température des électrons et du système réseau-ion dans l'ablateur pour $t = 60$ ps. La densité critique est donnée à titre de comparaison.

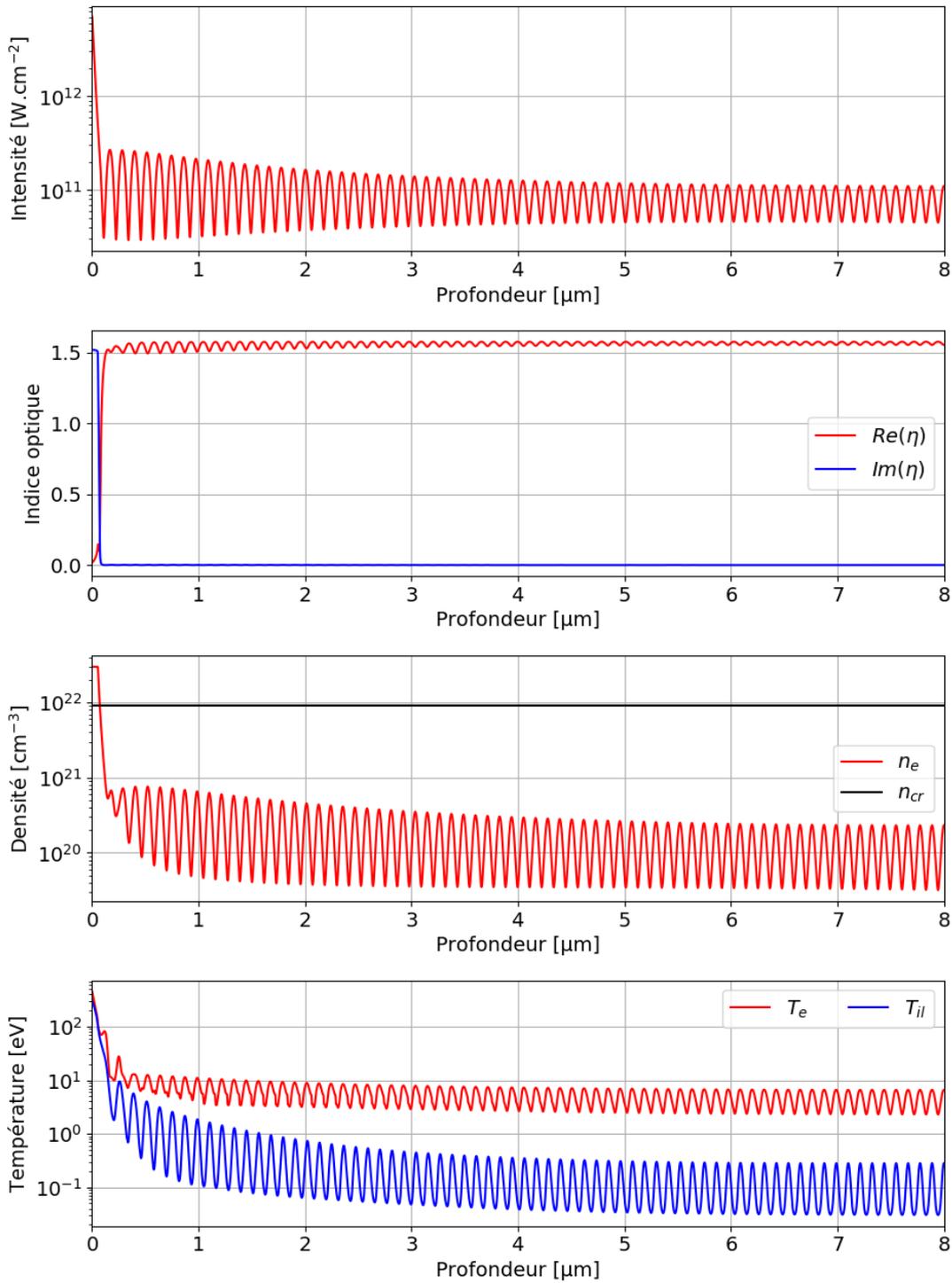


FIGURE 4.5 – Evolution spatiale de l'intensité laser, de la partie réelle et imaginaire de l'indice optique, de la densité électronique et de la température des électrons et du système réseau-ion dans l'ablateur pour $t = 100$ ps. La densité critique est donnée à titre de comparaison.

à la valeur de la partie imaginaire de l'indice optique à la surface, en $z = 0$. En considérant la densité électronique, on observe qu'elle reste supérieure à la densité critique sur une épaisseur d'environ 70 nm. Bien que du même ordre de grandeur, l'écart entre ces deux grandeurs vient du fait qu'elles ne sont pas définies de la même façon. L'épaisseur de peau correspond à la distance à laquelle l'énergie laser est divisée par $\exp(-1)$ tandis que la distance $z(n_e = n_{cr})$ n'est pas définie par rapport à une diminution de l'énergie laser. Cependant, on peut déduire de ces deux grandeurs et en notant $z_{cr} = z(n_e = n_{cr})$ qu'on a :

$$\frac{I_L(z = z_{cr})}{I_L(z = 0)} = \exp\left(-\frac{z_{cr}}{\lambda_p}\right) \approx 0.02 \quad (4.12)$$

en supposant que l'énergie laser suive une loi de décroissance exponentielle, ce qu'on peut supposer vérifié au voisinage de la surface. Cela signifie donc que lorsque la densité électronique est égale à la densité critique, l'énergie laser a diminuée de 98%. A partir des courbes, on en déduit $I_L(z = 0) \approx 7 \times 10^{12} \text{ W.cm}^{-2}$ et $I_L(z = z_{cr}) < 10^{11} \text{ W.cm}^{-2}$ ce qui confirme bien que l'intensité laser est majoritairement absorbée là où la densité est supérieure ou égale à la densité critique. Enfin, comme on a z_{cr} qui est très petit devant la taille de l'ablateur, $h = 8 \text{ }\mu\text{m}$, on peut considérer que seule la surface de l'ablateur est dans l'état plasma. Au vu de la densité et des températures pour $z > z_{cr}$, on peut considérer que le reste de l'ablateur est dans un état tiède, T_e est de l'ordre de quelques eV et T_{il} est de l'ordre de quelques milliers de degrés en moyenne, moyennement ionisé, $n_e \approx 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ et faiblement absorbant $n_e \approx n_{cr}/100$. Il est donc dans un état relevant de la *warm dense matter*.

Au final, il apparaît que les profils sont représentés par une partie oscillante associée à une longueur caractéristique $\lambda_{osc} \approx 111 \text{ nm}$ qui est modulée par une amplitude qui présente un profil exponentiel décroissant tant que $n_e < 10\% n_{cr}$. Si $n_e > 10\% n_{cr}$, les oscillations disparaissent pour la densité et les températures qui décroissent rapidement avec la profondeur. Cependant, la longueur caractéristique de ces oscillations étant très petite, de l'ordre de la centaine de nanomètres, on peut imaginer que les diffusions ambipolaire et thermique soient importantes permettant le lissage de ces oscillations pendant la transition solide-plasma. Aussi, la Figure 4.6 montre l'évolution temporelle des temps de diffusion ambipolaire et thermique respectivement définis par les équations (3.49) et (3.54). Ces temps de diffusion sont estimés à partir des valeurs moyennes de la densité et des températures là où les oscillations sont présentes. Il apparaît alors que le temps de diffusion ambipolaire reste largement supérieur au temps de transition solide-plasma et les oscillations de densité ne pourront pas être lissées par diffusion. Concernant le temps de diffusion thermique, il est tel que la diffusion thermique peut être négligée pendant la majeure partie de la transition solide-plasma. Cependant, on peut s'attendre à un lissage des températures à la fin de la transition. On peut finalement supposer que les diffusions

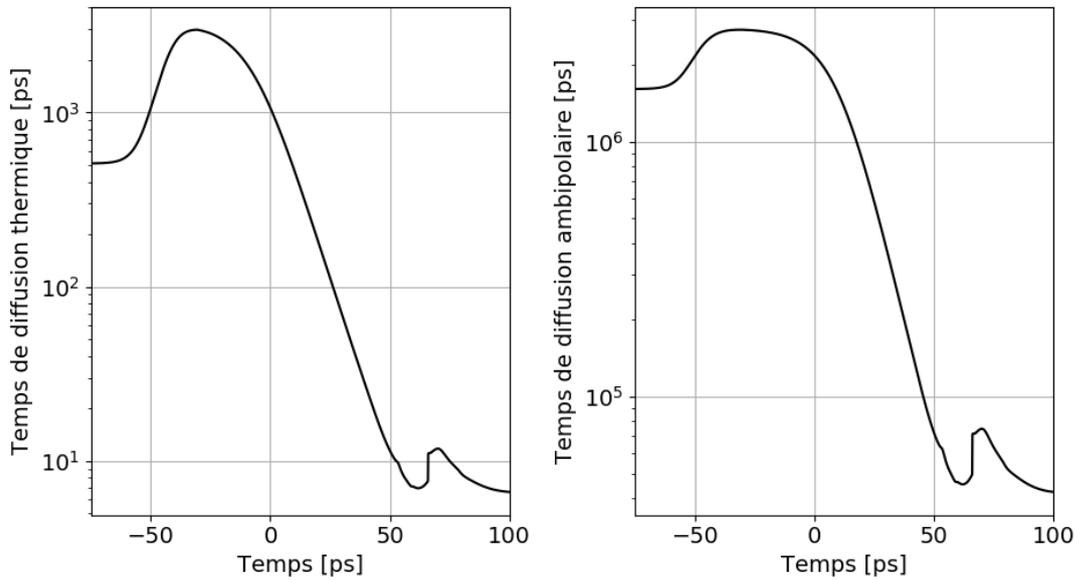


FIGURE 4.6 – Evolution temporelle des temps de diffusion ambipolaire et thermique respectivement définis par l'équation (3.49) et (3.54) en considérant une taille caractéristique de 111 nm pour les variations de densité et températures.

ambipolaire et thermique peuvent être négligées pendant la transition solide-plasma, leur prise en compte donnant lieu seulement à une correction sur les profils spatiaux de températures en fin de transition. Ainsi, comme les modulations d'intensité laser, et donc de densité et de températures, induits par les réflexions du laser à l'intérieur de l'ablateur ne seront pas lissées par les processus de diffusion, elles doivent être prises en compte. Ceci est fait en modélisant la propagation du laser avec les matrices de transfert.

4.2.2 Caractérisation temporelle de la transition solide-plasma en face avant et face arrière

Dans la section précédente, nous avons étudié l'évolution de la propagation du laser dans l'ablateur ainsi que l'ionisation et le chauffage qu'il induit. Nous allons dans cette section nous concentrer sur l'évolution temporelle de l'intensité laser, de la densité électronique, de la pression électronique et des températures des électrons et du système réseau-ion en face avant et face arrière de l'ablateur qui sont illustrées sur la Figure 4.2. On définit ainsi pour l'intensité :

$$I(z = 0) = \frac{1}{2} c \epsilon_0 [E_+(z = 0) + E_-(z = 0)]^2 \quad (4.13)$$

$$I(z = h) = \frac{1}{2} c \epsilon_0 [E_+(z = h) + E_-(z = h)]^2 \quad (4.14)$$

avec E_+ le champ propagatif et E_- le champ contre-propagatif illustrés sur la Figure 4.2.

Face avant

La Figure 4.7 montre l'évolution temporelle de l'intensité laser, de la densité, pression et température des électrons ainsi que de la température du système réseau-ion en face avant de l'ablateur. De manière générale, on remarque que les profils obtenus sont globalement similaires à ceux obtenus lorsque la propagation du laser n'est pas prise en compte, voir Section 3.1.2.1. Ceci est dû au fait que l'intensité $I(z=0)$ est globalement similaire au profil laser I_I . Les seules différences apparaissent pour $40 \text{ ps} < t < 60 \text{ ps}$ et qui sont dues à la prise en compte du champ contre-propagatif (c'est à dire le champ E_- sur la Figure 4.2 se propageant vers la face avant et résultant

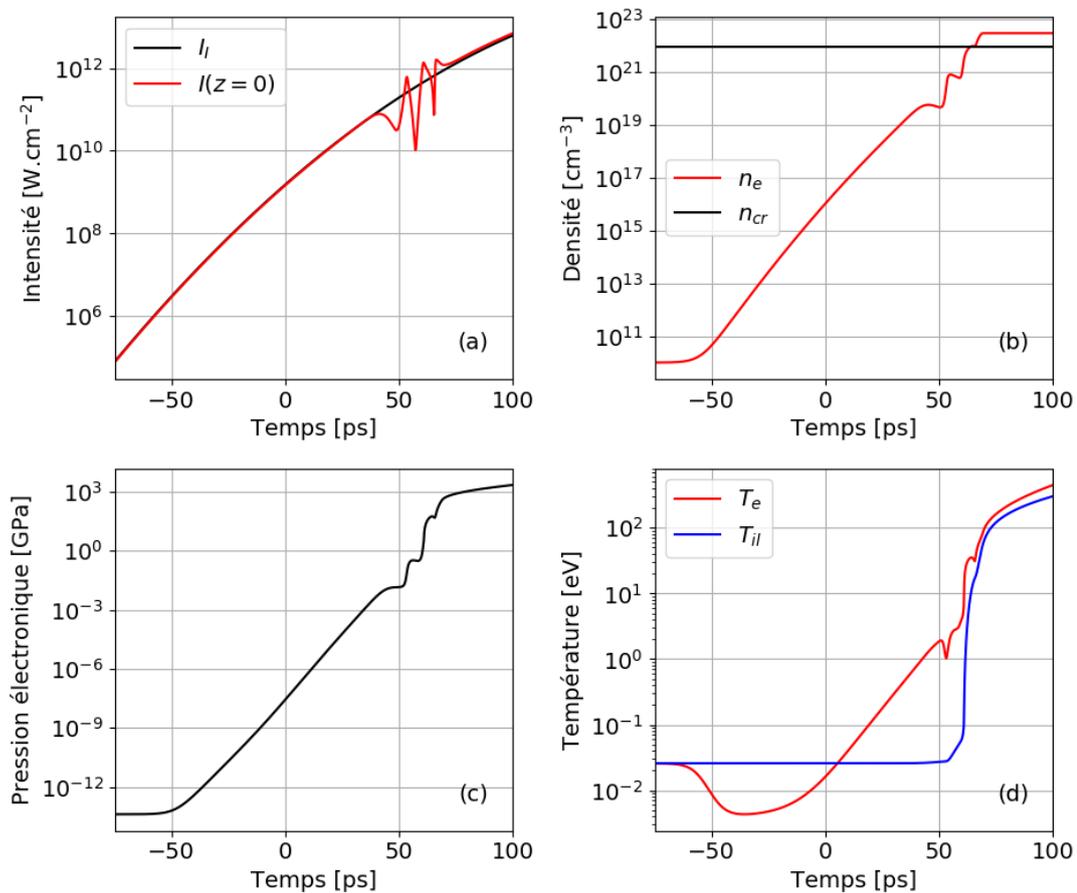


FIGURE 4.7 – Evolution temporelle (a) de l'intensité laser $I_L(z=0)$, (b) de la densité électronique n_e , (c) de la pression des électrons et (d) des températures des électrons T_e et du système réseau-ion T_{il} en face avant de l'ablateur. L'intensité laser incidente I_I et la densité critique n_{cr} sont indiquées à titre de comparaison.

tant de la réflexion du champ E_+ sur la face arrière) grâce à la modélisation de la propagation du laser. Dans cet intervalle de temps, la densité électronique est comprise entre 1% n_{cr} et n_{cr} . Le champ contre-propagatif se propage alors dans un milieu possédant un gradient de densité ce qui va alors augmenter son amplitude. Cette augmentation peut alors être suffisamment importante pour qu'on ait $I(z = 0) > I_I$ à certains moments. Cette modification de l'intensité va en particulier modifier le profil de densité électronique. Lorsque $I(z = 0)$ augmente, la densité augmente du fait de la photoionisation induite par laser. Lorsque I_I diminue, la densité diminue légèrement à cause de la recombinaison des électrons. La pression des électrons présente alors le même comportement du fait de l'utilisation de l'équation d'état du gaz parfait où $p_e \propto n_e$. Enfin, on notera que des très grandes pressions sont obtenues à la fin de la transition solide-plasma, supérieures à 1000 GPa. Dans la réalité, ces valeurs ne sont pas atteintes car à ce moment, l'ablateur commence à se détendre amenant à une diminution de la densité et donc de la pression. Ces valeurs sont obtenues numériquement car l'hydrodynamique qui devient non négligeable en fin de transition, voir Section 3.2.2.6, n'est pas prise en compte dans la modélisation actuelle de la transition solide-plasma.

Face arrière

La Figure 4.8 montre l'évolution temporelle de l'intensité, de la densité électronique, de la température des électrons, de la température du système réseau-ion et de la pression totale en face arrière de l'ablateur, c'est à dire en $z = h$. On observe que tant que $t < 40$ ps, l'évolution de l'intensité laser, de la densité électronique, des températures et de la pression en face arrière est très semblable à l'évolution de ces grandeurs en face avant. La densité électronique étant très faible devant la densité critique, ces grandeurs évoluent de la même manière en face avant et en face arrière car l'ablateur est transparent et donc faiblement absorbant. Lorsque $t \approx 40$ ps, la densité électronique en face avant devient suffisamment proche de la densité critique, on a $n_e \approx 1\% n_{cr}$, et l'ablateur commence à devenir opaque. Pour $t > 40$ ps, la densité électronique se rapproche de la densité critique puis la dépasse, voir Figure 4.7. Une fine couche où la densité est surcritique va se former dont la taille va augmenter au fur et à mesure que l'intensité laser incidente augmente (elle atteint 70 nm d'épaisseur pour $t = 100$ ps d'après la Figure 4.5). Cette fine couche surcritique va alors absorber de plus en plus le laser, et comme l'intensité laser incidente augmente, il apparaît que l'intensité transmise par cette couche surcritique et arrivant en face arrière reste constante, de l'ordre de 10^{11} W.cm⁻². Cette intensité transmise restant constante, la densité, la température et la pression des électrons restent constantes également. La température du système réseau-ion continuera elle à augmenter à cause du transfert d'énergie des électrons vers le système réseau-ion.

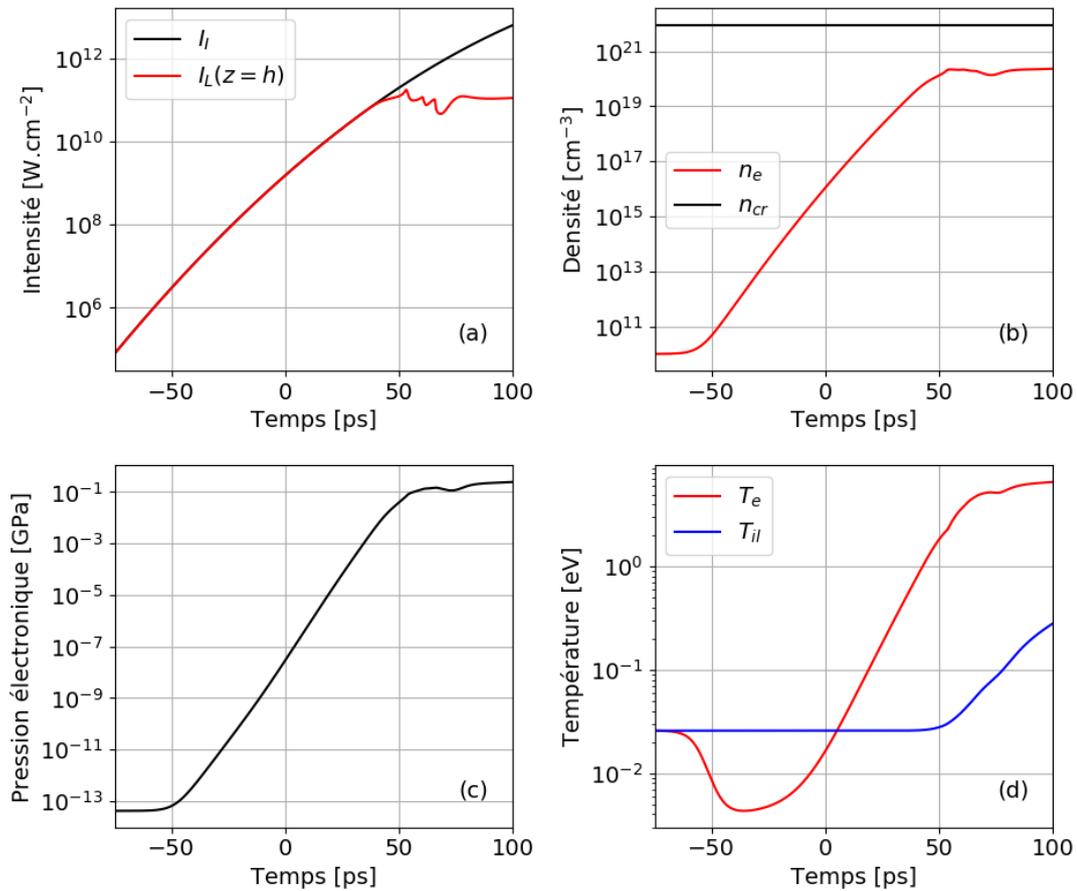


FIGURE 4.8 – Evolution temporelle (a) de l'intensité laser $I_L(z = h)$, (b) de la densité électronique n_e , (c) de la pression des électrons et (d) des températures des électrons T_e et du système réseau-ion T_{il} en face arrière de l'ablateur. L'intensité laser incidente I_I et la densité critique n_{cr} sont indiquées à titre de comparaison.

4.2.3 Réflexion, transmission, absorption

Les deux sections précédentes ont été dédiées à l'étude spatio-temporelle de la densité électronique, de la pression électronique et des températures de l'ablateur. Nous allons maintenant analyser l'évolution des propriétés optiques de l'ablateur, c'est à dire l'évolution des coefficients de réflexion, transmission et absorption ainsi que de l'intensité et de la fluence laser réfléchies, transmises et absorbées. En plus de décrire le changement progressif de l'ablateur de transparent à opaque, ceci va nous permettre d'évaluer l'intensité et la fluence laser transmise dans le DT solide et son impact sur ce dernier.

Coefficients de réflexion, transmission et absorption

La Figure 4.9 montre l'évolution temporelle des coefficients de réflexion, de transmission T et d'absorption A de l'ablateur. Au début de la transition solide-plasma, on remarque que l'ablateur est quasiment transparent. On a $R \ll 1$ et $T \approx 1$. En effet, l'ablateur ayant une taille de $8 \mu\text{m}$ et son indice optique étant $n = \sqrt{2.5} \approx 1.5811$, [157], on en déduit d'après les équations (2.139) et (2.144) une transmission initiale $T_{init} \approx 0.988$. L'ablateur continue de garder cette transmission tant que la densité électronique reste faible devant la densité critique en face avant. Entre 20 ps et 40 ps, on observe que l'ablateur devient totalement transparent avec $R = 0$ et $T = 1$. La densité électronique augmentant, la partie réelle de l'indice optique diminue et la partie imaginaire augmente. L'augmentation de la partie imaginaire étant très faible, il n'y a pas de modification significative de l'absorption de l'ablateur. Par contre, il apparaît qu'une faible diminution de la partie réelle de l'indice entraîne une augmentation notable de la transmission de l'ablateur. En effet, en considérant dans les équations (2.139) et (2.144) un indice optique de 1.58 et non plus 1.5811, la transmission de l'ablateur devient égale à 0.999. Entre 40 ps et 50 ps, la diminution de la partie réelle de l'indice optique entraîne cette fois-ci une diminution de la transmission. En effet, si on considère un indice optique de 1.57, la transmission devient égale à 0.823. En parallèle, l'augmentation de la partie imaginaire entraîne une augmentation de l'absorption qui devient non-négligeable. Entre 50 ps et 70 ps, la densité électronique devient de plus en plus proche de la densité critique en face avant, tout en y restant inférieure, voir Figure 4.7, donnant lieu à une

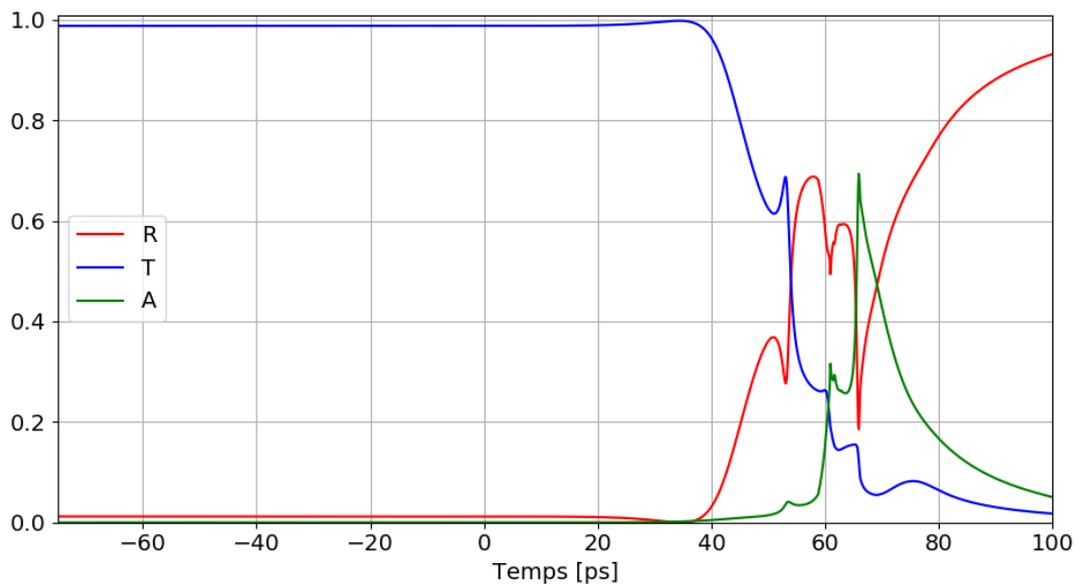


FIGURE 4.9 – Evolution temporelle des coefficients de réflexion R , de transmission T et d'absorption A de l'ablateur au cours de la transition solide-plasma.

absorption et une réflexion croissante du laser, entraînant de fait une diminution de la transmission. Vers 65 ps, l'absorption devient maximale. A ce moment là, la densité électronique est proche de la densité critique et l'énergie laser est absorbée efficacement par l'ablateur mais le laser continue de se propager dans l'ablateur car la densité électronique reste inférieure à la densité critique. L'absorption laser se fait donc en volume et est donc maximale. Pour $t > 70$ ps, la densité électronique devient sur-critique en surface et le laser est fortement atténué dans l'ablateur, voir Figure 4.5. L'absorption se fait principalement en surface et non plus en volume et diminue. La forte atténuation du laser continue de faire diminuer la transmission et la création d'une surface surcritique donne lieu à une forte réflexion.

Intensité laser réfléchie et transmise

La Figure 4.10 montre l'évolution de l'intensité laser incidente, réfléchie et transmise. Pour $t < 40$ ps, l'ablateur est presque totalement transparent. L'intensité est majoritairement transmise et l'intensité réfléchie est faible. La chute de l'intensité réfléchie pour $t \approx 35$ ps est due au fait que l'ablateur devient totalement transparent à ce moment-là comme vu précédemment. Pour $t > 40$ ps, l'ablateur devient opaque et le laser est alors majoritairement réfléchi. Comme observé sur la Figure 4.8, l'intensité transmise reste relativement constante au cours du temps, peu importe l'intensité laser incidente, d'environ 10^{11} W.cm⁻².

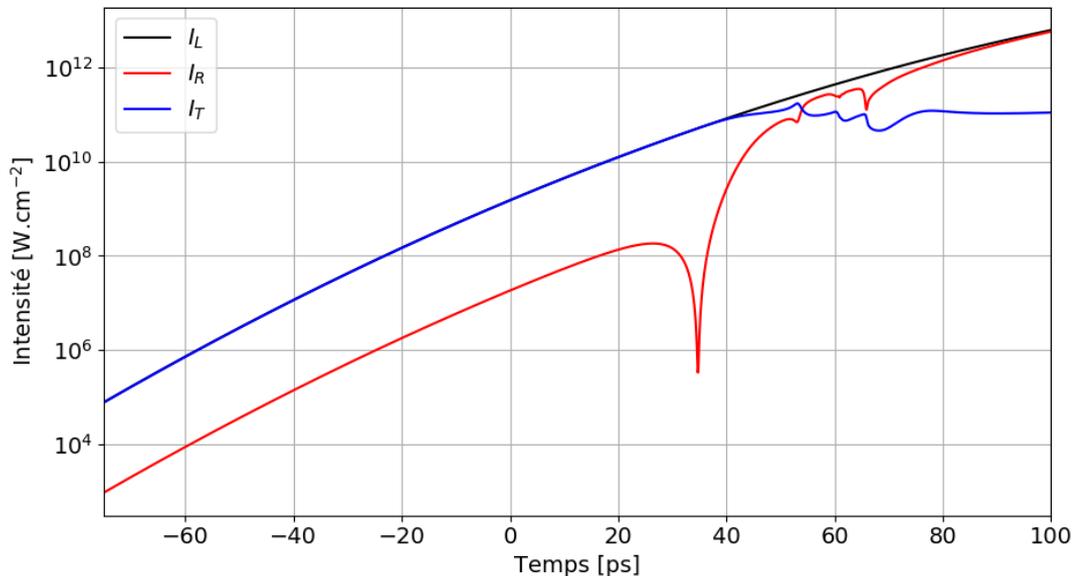


FIGURE 4.10 – Evolution temporelle de l'intensité laser incidente I_L , réfléchie I_R et transmise I_T au cours de la transition solide-plasma de l'ablateur.

Fluence laser réfléchie et transmise

La Figure 4.11 montre l'évolution de la fluence laser incidente, réfléchie, transmise et absorbée. Au début de la transition solide-plasma, bien que l'ablateur soit presque totalement transparent, le laser est tellement peu intense que la fluence laser transmise est négligeable. A la fin de la transition solide-plasma, la fluence totale du laser est d'environ 100 J.cm^{-2} répartis en 80 J.cm^{-2} réfléchis, 13 J.cm^{-2} absorbés et 7 J.cm^{-2} transmis. Il apparaît alors que la majeure partie de la fluence laser est réfléchie. En effet, lorsque l'ablateur est transparent, le laser est peu intense et la fluence transmise est donc peu élevée. Ceci s'observe à $t \approx 40 \text{ ps}$ où la fluence laser est presque totalement transmise mais elle représente seulement 1 J.cm^{-2} . Au contraire, lorsque l'ablateur est opaque du fait de l'apparition d'une surface surcritique sur la face avant, voir Section 4.2.2, la majeure partie de l'énergie laser est réfléchie. Au final, comme le laser possède un profil gaussien, la majorité de l'énergie laser arrive lorsque l'ablateur est opaque et est donc réfléchie.

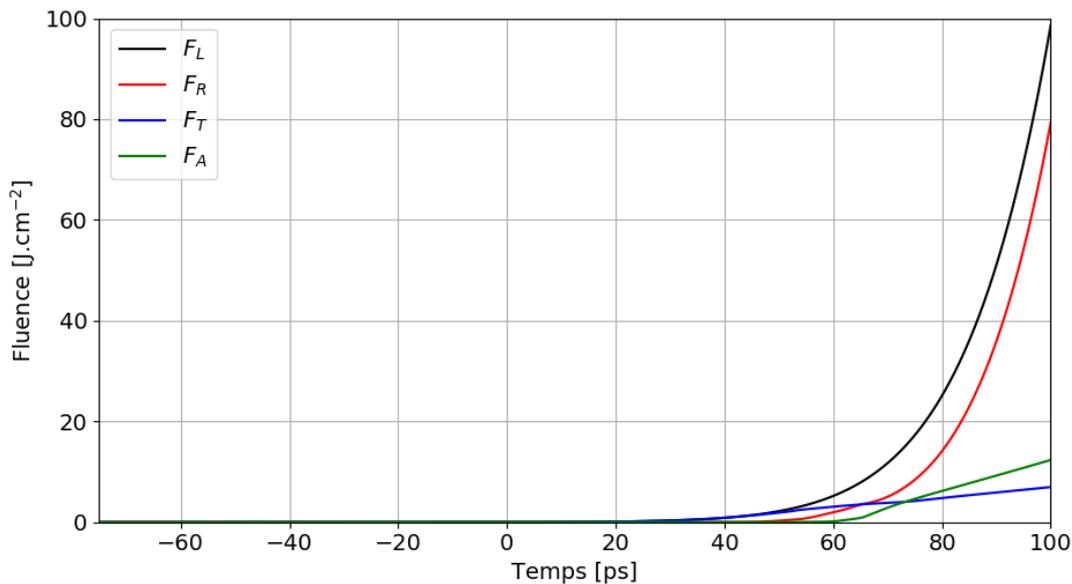


FIGURE 4.11 – Evolution temporelle de la fluence laser incidente F_L , réfléchie F_R , transmise F_T et absorbée F_A au cours de la transition solide-plasma de l'ablateur.

4.3 Mousses

Comme nous l'avons vu dans la Section 1.5.2.2, les mousses se sont révélées être une solution particulièrement efficace pour réduire l'empreinte laser. Cependant, comme la propagation laser est modélisée en une dimension, il n'est pas possible

d'étudier l'influence des mousses sur l'empreinte laser car la prise en compte des inhomogénéités d'intensité du laser nécessite une modélisation en deux dimensions. Cependant, il est possible d'étudier l'influence des mousses sur le *shinethrough*, nous verrons dans la Section 4.4 que le *shinethrough* et l'empreinte laser peuvent être liés. Ainsi, cette section est dédiée à l'étude de la transition solide-plasma dans une mousse de polystyrène dans le but d'en déduire l'influence d'un tel milieu sur le *shinethrough*. On rappelle que d'après la Figure 1.11, une mousse en polystyrène peut être considérée comme un milieu résultant d'une alternance de parois constituées de polystyrène et de pores supposés vides. Nous allons tout d'abord étudier la transition solide-plasma dans les mousses régulières, c'est à dire où toutes les parois ont la même taille et où tous les pores ont la même taille, dans la Section 4.3.1. Cependant, bien que ces études permettent une première caractérisation des mousses, elles constituent un cas idéal et ne représentent pas la réalité où les parois des mousses peuvent avoir des tailles différentes, de même pour les pores. Afin de se rapprocher d'un cas plus réaliste, nous étudierons les mousses irrégulières dans la Section 4.3.2 où les tailles des parois et des pores seront définies de manière aléatoire.

4.3.1 Mousses régulières

Dans cette section nous allons étudier la transition solide-plasma dans une mousse régulière telle que schématisée sur la Figure 4.12. Les mousses étant caractérisées par la taille des parois, la taille des pores et leur épaisseur totale, nous allons étudier la transmission initiale, c'est-à-dire avant la transition solide-plasma, en fonction de ces trois paramètres dans une telle mousse dans la Section 4.3.1.1. Puis, nous étudierons la transition solide-plasma de la mousse en fonction de la taille des parois dans la Section 4.3.1.2, en fonction de la taille des pores dans la section 4.3.1.3 et en fonction de l'épaisseur totale dans la Section 4.3.1.4. Ces études ont pour but de déterminer les mousses qui sont les plus appropriées pour minimiser voire supprimer le *shinethrough*. Enfin, nous étudierons dans la Section 4.3.1.5 les différences qui apparaissent lorsque la mousse est modélisée comme un milieu inhomogène ou homogène, c'est-à-dire lorsque la structure interne de la mousse correspondant à l'alternance de parois et de pores est prise en compte ou pas. En effet, on a vu dans la Section 1.5.2.2 que les mousses sont souvent modélisées dans les codes numériques comme un milieu homogène caractérisé par une densité effective uniforme.

4.3.1.1 Transmission d'une mousse

Dans cette section, nous allons étudier la transmission d'une mousse en polystyrène avant qu'elle ne subisse la transition solide-plasma. La transmission de la mousse est calculée à partir des équations (2.136), (2.138) et (2.139) définies en fonction de la matrice de transfert totale donnée par les équations (2.132) et (2.134)

qui caractérise la mousse illustrée sur la Figure 4.12. La matrice de transfert totale est déduite des $2N + 2$ interfaces pore-paroi (ou paroi-pore), avec N le nombre de pores, où chaque interface est caractérisée par la matrice de transfert donnée par l'équation (2.130). En effet, la théorie des matrices de transfert est particulièrement bien adaptée à la description de la propagation laser dans une mousse car elle permet de prendre en compte l'ensemble des réflexions qui ont lieu à l'intérieur au niveau des interfaces pore-paroi.

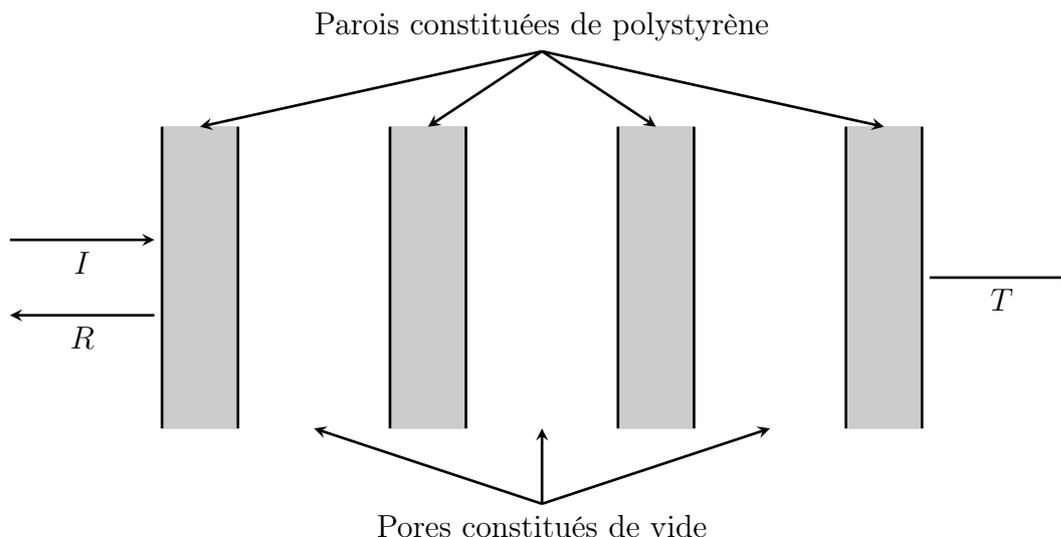


FIGURE 4.12 – Schéma d'une mousse en une dimension possédant 3 pores et 4 parois. Les faisceaux I , R et T correspondent respectivement aux faisceaux laser incident, réfléchi et transmis.

La Figure 4.13 montre l'évolution de la transmission d'une mousse en fonction de la taille des parois, de la taille des pores et du nombre de pores dans la mousse. Les tailles des parois et la taille et le nombre des pores considérés conduisent à des mousses ayant une densité allant jusqu'à 0.56 g.cm^{-3} environ (obtenue avec l'équation (1.4) en prenant $\rho_0 = 1.1 \text{ g.cm}^{-3}$ pour la densité du polystyrène) et une épaisseur allant jusqu'à $50 \mu\text{m}$ environ ce qui correspond aux caractéristiques typiques des mousses utilisées en FCI. Tout d'abord, dans le cas où il n'y a aucun pore, c'est à dire où la mousse est une seule paroi et se réduit donc à un milieu homogène, on retrouve un comportement analogue à celui observé sur la Figure 2.17. On observe pour les autres cas que la transmission possède une structure périodique caractérisée par des "îlots" où la transmission est minimale séparés par des zones où la transmission est plus grande. En particulier, il apparaît que la transmission est totale pour certaines tailles de parois indépendamment de la taille des pores. Ces tailles de parois vérifient la relation $d_{paroi} = n\lambda_L/2n_{PS}$, $n \in \mathbb{N}$, avec $\lambda_L/2n_{PS} \approx 111 \text{ nm}$ pour $\lambda_L = 351 \text{ nm}$ et $n_{PS} = \sqrt{2.5} \approx 1.58$, condition signifiant une transmission

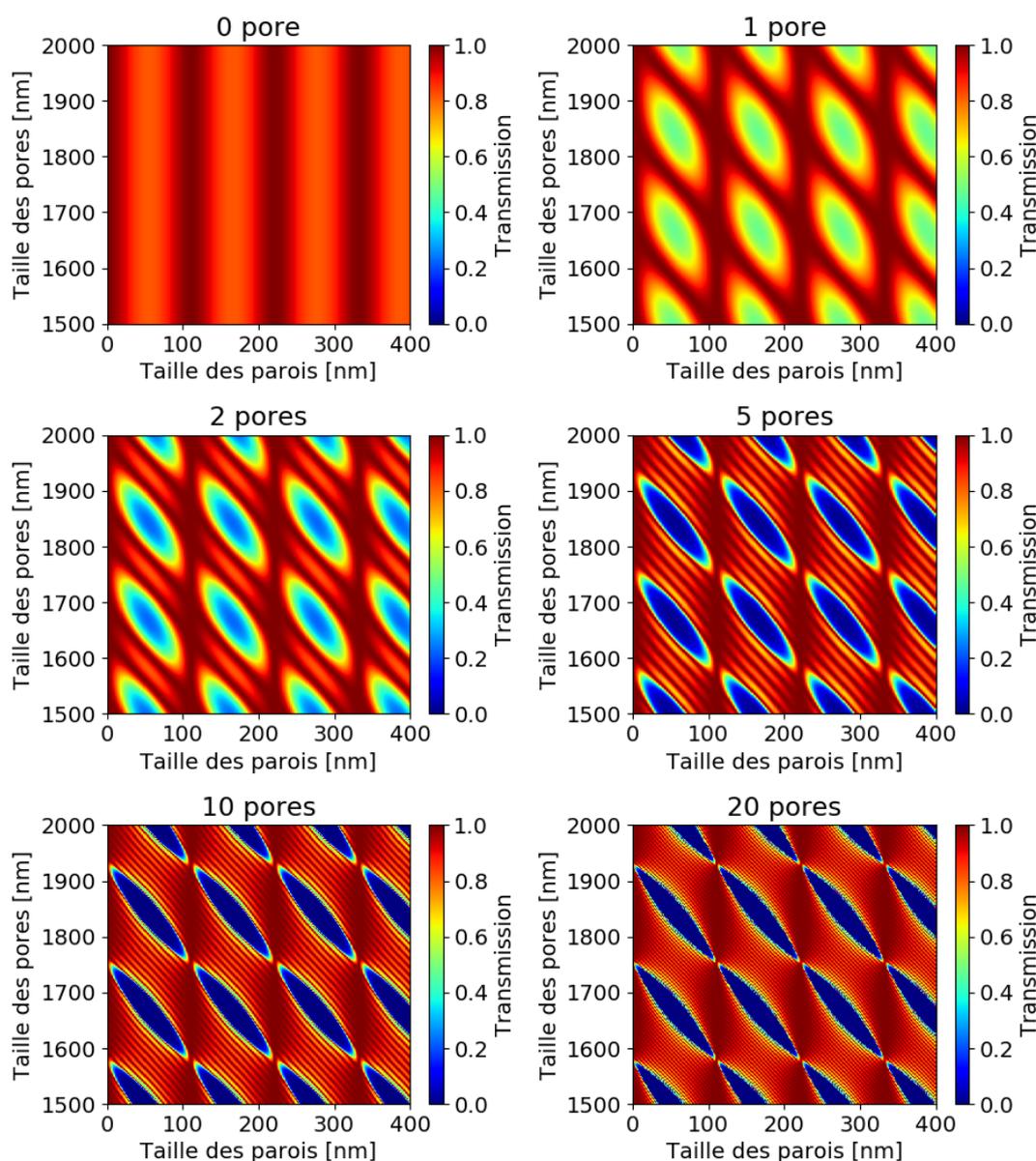


FIGURE 4.13 – Evolution de la transmission d'une mousse telle que schématisée sur la Figure 4.12 en fonction de la tailles des parois, de la taille des pores et du nombre de pores.

totale comme on a vu dans la Section 2.4.6. Ainsi, comme la transmission de chaque paroi est totale, elle ne dépend pas de la taille des pores ni du nombre de pores et de parois. Au contraire, les "îlots" vérifient en leur centre $d_{paroi} = (2n + 1)\lambda_L/4n_{PS}$ avec $n \in \mathbb{N}$ et $d_{pore} = (2p + 1)\lambda_L/4$ avec $p \in \mathbb{N}$ (les pores sont constitués de vide donc $n_{pore} = 1$), condition signifiant une transmission minimale comme on l'a vu dans la Section 2.4.6. Enfin, on observe que pour des mousses possédant plus de 5 pores, la transmission des "îlots" est quasiment nulle. Comme d'après la Figure

2.17, on avait vu que la transmission minimale d'un ablateur homogène entraîne une chute d'environ 20% par rapport à la transmission maximale, on peut supposer qu'une mousse constituée de 5 parois entraîne une chute de la transmission de 100%. Il apparaît alors qu'une mousse constituée de 5 pores, ou plus, est caractérisée par une transmission nulle.

La structure de la transmission ne sera pas détaillée davantage, notamment la forme des "îlots" ou les raies apparaissant entre les "îlots", car cela nécessiterait d'avoir une forme analytique de la transmission. Mais surtout, les conclusions pertinentes pour la réduction de l'empreinte laser peuvent d'ores et déjà être dressées. En effet, on peut conclure qu'une mousse dont la taille des parois vérifiera $d_{paroi} = (2n + 1)\lambda_L/4n_{PS}$, $n \in \mathbb{N}$, et dont la taille des pores vérifiera $d_{pore} = (2p + 1)\lambda_L/4$, $p \in \mathbb{N}$, sera appropriée pour la réduction du *shinethrough* car elle empêche la transmission du laser. Ainsi, le DT solide sera protégé du laser dès le début de l'interaction entre le laser et la cible. Au contraire, les mousses dont la taille des parois sera proportionnelle à $\lambda_L/2n_{PS}$ seront à éviter car elles maximiseront la transmission du laser dans le DT solide.

Dans la suite de cette section, nous nous concentrerons sur une mousse constituée de dix pores, dont les parois ont une taille de 170 nm et dont les pores ont une taille de 1670 nm. Cette mousse appartient à un "îlot" de transmission initiale quasiment nulle et constitue donc une mousse intéressante pour la réduction du *shinethrough*. Les études suivantes se feront à partir de ces valeurs. De plus, une telle mousse a une taille totale d'environ 18.5 μm et une masse volumique d'environ 0.3 g.cm^{-3} ce qui correspond aux valeurs standards pour les mousses utilisées en FCI.

4.3.1.2 Influence de la taille des parois

Pour étudier la transition en fonction de la taille des parois, nous considérons que cette dernière peut varier entre 30 nm et 400 nm. Nous allons d'abord présenter l'évolution temporelle de la réflexion, de la transmission et de l'absorption, puis l'évolution temporelle de la densité électronique, de la température électronique, de la pression électronique et de la température du système réseau-ion en face avant et face arrière de la mousse.

Réflexion, transmission, absorption

La Figure 4.14 montre l'évolution de la réflexion, de la transmission et de l'absorption au cours de la transition solide-plasma et en fonction de la taille des parois de la mousse. La transmission pour $t = -75$ ps, soit au début de la transition solide-plasma, est également rappelée. On observe ainsi de grosses différences au niveau de la réflexion, transmission et absorption tant que $t < 60$ ps globalement. Ceci est dû à la proportionnalité ou non entre la taille des parois et des pores de la mousse avec

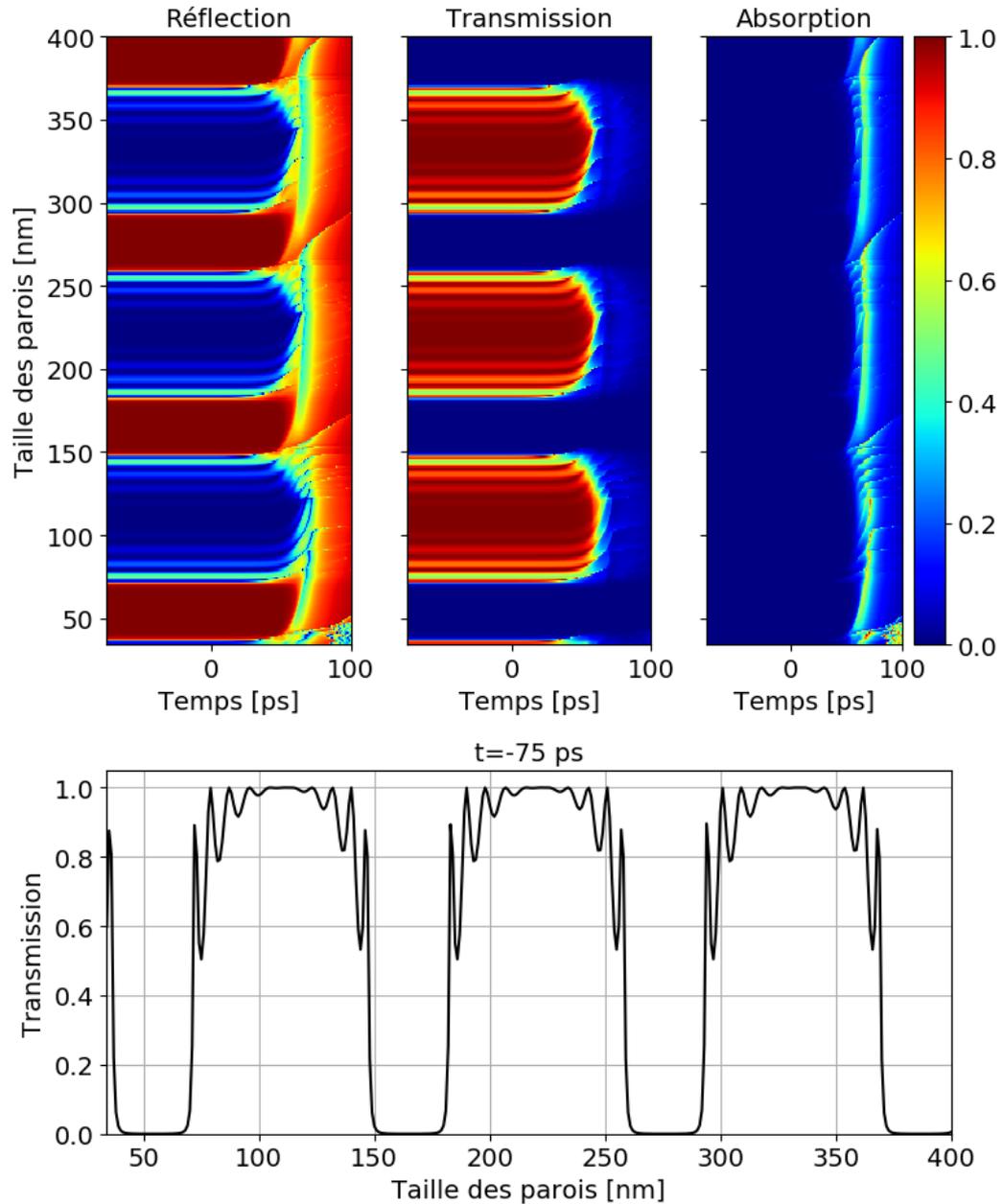


FIGURE 4.14 – Evolution de la réflexion, de la transmission et de l’absorption au cours de la transition solide-plasma et en fonction de la taille des parois de la mousse. La transmission pour $t = -75$ ps, soit au début de la transition solide-plasma, est également rappelée.

le chemin optique du laser comme on a vu dans la Section 4.3.1.1. Cependant, on observe qu'à la fin de la transition solide-plasma, pour $t = 100$ ps, la réflexion, la transmission et l'absorption sont globalement semblables et ne dépendent plus de la taille des parois. En effet, comme on va le voir, la densité électronique en face avant devient surcritique et le laser est majoritairement absorbée sur l'épaisseur de peau. Le laser ne se propage donc quasiment plus dans la mousse et la taille des parois n'a plus d'influence. Il apparaît ainsi que toutes les mousses deviennent opaques à la fin de la transition solide-plasma.

Densité, température, pression électroniques et température du système réseau-ion.

Les Figures 4.15, 4.16, 4.17 et 4.18 présentent respectivement l'évolution de la densité électronique, de la température électronique, de la pression électronique et de la température du système réseau-ion, chacune en face avant et face arrière de la mousse au cours de sa transition solide-plasma et en fonction de la taille de ses parois. A chaque fois, l'évolution de ces grandeurs en fonction de la taille des parois à la fin de la transition solide-plasma est également montrée.

Concernant l'évolution de ces quatre grandeurs en face avant, il apparaît qu'elles ont globalement le même comportement. Celui-ci dépend de la taille des parois tant que $t < 70$ ps puis en devient indépendant au-delà. Lorsque $t < 70$ ps, la densité électronique des parois est suffisamment faible devant la densité critique pour ne pas modifier l'indice optique de la mousse. Le laser se propage différemment dans la mousse selon la taille des parois et l'ionisation et le chauffage de la mousse en dépendent donc. Lorsque $t > 70$ ps, la densité électronique devient de l'ordre de la densité critique en face avant ce qui modifie fortement l'indice optique de la mousse. Le laser est donc réfléchi et absorbé en surface et comme l'intensité laser commence à devenir élevée, $I_L(t = 70 \text{ ps}) \approx 10^{12} \text{ W.cm}^{-2}$, les mousses qui étaient jusque-là plus transparentes que les autres deviennent rapidement opaques. Dès lors, la densité électronique sature et devient globalement la même peu importe la taille des parois de la mousse. Ceci est de plus renforcé par la saturation de la densité électronique lorsque l'ablateur devient totalement ionisé. Cette densité électronique uniforme en fonction de la taille des parois conduit ensuite à un chauffage uniforme. Comme le laser possède un profil temporel gaussien, l'énergie absorbée avant $t < 70$ ps est faible devant l'énergie absorbée après $t > 70$ ps et il en résulte que les températures finales deviennent globalement les mêmes. Enfin, comme la pression des électrons est obtenue à partir de l'équation d'état du gaz parfait, son comportement suit simplement celui de la densité et de la température des électrons.

Concernant la face arrière de l'ablateur, on observe là aussi le même comportement pour les quatre grandeurs considérées. Cependant, à la fin de la transition

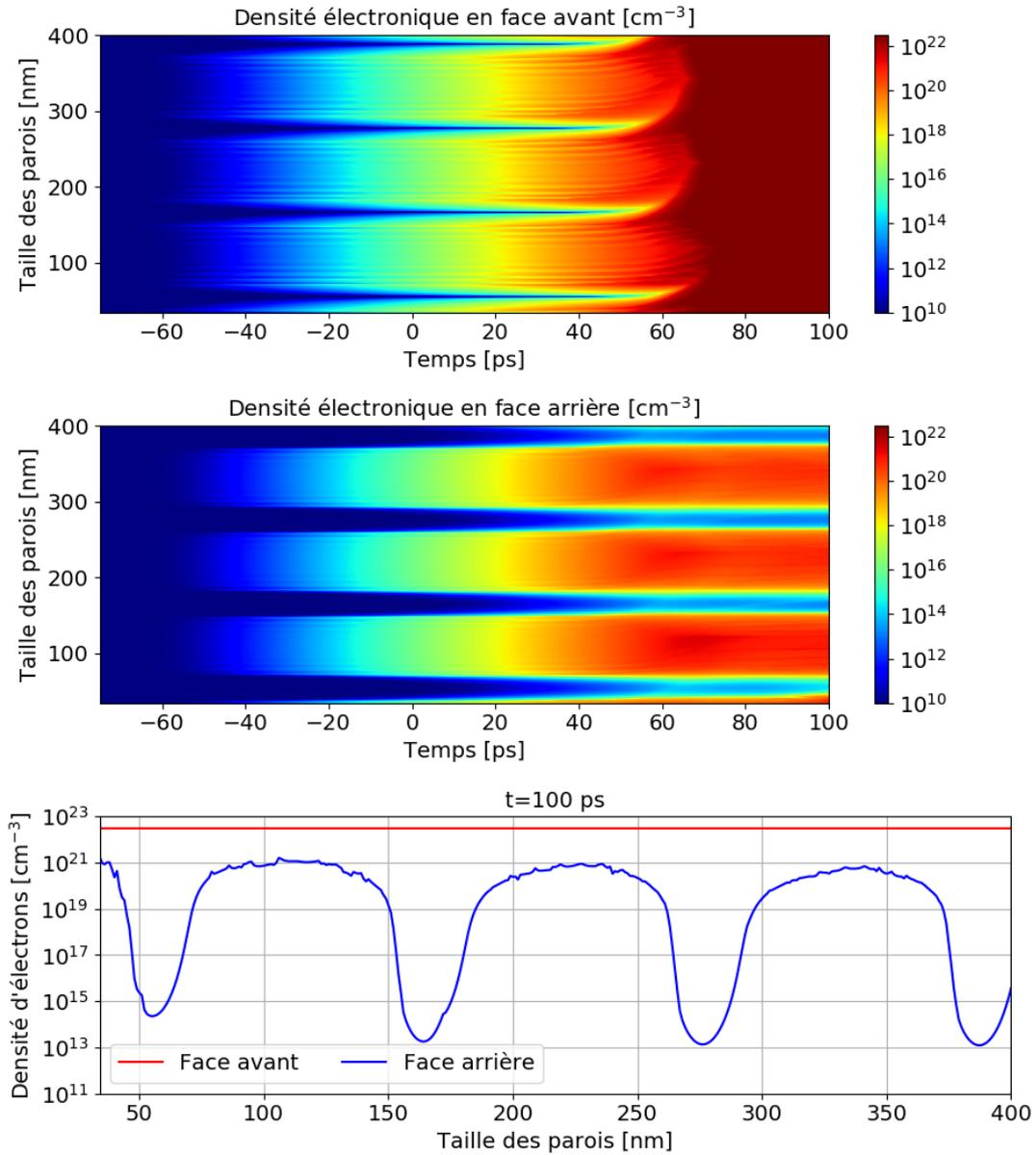


FIGURE 4.15 – Evolution de la densité électronique en face avant et face arrière au cours de la transition solide-plasma et en fonction de la taille des parois de la mousse. Les densités électroniques en face avant et face arrière sont également montrées en fonction de la taille des parois à la fin de la transition solide-plasma, c'est à dire pour $t = 100$ ps.

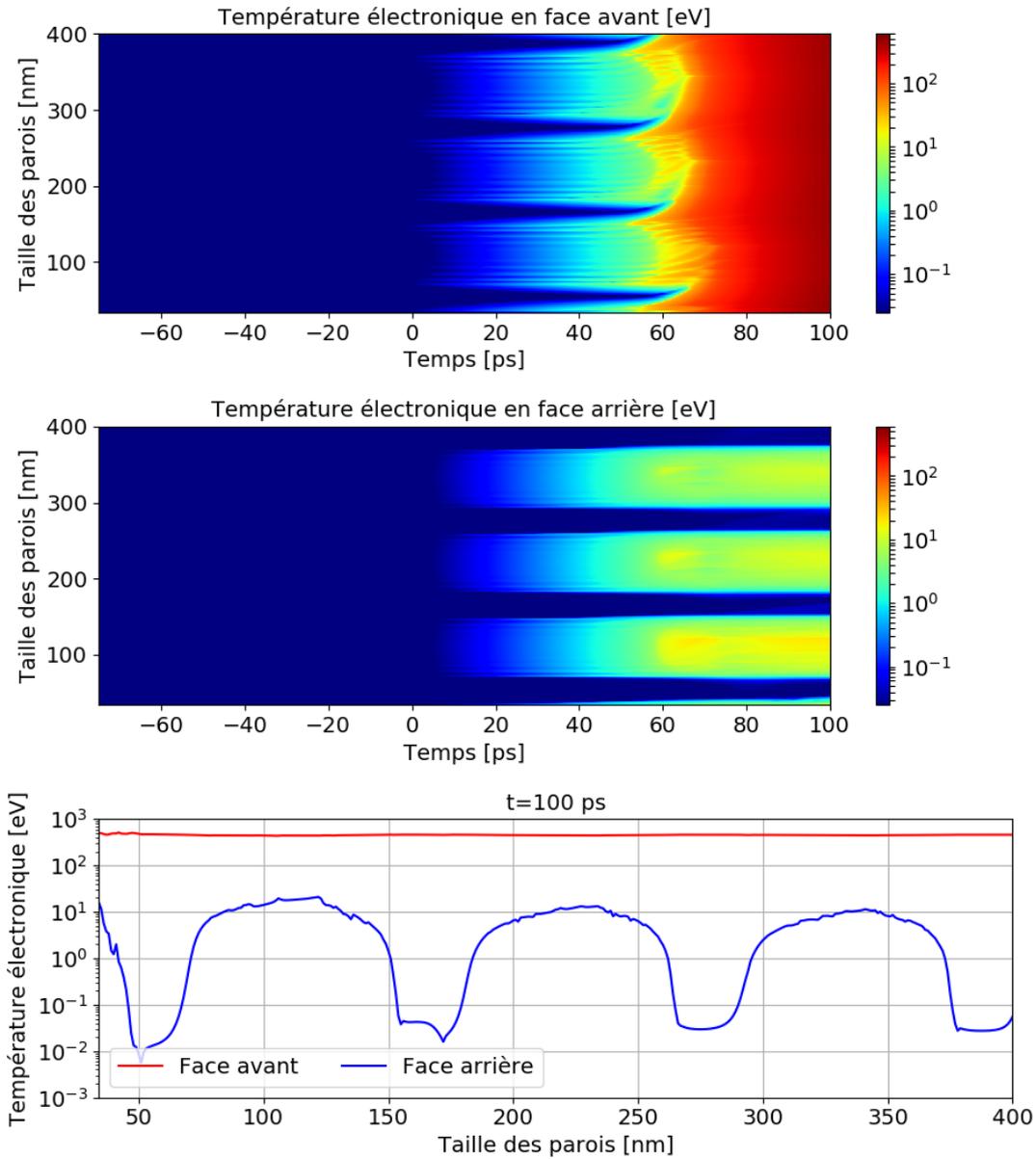


FIGURE 4.16 – Evolution de la température électronique en face avant et face arrière au cours de la transition solide-plasma au cours de la transition solide-plasma et en fonction de la taille des parois de la mousse. Les températures électroniques en face avant et face arrière sont également montrées en fonction de la taille des parois à la fin de la transition solide-plasma, c'est à dire pour $t = 100$ ps.

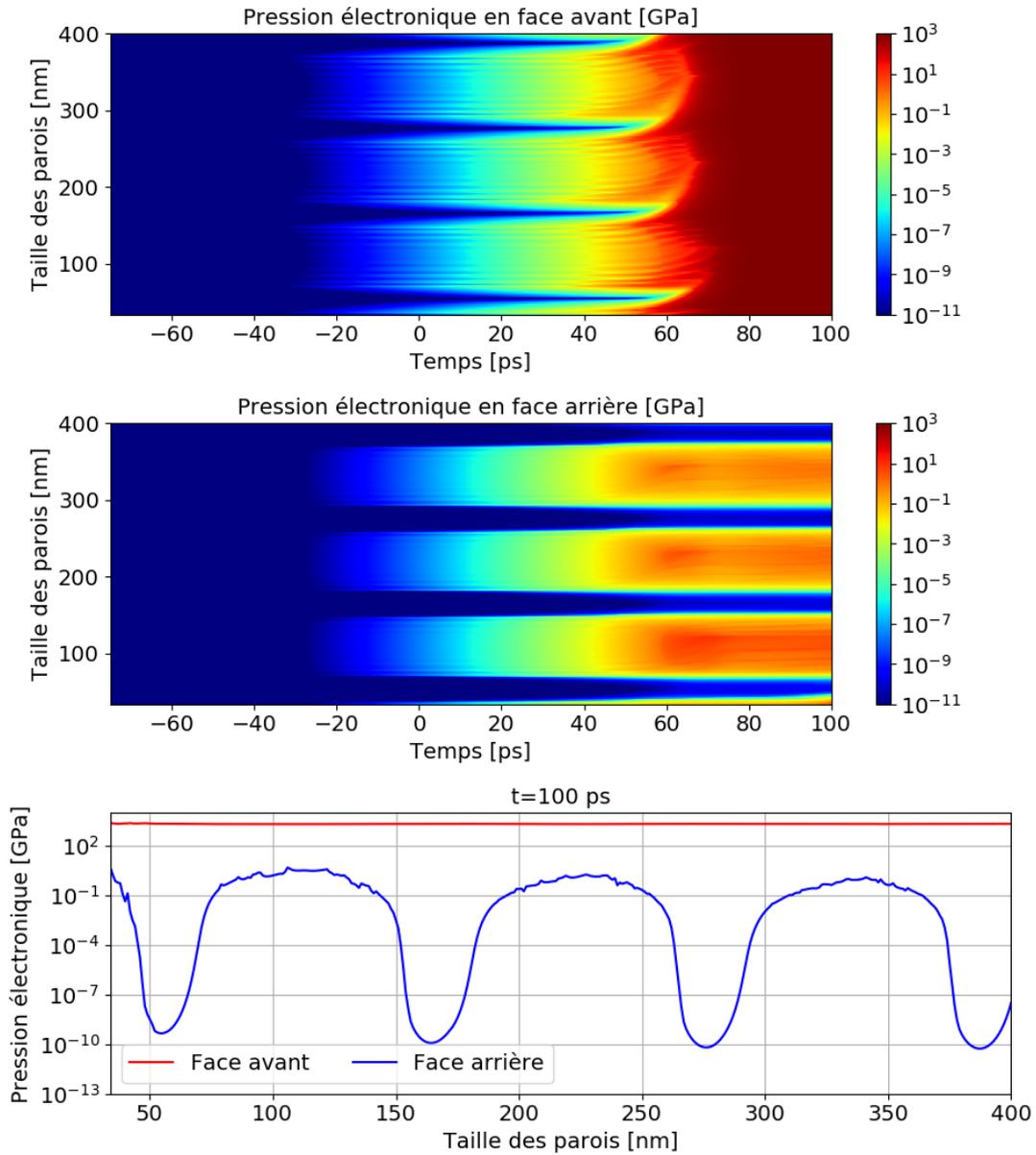


FIGURE 4.17 – Evolution de la pression électronique en face avant et face arrière au cours de la transition solide-plasma et en fonction de la taille des parois de la mousse. Les pressions électroniques en face avant et face arrière sont également montrées en fonction de la taille des parois à la fin de la transition solide-plasma, c'est à dire pour $t = 100$ ps.

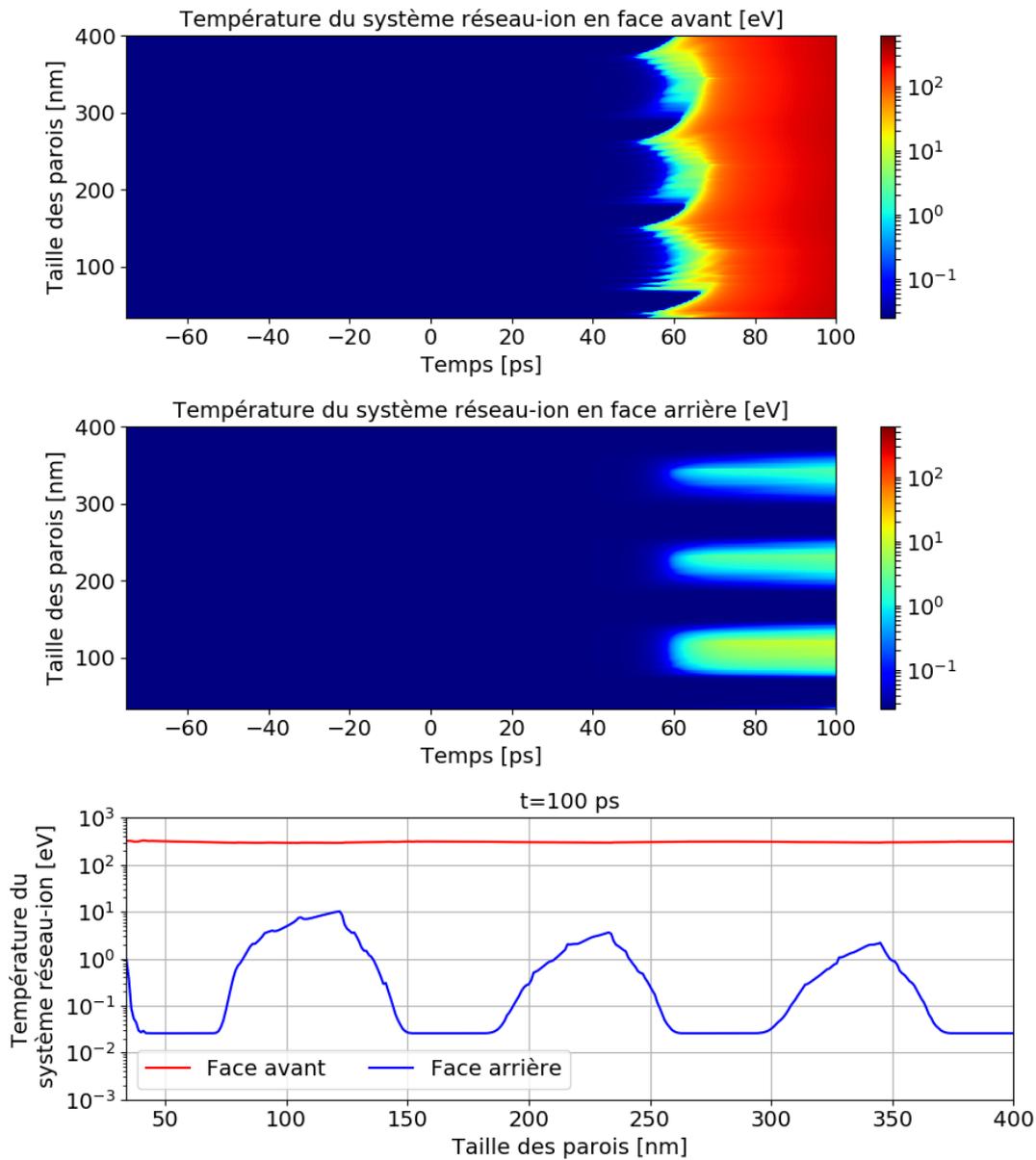


FIGURE 4.18 – Evolution de la température du système réseau-ion en face avant et face arrière au cours de la transition solide-plasma et en fonction de la taille des parois de la mousse. Les températures du système réseau-ion en face avant et face arrière sont également montrées en fonction de la taille des parois à la fin de la transition solide-plasma, c'est à dire pour $t = 100$ ps.

solide-plasma, ces quatre grandeurs continuent de dépendre de la taille des parois. En effet, à cause de l'absorption laser en face avant due à une densité sur-critique, les différences en densité, pression et températures qui se sont formées en face arrière à cause d'une propagation différente suivant la taille des parois continueront d'exister. Ainsi, une mousse caractérisée par une forte réflexion initiale entraînera une ionisation et un chauffage moins importante en face arrière. On en veut pour preuve la ressemblance entre le profil de densité, de pression et des températures à la fin de la transition solide-plasma en face arrière avec le profil de transmission initial de la mousse montré sur la Figure 4.14. On observe ainsi qu'une mousse initialement opaque, c'est à dire dont la taille des parois vérifie $d_{paroi} = (2n + 1)\lambda_L/4n_{PS}$ avec $n \in \mathbb{N}$, permet d'obtenir une face arrière froide, $T_e < 0.1$ eV et $T_{il} = 300$ K, faiblement ionisée, $n_e < 10^{16}$ cm⁻³, et exerçant une faible pression, 10 Pa $< p_e < 100$ Pa.

4.3.1.3 Influence de la taille des pores

Nous allons maintenant étudier la transition solide-plasma en fonction de la taille des pores de la mousse. Pour cela, on considère une mousse constituée de 10 pores et 11 parois comme dans le cas précédent. De plus, la taille des parois est fixée à 170 nm ce qui nous permet de considérer l'ensemble des transmissions possible en fonction de la taille des pores, voir Figure 4.13. Enfin, on considérera que la taille des pores peut varier entre 1.5 μm et 2.0 μm . Comme dans la section précédente, nous allons d'abord étudier l'évolution de la réflexion, de la transmission et de l'absorption, puis de la densité électronique, de la température électronique, de la pression électronique et de la température du système réseau-ion en face avant et face arrière de la mousse.

Réflexion, transmission, absorption

La Figure 4.19 montre l'évolution de la réflexion, de la transmission et de l'absorption au cours de la transition solide-plasma et en fonction de la taille des pores de la mousse. La transmission pour $t = -75$ ps, soit au début de la transition solide-plasma, est également rappelée. Comme pour l'étude de la transition solide-plasma en fonction de la taille des parois, il apparaît que la réflexion et la transmission sont très différentes au début de la transition solide-plasma suivant la taille des pores mais qu'elles sont globalement équivalentes à la fin de la transition, tout comme l'absorption. Ceci est dû aux mêmes raisons que précédemment. Au début de la transition, la densité électronique est faible devant la densité critique et la propagation laser est déterminée par la proportionnalité ou non entre le chemin optique du laser et la taille du pore. A la fin de la transition, la densité électronique est surcritique en face avant et le laser est absorbé de la même manière, indépendamment de la taille des pores.

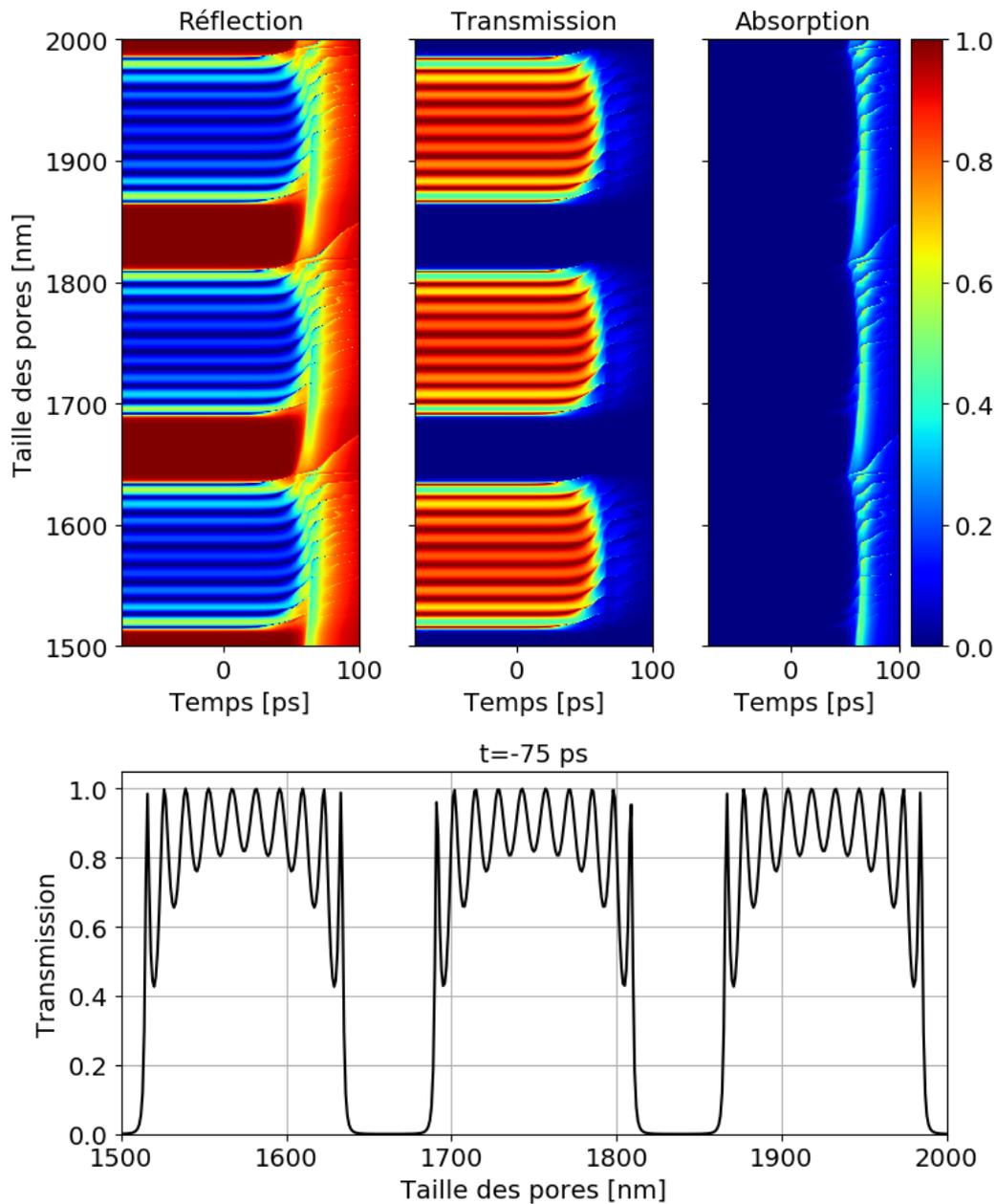


FIGURE 4.19 – Evolution de la réflexion, de la transmission et de l’absorption au cours de la transition solide-plasma et en fonction de la taille des pores de la mousse. La transmission pour $t = -75$ ps, soit au début de la transition solide-plasma, est également rappelée.

Densité, température, pression électroniques et température du système réseau-ion.

Les Figures 4.20, 4.21, 4.22 et 4.23 montrent respectivement l'évolution de la densité électronique, de la température électronique, de la pression électronique et de la température du système réseau-ion en face avant et face arrière de la mousse au cours de la transition solide-plasma et en fonction de la taille de ses pores. Là encore, on observe les mêmes comportements pour ces quatre grandeurs que ceux observés lors de l'étude en fonction de la taille des parois et sont dus aux mêmes raisons. Tant que la densité électronique en face avant est faible devant la densité critique, l'ionisation et le chauffage de l'ablateur dépendent de la taille des pores. Lorsque la densité électronique devient surcritique en face avant, le laser est absorbé de la même manière peu importe la taille des pores et devient trop peu intense pour gommer les différences qui existent en face arrière.

4.3.1.4 Influence de la taille totale de la mousse

Nous allons maintenant étudier l'influence de la taille totale de la mousse sur la transition solide-plasma. Pour cela, nous allons faire varier le nombre de pores. On considère une mousse dont la taille des parois est fixée à 170 nm et dont la taille des pores est fixée à 1670 nm avec un nombre de pores qui varie entre 0 et 10. La taille des parois et des pores est choisie de telle manière à ce que la transmission initiale soit minimale. La Figure 4.24 montre l'évolution de la transmission pour $t = -75$ ps et de la densité électronique, de la température électronique, de la température du système réseau-ion et de la pression électronique en face arrière pour $t = 100$ ps en fonction du nombre de pores. Il apparaît qu'une mousse constituée de 2 pores permet de réduire significativement la transmission initiale ainsi que la température finale du système réseau-ion en face arrière. On observe également qu'une mousse constituée de 10 pores et plus permet de supprimer totalement le chauffage et l'ionisation de la face arrière de la mousse. En effet, plus il y a de pores, plus il y a de réflexions aux interfaces pore-paroi dans la mousse. Comme les tailles de pores et de parois sont choisies afin de minimiser la transmission, il en résulte une ionisation et un chauffage de la face arrière de la mousse qui diminue avec le nombre de pores. Au final, une mousse avec plusieurs couches permettra d'obtenir à la fin de la transition une face avant possédant une densité électronique surcritique et une température de plusieurs centaines d'eV, c'est-à-dire dans l'état plasma, et une face arrière qui est froide et peu ionisée, c'est-à-dire dans l'état solide.

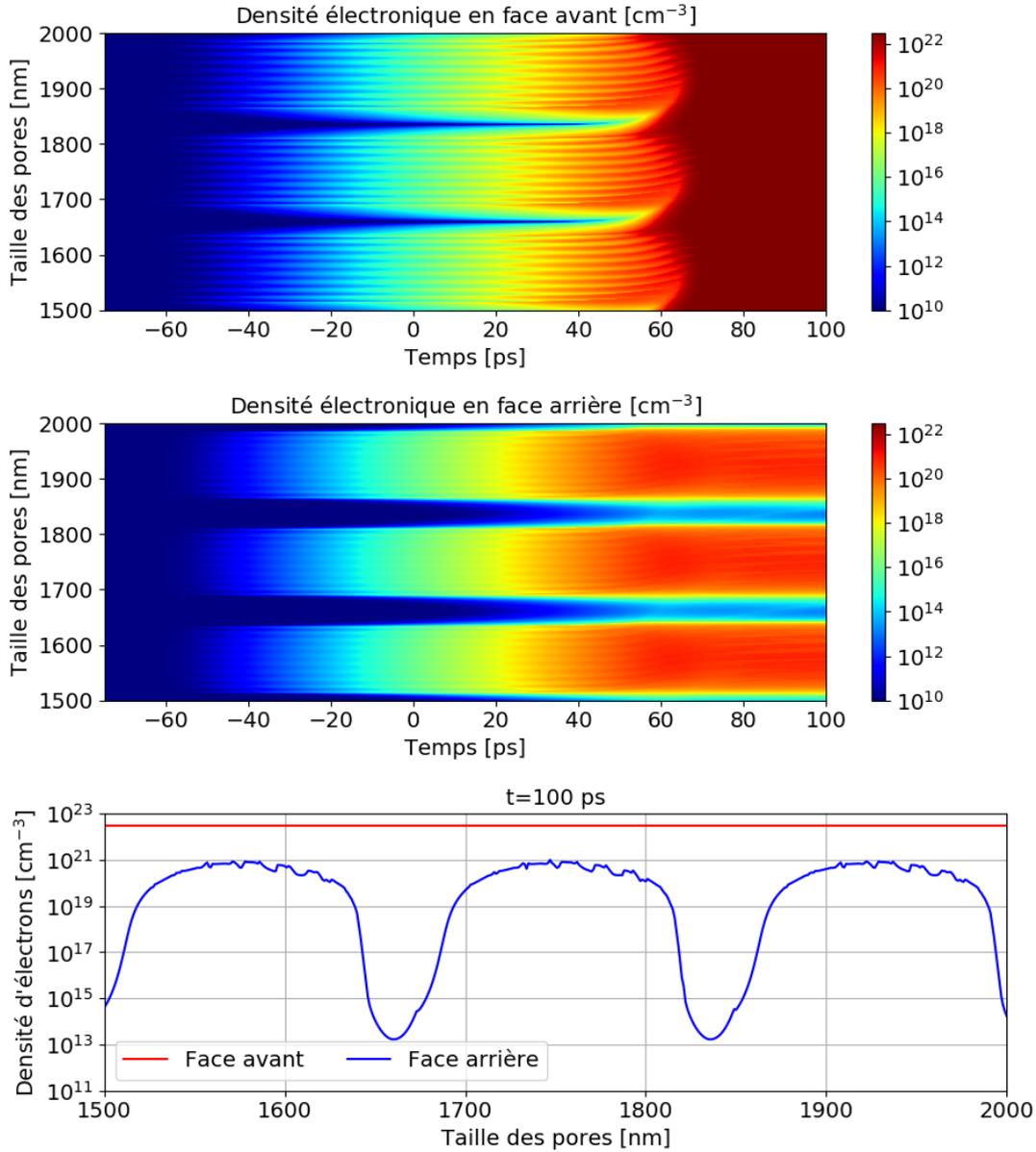


FIGURE 4.20 – Evolution de la densité électronique en face avant et face arrière au cours de la transition solide-plasma au cours de la transition solide-plasma et en fonction de la taille des pores de la mousse. Les densités électroniques en face avant et face arrière sont également montrées en fonction de la taille des pores à la fin de la transition solide-plasma, c'est-à-dire pour $t = 100$ ps.

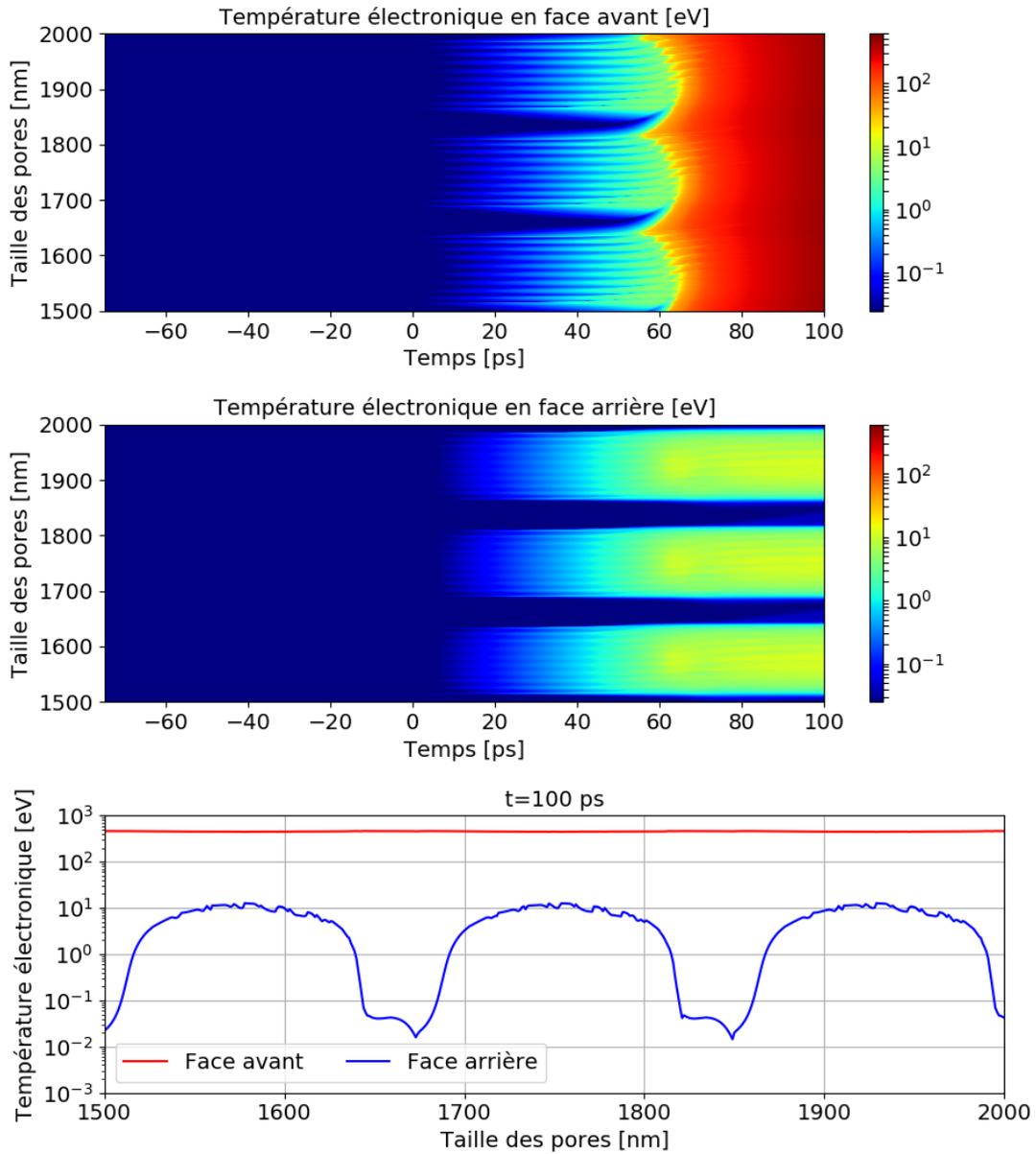


FIGURE 4.21 – Evolution de la température électronique en face avant et face arrière au cours de la transition solide-plasma et en fonction de la taille des pores de la mousse. Les températures électroniques en face avant et face arrière sont également montrées en fonction de la taille des pores à la fin de la transition solide-plasma, c'est à dire pour $t = 100$ ps.

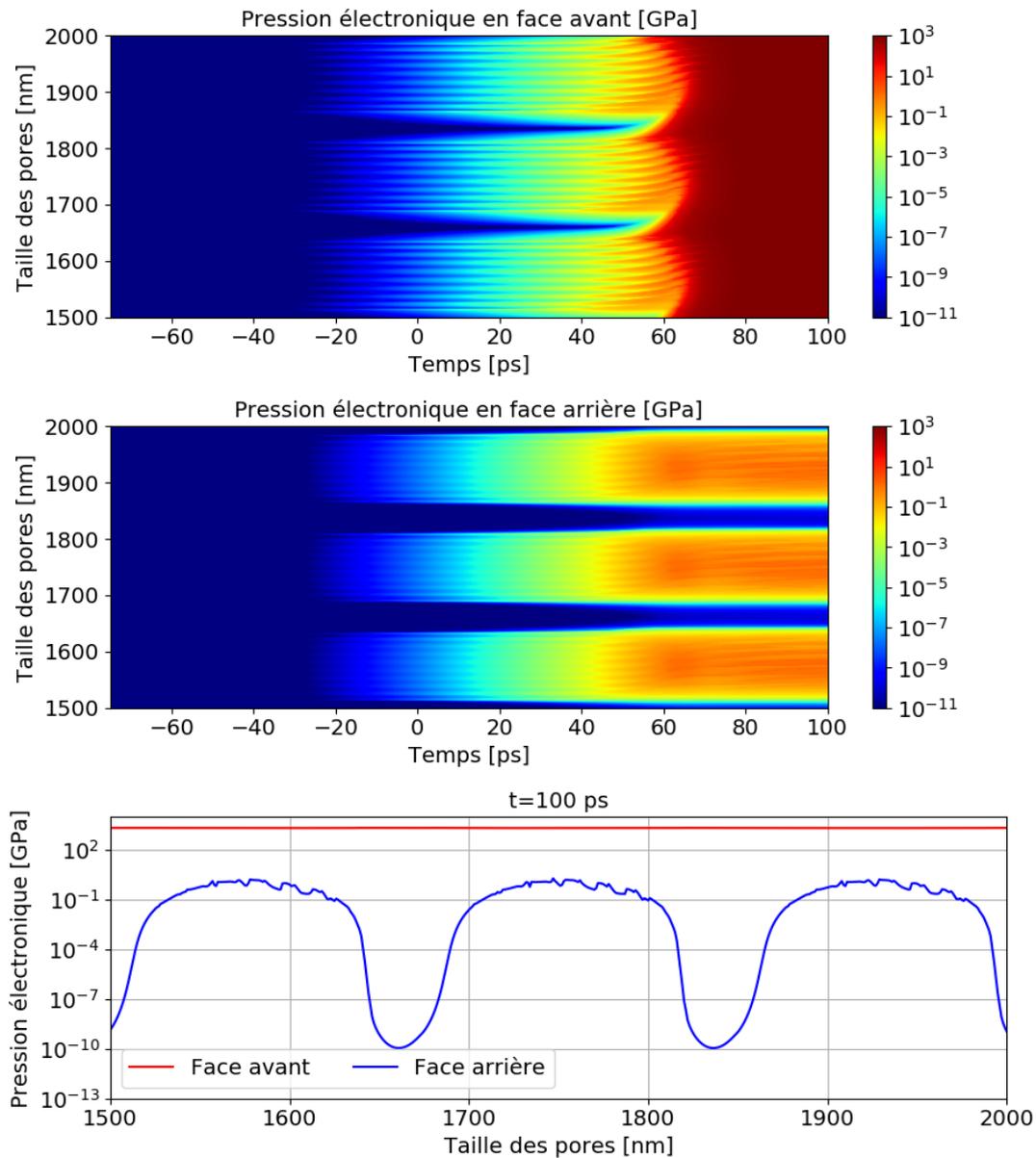


FIGURE 4.22 – Evolution de la pression électronique en face avant et face arrière au cours de la transition solide-plasma au cours de la transition solide-plasma et en fonction de la taille des pores de la mousse. Les pressions électroniques en face avant et face arrière sont également montrées en fonction de la taille des pores à la fin de la transition solide-plasma, c'est à dire pour $t = 100$ ps.

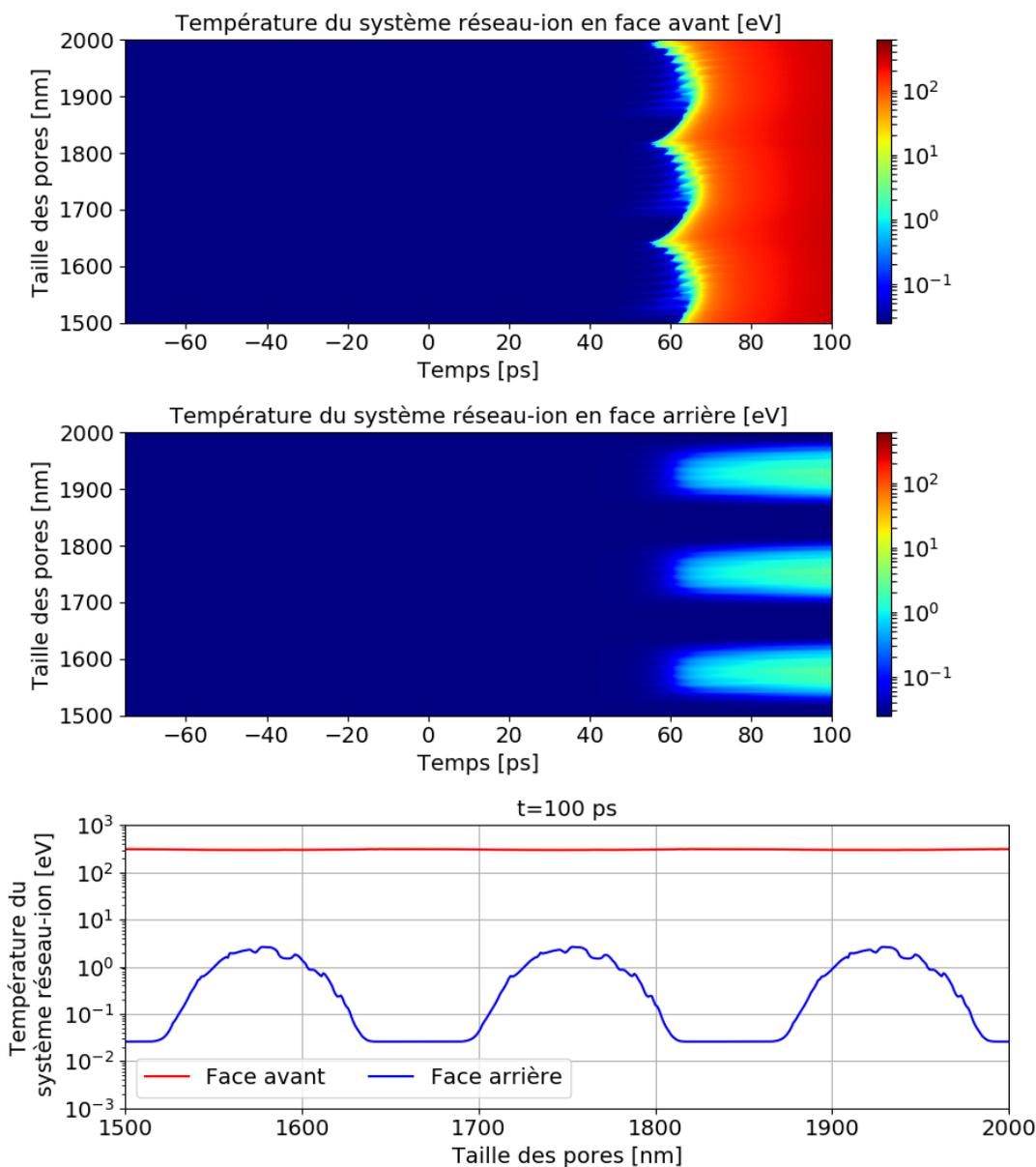


FIGURE 4.23 – Evolution de la température du système réseau-ion en face avant et face arrière au cours de la transmission solide plasma au cours de la transition solide-plasma et en fonction de la taille des pores de la mousse. Les températures du système réseau-ion en face avant et face arrière sont également montrées en fonction de la taille des pores à la fin de la transition solide-plasma, c'est à dire pour $t = 100$ ps.

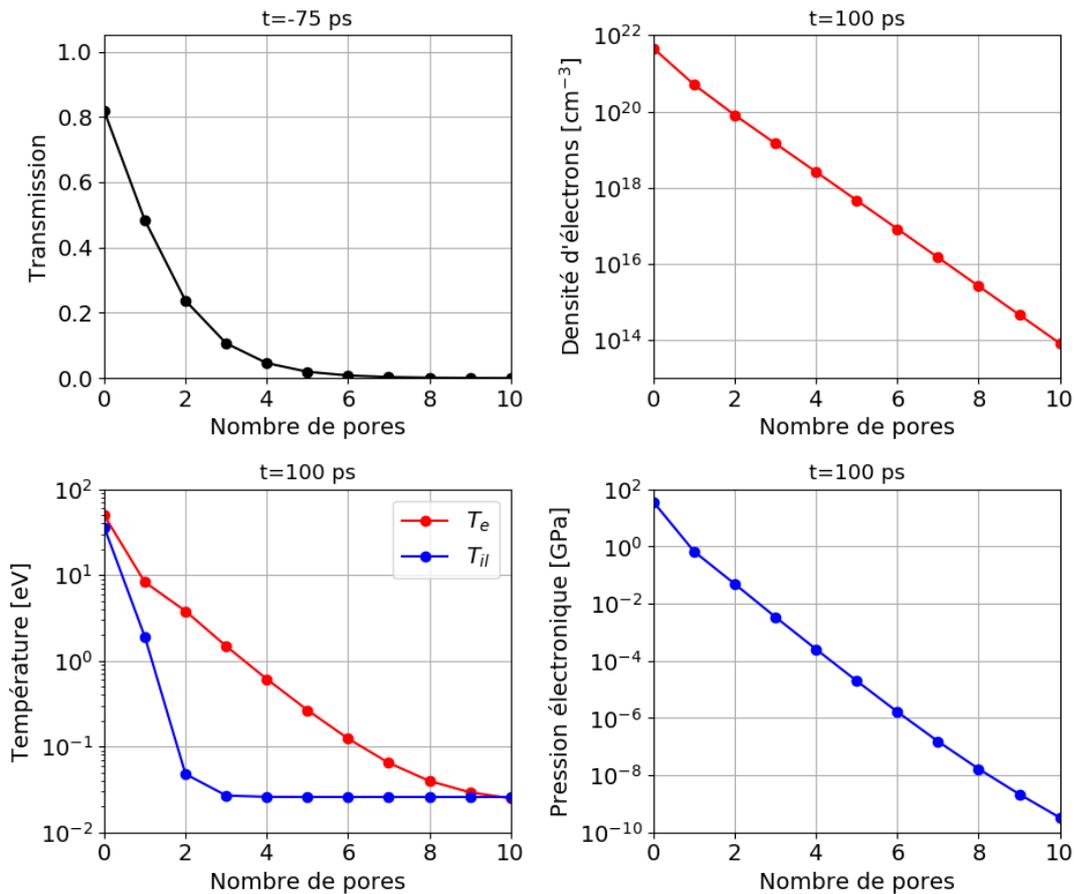


FIGURE 4.24 – Evolution de la transmission pour $t = -75$ ps et de la densité électronique, de la température électronique, de la température du système réseasion et de la pression électronique en face arrière pour $t = 100$ ps en fonction du nombre de pores.

4.3.1.5 Comparaison avec un milieu homogène

Dans la plupart des codes hydrodynamiques qui étudient l'influence des mousses sur l'implosion d'une cible, les mousses sont modélisées comme des milieux homogènes possédant une densité effective, leur structure interne est donc négligée, voir Section 1.5.2.2. Dans cette section, nous allons étudier cette hypothèse. Pour cela, on considère une mousse constituée de 10 pores et 11 parois. Les pores ont une taille de 1670 nm et les parois ont une taille de 170 nm. La modélisation de la mousse comme un milieu homogène se fait en considérant un milieu de même taille, soit 18.57 μm , et de densité équivalente, soit $\rho_{mousse} \approx 0.27 \text{ g.cm}^{-3}$ en utilisant l'équation (1.4). De plus, afin de rendre compte de ce changement de densité, la densité atomique, la densité initiale d'électrons en bande de valence, le taux de photoionisation de Keldysh, le taux de photoionisation à un photon et la fréquence d'ionisation par

impact sont multipliés par le rapport $\rho_{mousse}/\rho_{PS} \approx 0.25$.

La Figure 4.25 compare l'évolution temporelle des fluences réfléchies et transmises ainsi que la densité électronique, de la pression électronique, de la température des électrons et de la température du système réseau-ion lorsque la mousse est

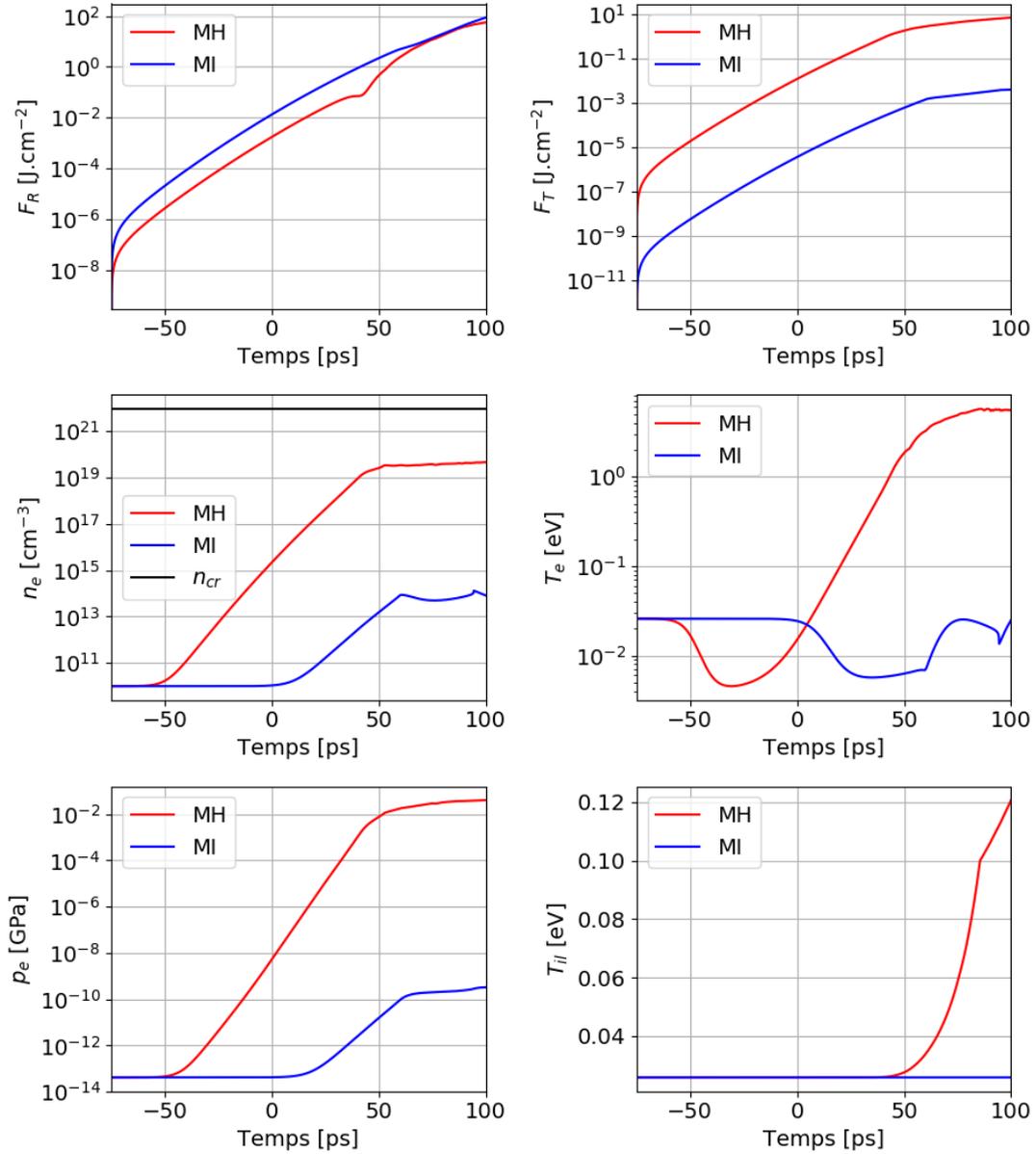


FIGURE 4.25 – Evolution temporelle de la fluence réfléchie F_R , de la fluence transmise F_T ainsi que de la densité électronique n_e , de la pression électronique p_e , de la température des électrons T_e et de la température du système réseau-ion T_{il} en face arrière pendant la transition solide-plasma en considérant la mousse comme un milieu inhomogène (MI) ou homogène (MH), c'est à dire en considérant la structure interne de la mousse ou non.

modélisée comme un milieu homogène ou inhomogène. La fluence incidente n'est pas montrée car on considère le même laser dans les deux cas. De plus, l'évolution temporelle de la densité, de la pression et des températures en face avant n'est pas montrée car on a observé que les résultats sont globalement semblables dans les deux cas.

Il apparaît que modéliser la mousse comme un milieu homogène conduirait à une mauvaise évaluation de son indice optique. Dans ce cas $F_T(t = -75 \text{ ps}) > F_R(t = -75 \text{ ps})$ alors que $F_T(t = -75 \text{ ps}) < F_R(t = -75 \text{ ps})$ lorsque la mousse est modélisée comme un milieu inhomogène et que sa structure interne avec les parois et les pores est prise en compte. L'hypothèse d'une mousse homogène conduirait donc à considérer la mousse comme un milieu transparent. Le laser pourrait se propager et chauffer et ioniser la mousse, alors qu'elle est opaque. On voit également que considérer la mousse comme un milieu homogène donnerait lieu à une surestimation de la densité électronique, de la pression électronique et des températures en face arrière. En effet, comme on considère la mousse comme un milieu transparent, le laser pourrait s'y propager et ioniser et chauffer la face arrière de la mousse. Cette surestimation de la densité, de la pression et des températures entraîne donc une mauvaise évaluation de l'énergie laser absorbée par la mousse à l'interface avec l'ablateur ce qui peut engendrer une mauvaise évaluation de l'implosion de la cible. Au final, il apparaît que la modélisation de la mousse comme un milieu homogène peut conduire à des résultats différents de ceux obtenus lorsque la structure microscopique de la mousse est prise en compte.

4.3.2 Mousses irrégulières

Jusqu'à maintenant, nous avons considéré des mousses régulières, c'est à dire des mousses où les pores ont tous la même taille et où les parois ont toutes la même taille. Ceci suppose donc qu'il est possible de fabriquer de telles mousses, et donc qu'il est possible de contrôler la taille des pores et des parois à l'échelle nanométrique. Or, une telle précision n'est pas accessible. Nous allons donc dans ce chapitre étudier la transition solide-plasma d'une mousse où les pores et les parois peuvent avoir des tailles différentes. Pour cela, on considère une mousse composée de 10 pores et 11 parois comme précédemment. Par contre, on suppose que la taille des parois suit une loi de distribution gaussienne centrée en 170 nm et avec un écart-type de 10%. De même, on suppose que la taille des pores suit une loi de distribution gaussienne centrée en 1670 nm et avec un écart-type de 10%. Une telle distribution implique que 99% des pores et des parois ont une taille qui se situent dans l'intervalle $\pm 30\%$ de la taille moyenne. Ces paramètres de taille de parois, de taille de pores et de nombre de pores ont été choisis car nous avons vu précédemment qu'ils correspondent aux mousses d'intérêt pour la FCI étant donné que leur face

arrière reste froide et peu ionisée conduisant à un ablateur qui reste intact. Pour étudier l'influence de ce caractère aléatoire de distribution des tailles, nous avons effectué plusieurs simulations où à chaque fois, la taille de chaque pore et de chaque paroi est définie aléatoirement en suivant la loi de distribution correspondante.

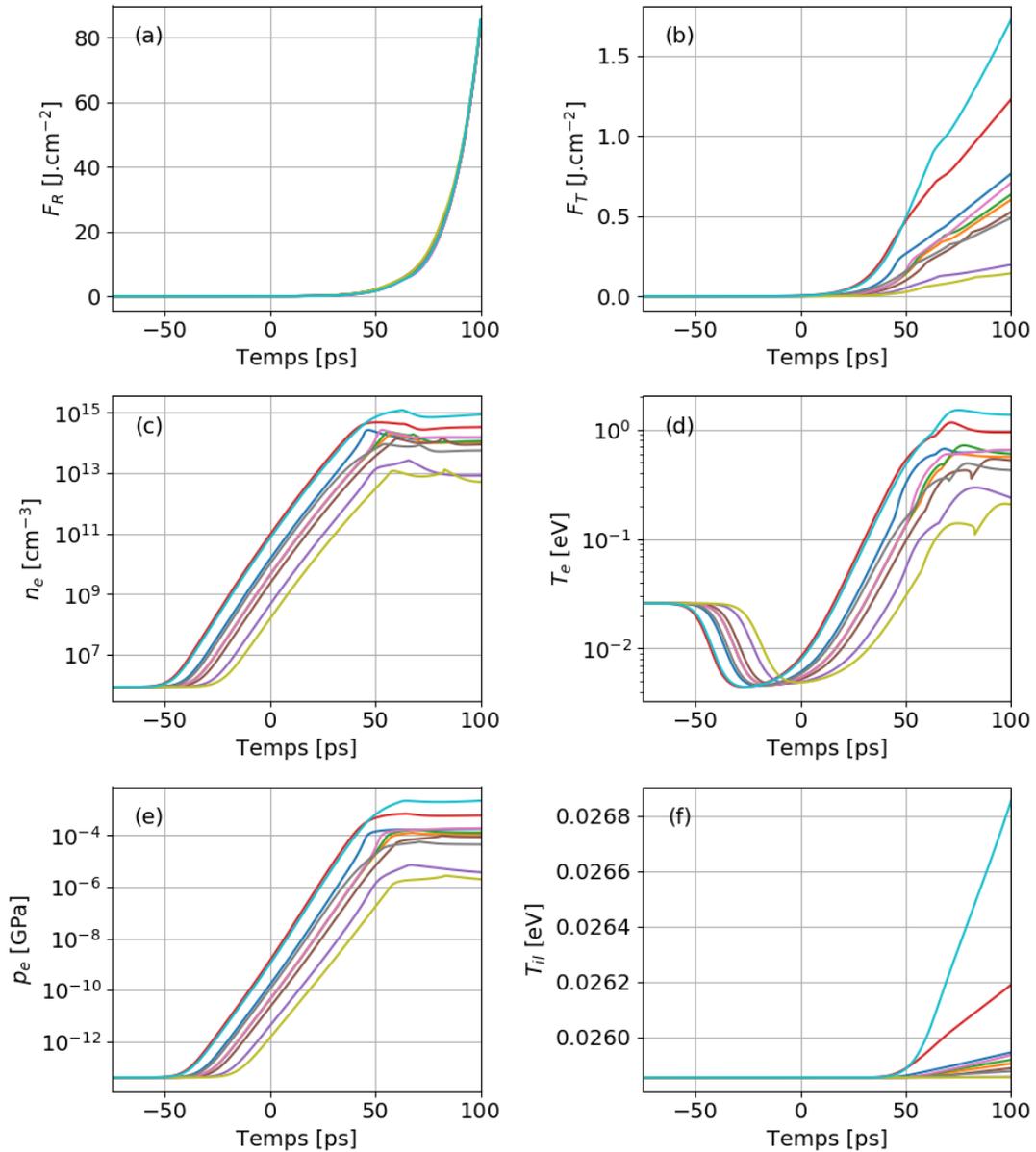


FIGURE 4.26 – Evolution temporelle (a) de la fluence réfléchie F_R , (b) de la fluence transmise F_T , (c) de la densité électronique n_e , (d) de la température des électrons T_e , (e) de la pression électronique p_e et (f) de la température du système réseau-ion T_{ri} pour dix simulations où à chaque fois, la taille de chaque pore et chaque paroi est générée de façon aléatoire suivant la loi de distribution correspondante. La densité, la pression et les températures sont évaluées en face arrière.

La Figure 4.26 compare l'évolution temporelle des fluences réfléchies et transmises ainsi que la densité électronique, de la pression électronique, de la température des électrons et de la température du système réseau-ion en face arrière pour dix d'entre elles. L'évolution temporelle de la densité, de la pression et des températures en face avant ne sont pas montrées car bien que le début de l'ionisation et du chauffage commence à des instants différents suivant la taille des parois, la densité, la pression et les température convergent vers les mêmes profils à la fin de la transition qui deviennent alors indépendant de la taille des parois. On peut alors considérer que la distribution aléatoire des tailles des pores et des parois n'a pas d'influence sur ces quantités en face avant. Il en découle que la fluence réfléchie n'est pas affectée par la distribution aléatoire comme on peut l'observer sur la Figure 4.26 (a). Par contre, il apparaît que la distribution aléatoire de la taille des parois et des pores va conduire à des valeurs différentes pour la densité électronique et la température électronique en face arrière dont découlent l'influence sur la pression électronique, via l'équation d'état, et sur la fluence transmise, via l'indice optique. Concernant la densité électronique en face arrière, cette influence de la distribution aléatoire des tailles est cependant négligeable car la densité électronique reste faible, entre 10^{13} cm^{-3} et 10^{15} cm^{-3} , ce qui est sans conséquence sur l'état de l'interface de la mousse avec l'ablateur. Concernant la température des électrons, bien qu'elle soit relativement élevée car elle atteint quelques eV, c'est également sans conséquence car le transfert d'énergie qui pourrait avoir lieu est négligeable, la densité électronique reste peu élevée. Ceci est confirmé par le fait que la distribution aléatoire n'a quasiment aucune influence sur la température du système réseau-ion car on a $T_{il} \approx 0.026 \text{ eV} \approx 300 \text{ K}$.

4.4 Conséquences de la transition solide-plasma de l'ablateur sur le DT solide et influence des mousses

Dans les deux sections précédentes, on a étudié la transition solide-plasma en prenant en compte la propagation du laser en une dimension. Cette étude a été faite en considérant un ablateur standard dans un premier temps, puis une mousse dans un second temps en nous intéressant tout particulièrement à la face arrière de ces deux matériaux. En effet, l'ablateur étant en contact direct avec le DT solide et les mousses étant en contact direct avec l'ablateur, l'évolution de leur face arrière pendant la transition solide-plasma permet d'évaluer les conséquences sur la cible, et en particulier le DT solide. Cette section a donc pour but de dresser l'ensemble des conséquences qui pourraient être induites par la transition solide-plasma de l'ablateur ainsi que l'influence d'une mousse sur ces conséquences.

Ablateur standard

A la fin de la transition solide-plasma, on a observé d'après la Figure 4.8 que la face arrière de l'ablateur est caractérisée par :

- une densité électronique de l'ordre de 10^{20} cm^{-3} ,
- une pression électronique de l'ordre de quelques centaines de MPa,
- une température électronique de l'ordre de quelques eV,
- une température du système réseau-ion de l'ordre de quelques dixièmes d'eV (qui pourra continuer d'augmenter du fait de la thermalisation avec les électrons)

Ceci pourrait alors engendrer plusieurs conséquences néfastes pour l'implosion de la cible car la face arrière de l'ablateur est en contact direct avec le DT solide, voir Figure 1.2. Tout d'abord, il pourrait y avoir un préchauffage du DT solide en contact avec l'ablateur principalement dû à la diffusion thermique à cause de la température du système réseau-ion qui est relativement élevée par rapport aux températures typiques nécessaires pour faire fondre le DT solide. La diffusion des électrons ne pourrait a priori pas donner lieu à un préchauffage par transfert d'énergie car on a vu d'après la Figure 4.6 que la diffusion ambipolaire est négligeable. Ensuite, il pourrait y avoir une préionisation du DT solide car la température des électrons est du même ordre de grandeur que l'énergie d'ionisation du DT solide qui est de l'ordre de la dizaine d'eV. Enfin, des déformations ou des fissures pourraient être induites dans le DT solide. En effet, la pression des électrons est bien plus élevée que les pressions nécessaires pour mener à la rupture du DT solide qui est de l'ordre de quelques MPa [262]. Ces trois processus (préchauffage, préionisation et déformation du DT solide) pourraient conduire à une modification de l'intégrité de la coquille avant que l'impulsion laser principale arrive, ce qui pourrait potentiellement réduire l'efficacité de l'implosion. Enfin, on a vu dans la Section 1.5 que le profil spatial transverse (perpendiculaire à la direction de propagation) des impulsions laser n'était pas parfaitement uniforme mais comportait des inhomogénéités d'intensité, les *speckles*. Ainsi, on pourrait avoir des valeurs différentes pour la densité, la pression et les températures si on prend en compte le caractère inhomogène du profil spatial d'intensité du laser dû à ces *speckles*. Des inhomogénéités de densité pourraient alors être créées à l'interface entre l'ablateur et le DT solide et pourraient être amplifiées ultérieurement par les instabilités hydrodynamiques. Au final, le *shinethrough* qui a lieu au début de la transition solide-plasma pourrait permettre au laser de chauffer et d'ioniser l'ablateur en face arrière ce qui, couplé avec les *speckles* du laser, induirait des inhomogénéités de chauffage et d'ionisation ce qui pourrait permettre le développement de l'empreinte laser en face arrière de l'ablateur. Cette deuxième empreinte laser, en plus de celle existant en face avant, pourrait alors se rajouter à

la fonte et/ou à la déformation du DT solide à l'interface avec l'ablateur rendant dans tous les cas l'implosion de la cible moins efficace.

En plus de ces effets à l'interface en face arrière de l'ablateur à l'interface avec le DT solide, le *shinethrough* permet au laser d'interagir directement avec le DT solide ce qui pourrait permettre une préionisation et/ou un préchauffage du DT solide induit par le laser. D'une part, on a observé d'après la Figure 4.10 que l'intensité transmise maximale au cours de la transition solide-plasma est d'environ 10^{11} W.cm^{-2} . Etant donné cette intensité et le fait que au moins trois photons sont nécessaires pour photoioniser le DT solide, la photoionisation se ferait principalement par absorption multiphotonique pour ces intensités et son énergie d'ionisation étant de l'ordre de la dizaine eV [116], peu d'électrons libres seront générés dans le DT solide mais ce phénomène pourrait être amplifié par la superposition des faisceaux laser. En effet, la cible est illuminée avec un grand nombre de faisceaux laser. D'autre part, on a vu d'après la Figure 4.11 que la fluence laser totale transmise au cours de la transition solide-plasma est d'environ 7 J.cm^{-2} . Une partie de cette fluence pourrait alors être absorbée par le DT solide ce qui conduirait à un préchauffage. On peut alors essayer d'évaluer ce préchauffage potentiel du DT solide. La coquille de DT solide ayant une épaisseur d'environ $50 \mu\text{m}$, la densité d'énergie qu'elle pourrait absorber au maximum sur toute son épaisseur est alors d'environ 8000 J.cm^{-3} . Le DT solide ayant une capacité thermique d'environ $8 \text{ J.K}^{-1}.\text{g}^{-1}$ et une masse volumique de 0.225 g.cm^{-3} , on en déduit que s'il absorbait autant d'énergie laser que l'ablateur, soit 10%, il subirait un préchauffage de plus de 4000 K. Ce préchauffage le ferait alors fondre avant l'arrivée de l'impulsion laser principale ce qui conduirait à une dégradation de l'intégrité de la cible et une implosion moins efficace.

Influence des mousses

On vient de voir que le *shinethrough* peut induire plusieurs effets néfastes notamment à cause de l'interaction entre le laser et la face arrière de l'ablateur. S'il existait une technique permettant d'empêcher la propagation du laser dans l'ablateur dès que le *picket* arrive, et donc de minimiser voire de supprimer le *shinethrough*, il serait alors possible de garder une face arrière intacte, ainsi que le DT solide, avant l'arrivée de l'impulsion laser principale. Dans ce but, on a étudié les mousses et on a observé d'après la Figure 4.13 que certaines mousses étaient opaques initialement. Ces mousses seraient donc adaptées à la minimisation/suppression du *shinethrough*. Ces mousses sont caractérisées par une taille de parois vérifiant $d_{\text{paroi}} = (2n + 1)\lambda_L/4n_{PS}$ avec $n \in \mathbb{N}$ et une taille de pore vérifiant $d_{\text{pore}} = (2p + 1)\lambda_L/4$, $p \in \mathbb{N}$. Ces mousses doivent de plus être suffisamment épaisses pour contenir un nombre suffisant de pores, au moins 5, pour empêcher la transmission du laser. Il a alors été vérifié que de telles mousses seraient effectivement adaptées à la minimisation/suppression

du *shinethrough* car on a observé dans les Sections 4.3.1.2 et 4.3.1.3 qu'elles possèdent une face arrière très peu ionisée, $n_e \approx 10^{13} \text{ cm}^{-3}$, froide, $T_e \approx T_i \approx 25 \text{ meV}$, et exerçant une faible pression $p_e < 1 \text{ Pa}$ en fin de transition solide-plasma. Ceci pourrait alors garantir pour l'ablateur et le DT solide qu'il n'y ait ni préchauffage, ni pré-ionisation, ni création de déformations liée à une fonte ou à des fissures. Si ces mousses sont en contact avec l'ablateur, celui-ci sera préservé avant l'arrivée de l'impulsion laser principale. Au contraire, on a vu que d'autres mousses ne seraient pas du tout adaptées dans un but de minimisation/suppression du *shinethrough* car elles sont transparentes initialement. Ces mousses sont caractérisées par une taille de parois vérifiant $d_{paroi} = n\lambda_L/2n_{PS}$ avec $n \in \mathbb{N}$ et $d_{pore} = p\lambda_L/2$, $p \in \mathbb{N}$. Dans ce cas, le *shinethrough* sera maximisé et la face arrière de la mousse sera fortement ionisée, $n_e \approx 10^{21} \text{ cm}^{-3}$, relativement chaude, $T_e \approx 10 \text{ eV}$ et T_{il} de l'ordre de quelques eV, et exerçant une forte pression, $p_e > 1 \text{ GPa}$. Ces mousses pourraient alors induire une dégradation de l'ablateur mais également du DT solide avant l'arrivée de l'impulsion principale.

4.5 Synthèse

Lors de l'étude de la transition solide-plasma d'un ablateur homogène, on a observé que l'intensité laser, la densité électronique, la température des électrons et la température du système réseau-ion possédaient un profil spatial oscillant du fait des interférences entre les champs laser propagatif et contre-propagatif dans l'ablateur. La diffusion thermique pourra néanmoins lisser ces variations spatiales de températures à la fin de la transition solide-plasma. Par contre, la diffusion ambipolaire ne sera pas suffisamment efficace pour lisser les variations de densité électronique qui subsisteront à la fin de la transition solide-plasma. En étudiant l'évolution temporelle de la densité, pression, température des électrons ainsi que celle de la température du système réseau-ion en face avant de l'ablateur, on a remarqué des comportements similaires à ceux observés lorsque la propagation n'est pas prise en compte. En effet, l'intensité laser à la surface de l'ablateur est semblable à l'intensité laser incidente. Lors de l'évaluation de ces quantités en face arrière, on a remarqué que l'ablateur était suffisamment dense et chaud pour pouvoir induire un préchauffage et une pré-ionisation du DT solide avant l'arrivée de l'impulsion laser principale. De plus, la pression des électrons est suffisamment élevée pour pouvoir induire des déformations ou des fissures dans le DT solide. Ainsi, l'interface entre l'ablateur et le DT solide pourrait être dégradée et pourrait réduire l'efficacité de l'implosion de la cible.

Concernant l'étude de la transition solide-plasma d'une mousse, on peut en conclure que les mousses permettront une réduction efficace du *shinethrough* si elles satisfont les trois conditions suivantes :

- la taille des parois vérifie $d_{paroi} \approx (2n + 1)\lambda_L/4n_{PS}$, $n \in \mathbb{N}$

- la taille des pores vérifie $d_{pore} \approx (2p + 1)\lambda_L/4$, $p \in \mathbb{N}$
- les mousses doivent avoir un nombre minimum de pores, idéalement supérieur à une dizaine.

Si ces trois conditions sont remplies, la face arrière restera froide, peu ionisée et exercerait une faible pression sur l'ablateur tout au long de la transition solide-plasma qui aura lieu uniquement en face avant. Ceci conduirait à une conservation de l'intégrité de la cible qui imploserait de manière plus efficace. Au contraire, les mousses avec un faible nombre de pores et dont la taille des parois et des pores vérifieraient respectivement $d_{paroi} \approx n\lambda_L/2n_{PS}$ et $d_{pore} \approx p\lambda_L/2$ avec $(n, p) \in \mathbb{N}^2$ seraient à éviter car elles maximiseront le *shinethrough* et donneront lieu à une face arrière chaude, fortement ionisée et exerçant une forte pression sur l'ablateur. Nous avons également vu que modéliser une mousse comme un milieu homogène pourrait induire une surestimation de la densité, de la pression et des températures en face arrière pouvant conduire à une mauvaise évaluation de l'implosion. Enfin, nous avons étudié la caractéristique aléatoire de la distribution en taille des pores et des parois. On a observé qu'il y avait seulement une influence sur la densité, la pression et la température des électrons en face arrière. Cependant, cette influence est sans conséquence car ces grandeurs restent faibles et la préionisation ou le préchauffage qui pourraient être induits sont négligeables.

Conclusions et perspectives

Et très tard dans la nuit, on festoya, on rit, on but, on mangea des sangliers, et l'on raconta par le détail toute cette aventure. Or, comme vous la connaissez déjà, nous pensons que le moment est venu pour nous de vous quitter... mais pas pour longtemps.

Astérix et les Goths
René Goscinny et Albert Uderzo

L'ensemble de ces travaux de thèse a eu pour but de modéliser la transition solide-plasma d'un ablateur en polystyrène dans le contexte de la fusion par confinement inertiel, et plus précisément dans le contexte de l'empreinte laser.

Dans le premier chapitre, nous avons détaillé le contexte partant du cadre général de la fusion par confinement inertiel, puis nous nous sommes concentrés sur le schéma d'attaque directe avec son principe et les obstacles actuels dont fait partie l'empreinte laser. Nous avons ensuite présenté en détail l'empreinte laser qui correspond à la formation de modulations de densité à la surface de l'ablateur induites par les modulations d'intensité du laser provenant des *speckles* puis ses conséquences, c'est à dire l'amplification des modulations de densité à cause de l'instabilité Rayleigh-Taylor lors de l'implosion de la cible. Ensuite, nous avons exposé les techniques qui existent de nos jours pour le réduire. Nous avons pour cela présenté les principales techniques d'optimisation des lasers pour les rendre toujours plus lisses et les principales techniques d'optimisation des cibles développées pour minimiser leur sensibilité à l'empreinte laser. Enfin, malgré ces différentes techniques d'optimisation, nous avons montré que l'empreinte laser continue d'être problématique. Cette dernière n'est actuellement pas prise en compte dans les codes numériques simulant les implosions de cible. Par ailleurs, il a été suggéré expérimentalement que la transition solide-plasma pouvait avoir une influence sur l'implosion de la cible.

Dans le deuxième chapitre, nous avons identifié les processus physiques et chimiques qui doivent être pris en compte pour décrire la transition solide-plasma et les théories utilisées pour modéliser ces processus. Trois processus principaux ont été identifiés :

- la dynamique électronique régissant l'évolution de la densité d'électrons libres et où sont pris en compte la photoionisation induite par laser, l'ionisation par impact et la recombinaison des électrons. Un quatrième mécanisme a été pris en compte même s'il n'agit pas directement sur la densité d'électrons. Il s'agit de la fragmentation chimique permettant de modéliser la transformation chimique du milieu considéré qui passe progressivement d'un matériau diélectrique à l'état solide à un plasma constitué d'atomes indépendants et totalement ionisés. De fait, la modélisation de la photoionisation induite par

laser, l'ionisation par impact et la recombinaison des électrons a été décrite dans le cas d'un matériau diélectrique et dans le cas de molécules et d'atomes pour rendre compte de cette évolution de la composition chimique du milieu considéré

- le chauffage des électrons et du système réseau-ion résultant respectivement de l'absorption laser et du transfert d'énergie des électrons vers le système réseau-ion. Pour cela, nous avons porté un effort particulier sur la description des collisions des électrons avec les phonons existant lorsque l'ablateur est dans l'état solide et les neutres ou les ions lorsque l'ablateur est dans l'état plasma. Nous avons également décrit les équations d'état nécessaires pour déduire l'évolution de la température à partir de l'évolution de l'énergie
- la propagation du laser dans un milieu qui passe progressivement de transparent à opaque. Nous avons pour cela présenté l'équation de la propagation du laser dans un milieu dont l'indice optique varie dans le temps et l'espace, puis la méthode de résolution et enfin la théorie des matrices de transfert permettant de calculer les coefficients de réflexion, transmission et d'absorption de l'ablateur au cours de la transition solide-plasma.

Seuls ces trois processus ont été supposés nécessaires pour décrire la transition solide-plasma. En particulier, les processus hydrodynamiques et diffusifs ont été négligés *a priori* en supposant qu'ils ont lieu sur une échelle de temps bien plus grande que l'échelle de temps associée à la transition solide-plasma.

Dans le troisième chapitre, nous avons présenté deux modèles permettant de décrire la transition solide-plasma. Le premier, M19, que je n'ai pas développé mais que je me suis réapproprié en y apportant quelques légères modifications notamment, a permis de calculer le temps caractéristique de la transition solide-plasma. Ce temps caractéristique est de l'ordre de la centaine de picosecondes. Il est principalement imposé par le taux de photoionisation et varie faiblement avec l'intensité du laser. Si cette dernière est multipliée par 10, le temps caractéristique de transition diminue de 10% à 20%. Cependant, ce modèle comporte plusieurs limites. D'une part, il suppose du polystyrène pendant toute la transition solide-plasma et ne permet pas d'évaluer la densité de carbone et d'hydrogène à la fin de la transition solide-plasma. D'autre part, les spécificités de l'ablateur ne sont pas prises en compte dans la modélisation des collisions des électrons et dans les équations d'état utilisées. Ainsi, j'ai développé un deuxième modèle de transition solide-plasma, M21, basé sur le premier modèle visant à mieux décrire cette transition. Les processus physiques inclus dans le premier modèle sont mieux décrits et de nouveaux processus physiques et chimiques sont ajoutés afin de répondre aux limites du premier modèle, notamment en incluant la fragmentation chimique de l'ablateur. Il apparaît que ce nouveau modèle amélioré prédit lui aussi un temps caractéristique de transition de l'ordre de la centaine de picosecondes confirmant ainsi les résultats du premier et validant son

formalisme qui repose sur de fortes hypothèses. Néanmoins, le modèle M21 prédit des densités et température finales supérieures à celles prédites par le modèle M19 et des expériences sont alors nécessaires pour affiner les paramètres du modèle M19. Par ailleurs, on a montré que la fragmentation chimique de l'ablateur avait lieu sur une échelle de temps non négligeable devant l'échelle de temps totale de la transition solide-plasma et nécessite donc d'être prise en compte. Grâce au modèle M21, on a également montré que la transition solide-plasma pouvait avoir une influence sur l'hydrodynamique ultérieure ayant lieu lors de l'implosion de la cible. En effet, on a montré via l'évaluation de la loi d'échelle de la pression en fonction de l'intensité tout au long de la transition solide-plasma que l'absorption laser pouvait être modifiée du fait de la variation de la densité électronique. Ceci pourrait alors permettre d'expliquer les différences entre résultats numériques et observations expérimentales dans deux expériences. Enfin, on a vérifié *a posteriori* que les processus hydrodynamiques et de diffusion pouvaient être négligés dans la description de la transition solide-plasma.

Enfin, dans le quatrième et dernier chapitre, la propagation du laser a été couplée au modèle M19 afin de modéliser la transition solide-plasma en une dimension en tenant compte du changement d'indice optique de l'ablateur qui passe progressivement de transparent à opaque. Dans un premier temps, on s'est intéressé au cas d'un ablateur standard, c'est à dire possédant une densité uniforme. La caractérisation spatiale de la transition solide-plasma nous a permis d'observer un comportement oscillant pour le profil spatial d'intensité, ce comportement étant dû aux interférences entre les champs propagatif et contre-propagatif ayant lieu dans l'ablateur, qui se retrouve également dans les profils de densité et de températures étant donné que leur évolution est régie par l'intensité laser. La caractérisation temporelle de la face arrière de l'ablateur nous a permis d'observer qu'à la fin de la transition, la face arrière était chaude et exerçait une forte pression sur le DT solide, ce qui pourrait induire une fonte ou des fissures locales dans le DT solide avant l'implosion de la cible. On a également montré qu'à cause de la transparence initiale de l'ablateur, le laser pouvait se propager dans la cible et atteindre le DT solide pouvant potentiellement le faire fondre. Afin de réduire ces effets résultant finalement du *shinethrough*, on a étudié dans un second temps la propagation du laser dans une mousse lors de sa transition solide-plasma. On a alors observé que certaines mousses pourraient a priori supprimer totalement le *shinethrough* car elles sont initialement opaques. Le laser n'atteint donc pas la face arrière de la mousse qui reste froide et non-ionisée permettant ainsi de garder intact l'ablateur et le DT solide avant l'implosion.

Pour conclure, nous allons exposer les différentes perspectives possibles. D'une part, la modélisation de la propagation du laser pourra être étendue à un modèle en deux ou trois dimensions afin de prendre en compte les inhomogénéités dans l'espace du profil d'intensité laser, c'est-à-dire les *speckles*. Ceci permettra alors d'étu-

dier l'influence de la transition solide-plasma sur l'empreinte laser, notamment en face arrière. Ceci permettrait également d'approfondir l'étude des mousses et leur influence sur le *shinethrough* et sur l'empreinte laser. D'autre part, maintenant que nous disposons d'un modèle décrivant la transition solide-plasma, il doit être implémenté dans les codes numériques simulant l'implosion de la cible pour observer directement l'influence de la transition solide-plasma. Ceci permettra dans un premier temps de simuler l'interaction entre le *picket* et la cible sur la durée entière du *picket*. Dans un second temps, on pourra quantifier l'influence du *shinethrough* sur l'implosion de la cible. En particulier, il sera possible d'étudier l'influence de l'interaction directe entre le laser et le DT solide ainsi que l'influence de la modification de l'interface ablateur-DT solide à cause de la transition solide-plasma de la face arrière de l'ablateur.

Annexe A

Absorption collisionnelle

Dans cette annexe, on donne la démonstration de la variation d'énergie due à l'absorption laser dans le régime de l'absorption collisionnelle. De manière générale, les équations de conservations de la vitesse des électrons \vec{u}_e et de l'énergie interne des électrons U_e s'écrivent de la manière suivante :

$$\frac{\partial \vec{u}_e}{\partial t} + \left(\vec{u}_e \cdot \vec{\nabla}_{\vec{r}} \right) \vec{u}_e + \frac{1}{n_e m_e} \vec{\nabla}_{\vec{r}} \cdot \bar{P}_e - \frac{q_e}{m_e} \left(\vec{E} + \vec{u}_e \times \vec{B} \right) = \left(\frac{\partial \vec{u}_e}{\partial t} \right)_L + \left(\frac{\partial \vec{u}_e}{\partial t} \right)_C \quad (\text{A.1})$$

$$\frac{\partial U_e}{\partial t} + \left(\vec{u}_e \cdot \vec{\nabla}_{\vec{r}} \right) U_e + \frac{1}{n_e} \vec{\nabla}_{\vec{r}} \cdot \vec{q}_e + \frac{1}{n_e} \left(\bar{P}_e \cdot \vec{\nabla}_r \right) \cdot \vec{u}_e = \left(\frac{\partial U_e}{\partial t} \right)_L + \left(\frac{\partial U_e}{\partial t} \right)_C \quad (\text{A.2})$$

En négligeant les termes de pressions \bar{P}_e , la diffusion thermique des électrons \vec{q}_e , le transfert d'énergie des électrons vers le réseau ou les ions $(\partial_t U_e)_{collisions}$, et les champs électriques \vec{E} et magnétiques \vec{B} auto-générés, les équations de conservation précédentes se réduisent aux équations de conservations suivante :

$$\frac{\partial \vec{u}_e}{\partial t} + \left(\vec{u}_e \cdot \vec{\nabla}_{\vec{r}} \right) \vec{u}_e = \left(\frac{\partial \vec{u}_e}{\partial t} \right)_{laser} + \left(\frac{\partial \vec{u}_e}{\partial t} \right)_{collisions} \quad (\text{A.3})$$

$$\frac{\partial U_e}{\partial t} + \left(\vec{u}_e \cdot \vec{\nabla}_{\vec{r}} \right) U_e = \left(\frac{\partial U_e}{\partial t} \right)_{laser} \quad (\text{A.4})$$

L'interaction entre les électrons et le laser correspondant à une accélération des électrons dans le champ du laser, on obtient :

$$\left(\frac{\partial \vec{u}_e}{\partial t} \right)_{laser} = \frac{q_e}{m_e} \vec{E}_L \quad (\text{A.5})$$

$$\left(\frac{\partial U_e}{\partial t} \right)_{laser} = m_e \vec{u}_e \cdot \left(\frac{\partial \vec{u}_e}{\partial t} \right)_{laser} \quad (\text{A.6})$$

où on a négligé les effets du champ magnétique du laser sur les électrons. De plus, le terme de collision peut s'écrire sous la forme $(\partial_t \vec{u}_e)_{collisions} \approx -\nu_c (\vec{u}_e - \vec{u}_i)$ avec ν_c la fréquence de collisions des électrons et \vec{u}_i la vitesse des ions ou des atomes du réseau. En supposant alors que $\vec{u}_e \gg \vec{u}_i$ entre autre à cause de leur différence de masse, on obtient $(\partial_t \vec{u}_e)_{collisions} \approx -\nu_c \vec{u}_e$ et on obtient après linéarisation des équations (A.3) et (A.4) :

$$\frac{\partial \vec{u}_e}{\partial t} = \frac{q_e}{m_e} \vec{E}_L - \nu_c \vec{u}_e \quad (\text{A.7})$$

$$\frac{\partial U_e}{\partial t} = q_e \vec{u}_e \cdot \vec{E}_L \quad (\text{A.8})$$

A noter que l'équation donne la variation d'énergie des électrons. Si l'on veut la variation de la densité d'énergie des électrons, il suffit de poser $\bar{U}_e = U_e/n_e$ et l'équation précédente devient :

$$\frac{\partial \bar{U}_e}{\partial t} = \vec{j}_e \cdot \vec{E}_L \quad (\text{A.9})$$

où $\vec{j}_e = q_e n_e \vec{u}_e$ représente la densité de courant. Cette variation de la densité d'énergie des électrons est alors obtenue en supposant que la densité d'électrons reste constante dans le temps. En résolvant les équations (A.7) et (A.8) en modélisant le laser comme une onde plane monochromatique, on va alors montrer que la variation d'énergie des électrons par absorption collisionnelle est donnée par :

$$\frac{\partial U_e}{\partial t} = \frac{q_e^2 \nu_c}{2m_e (\nu_c^2 + \omega_L^2)} E_0^2 \quad (\text{A.10})$$

Ce résultat est démontré suivant deux méthodes : une résolution dans l'espace réel et une résolution dans l'espace complexe.

Résolution dans l'espace réel

On a pose $E_L = E_0 \cos(\omega_L t)$. La résolution de l'équation (A.7) donne alors pour la vitesse :

$$\vec{u}_e = \frac{q_e}{m_e (\nu_c^2 + \omega_L^2)} [\nu_c \cos(\omega_L t) + \omega_L \sin(\omega_L t)] \vec{E}_0 \quad (\text{A.11})$$

En insérant cette équation dans l'équation (A.8), on obtient alors :

$$\frac{\partial U_e}{\partial t} = \frac{q_e^2}{m_e (\nu_c^2 + \omega_L^2)} \left[\nu_c \cos^2(\omega_L t) + \frac{\omega_L}{2} \cos(2\omega_L t) \right] E_0^2 \quad (\text{A.12})$$

Ce taux d'absorption laser correspond à un taux d'absorption instantané. On peut alors calculer un taux d'absorption laser moyenné sur un cycle optique et on obtient

au final :

$$\left\langle \frac{\partial U_e}{\partial t} \right\rangle = \frac{q_e^2 \nu_c}{2m_e (\nu_c^2 + \omega_L^2)} E_0^2 \quad (\text{A.13})$$

où la moyenne sur un cycle optique est définie de la manière suivante :

$$\langle f \rangle = \frac{\omega_L}{2\pi} \int_0^{2\pi/\omega_L} f(\tau) d\tau \quad (\text{A.14})$$

Résolution dans l'espace complexe

On a pose $\vec{E}_L = \vec{E}_0 e^{-i\omega_L t}$ où la notation \underline{X} indique que la grandeur X est complexe. En introduisant ce champ laser dans l'équation (A.7), on obtient alors la vitesse complexe \underline{u}_e suivante :

$$\vec{u}_e = \frac{q_e}{m_e (\nu_c - i\omega_L)} \vec{E}_0 e^{-i\omega_L t} \quad (\text{A.15})$$

On peut dès lors calculer directement le taux d'absorption laser moyenné sur un cycle optique. En effet, soient $x = \Re(\underline{X} e^{i\omega t})$ et $y = \Re(\underline{Y} e^{i\omega t})$ où $\Re(\cdot)$ désigne la partie réelle. En utilisant l'équation (A.14), on obtient :

$$\langle xy \rangle = \frac{\omega_L}{2\pi} \int_0^{2\pi/\omega_L} x(\tau) y(\tau) d\tau = \frac{\omega_L}{2\pi} \int_0^{2\pi/\omega_L} \Re(\underline{X} e^{i\omega\tau}) \Re(\underline{Y} e^{i\omega\tau}) d\tau \quad (\text{A.16})$$

En réécrivant les parties réelles comme la somme d'un complexe et de son conjugué, et en utilisant le fait que le conjugué d'un produit est égal au produit des conjugués, on a :

$$\langle xy \rangle = \frac{\omega_L}{2\pi} \int_0^{2\pi/\omega_L} \left(\frac{\underline{X} e^{i\omega\tau} + \underline{X}^* e^{-i\omega\tau}}{2} \right) \left(\frac{\underline{Y} e^{i\omega\tau} + \underline{Y}^* e^{-i\omega\tau}}{2} \right) d\tau \quad (\text{A.17})$$

où \underline{X}^* désigne le complexe conjugué de \underline{X} . Ceci conduit alors après développement :

$$\langle xy \rangle = \frac{\omega_L}{8\pi} \int_0^{2\pi/\omega_L} (\underline{X} \underline{Y} e^{2i\omega\tau} + \underline{X} \underline{Y}^* + \underline{X}^* \underline{Y} + \underline{X}^* \underline{Y}^* e^{-2i\omega\tau}) d\tau \quad (\text{A.18})$$

Le premier terme et le dernier terme s'annulent et comme le deuxième terme et le troisième sont constants, on trouve :

$$\langle xy \rangle = \frac{1}{4} (\underline{X} \underline{Y}^* + \underline{X}^* \underline{Y}) = \frac{1}{2} \Re(\underline{X} \underline{Y}^*) \quad (\text{A.19})$$

On obtient ainsi :

$$\left\langle \vec{u}_e \cdot \vec{E}_L \right\rangle = \frac{q_e \nu_c}{2m_e (\nu_c^2 + \omega_L^2)} E_0^2 \quad (\text{A.20})$$

ce qui nous donne au final pour le taux de variation d'énergie moyenné sur un cycle optique :

$$\left\langle \frac{\partial U_e}{\partial t} \right\rangle = \frac{q_e^2 \nu_c}{2m_e (\nu_c^2 + \omega_L^2)} E_0^2 \quad (\text{A.21})$$

Annexe B

Modes propres du polystyrène

Le polystyrène étant un polymère, il est constitué d'une répétition du motif $\text{CH}(\text{Ph}) - \text{CH}_2$ où Ph représente le groupe phényle C_6H_5 (voir Fig. 3.5). Même s'il n'est pas possible de définir une périodicité d'un point de vue macroscopique, il est quand même possible de définir une périodicité locale grâce à la répétition du motif le long de la chaîne du polystyrène. Cependant, le motif est ici composé de 16 atomes conduisant à 48 modes propres en trois dimensions. Afin de simplifier le problème, seuls les modes de vibrations se propageant le long de la chaîne carbonée du polystyrène sont considérés en première approximation. Ceci nous permet alors de passer d'un problème à trois dimensions à un problème à une dimension. De plus, le motif est simplifié de telle manière à ce qu'on considère uniquement trois groupes :

- un groupe phényle Ph de masse $m_{Ph} = 6m_C + 5m_H$
- un groupe alkyle CH de masse $m_{CH} = m_C + m_H$
- un groupe alkyle CH_2 de masse $m_{\text{CH}_2} = m_C + 2m_H$

Ces trois groupes sont supposés indéformables. Cette forme simplifiée du motif est donnée en Fig. B.1.

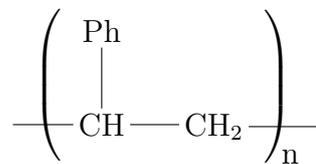


FIGURE B.1 – Structure simplifiée du motif du polystyrène

Ainsi, grâce à cette simplification, on peut déjà en déduire que trois modes propres vont exister. De plus, comme le problème a été réduit à une dimension, on peut également en déduire que parmi ces trois modes propres, il y aura un mode acoustique et un mode optique. Enfin, on suppose que seuls les plus proches voisins interagissent entre eux, leurs interactions étant approchées par le potentiel harmonique, c'est-à-dire $U(x) = kx^2/2$ où k est l'énergie d'interaction déterminée

expérimentalement. Ceci nous donne alors :

$$U_{TOT} = U_{Ph} + U_{CH} + U_{CH_2} \quad (B.1)$$

$$U_{Ph-CH} = \frac{G}{2} \sum_n \left[u_{Ph}(na, d_1) - u_{CH}(na, 0) \right]^2 \quad (B.2)$$

$$U_{CH-CH_2} = \frac{K}{2} \sum_n \left[u_{CH}(na, 0) - u_{CH_2}(na, 0) \right]^2 \quad (B.3)$$

$$U_{CH_2-CH} = \frac{K}{2} \sum_n \left[u_{CH_2}(na, 0) - u_{CH}((n+1)a, 0) \right]^2 \quad (B.4)$$

Les constantes G et K caractérisent respectivement les liaisons CH–Ph et CH–CH₂. Elles sont calculées à partir de la vitesse du son c_s avec $G/K = 1.21375$ [263]. La constante a représente la longueur de la liaison CH – CH₂ et les quantités $u_X(x, y)$ correspondent aux déplacements du groupe X ayant pour position initiale x et y . Les équations du mouvement sont alors données par les équations d'Euler-Lagrange :

$$m_{Ph} \frac{\partial^2 u_{Ph}(na, d_1)}{\partial t^2} = - \frac{\partial U_{TOT}}{\partial u_{Ph}(na, d_1)} \quad (B.5)$$

$$m_{CH} \frac{\partial^2 u_{CH}(na, 0)}{\partial t^2} = - \frac{\partial U_{TOT}}{\partial u_{CH}(na, 0)} \quad (B.6)$$

$$m_{CH_2} \frac{\partial^2 u_{CH_2}(na, 0)}{\partial t^2} = - \frac{\partial U_{TOT}}{\partial u_{CH_2}(na, 0)} \quad (B.7)$$

En cherchant des solutions de la forme $u_X(x, y) = U_X e^{i(k_x x + k_y y - \omega t)}$ avec U_X l'amplitude complexe, ceci nous donne un système linéaire qui possède une solution si et seulement si :

$$\begin{vmatrix} (G - m_{Ph}\omega^2)e^{ik_y d_1} & -G & 0 \\ -Ge^{ik_y d_1} & G + 2K - m_{CH}\omega^2 & -K(1 + e^{-ik_x a}) \\ 0 & -K(1 + e^{ik_x a}) & 2K - m_{CH_2}\omega^2 \end{vmatrix} = 0 \quad (B.8)$$

Il apparaît alors que le terme $e^{ik_y d_1}$ disparaît. En effet, seuls les modes longitudinaux sont considérés. La nullité du déterminant conduit alors à un polynôme d'ordre 6 :

$$\alpha\omega^6 + \beta\omega^4 + \gamma\omega^2 + \delta = 0 \quad (B.9)$$

où les coefficients α , β , γ et δ sont donnés par :

$$\alpha = -m_{\text{Ph}}m_{\text{CH}}m_{\text{CH}_2} \quad (\text{B.10})$$

$$\beta = Gm_{\text{CH}_2}(m_{\text{CH}} + m_{\text{Ph}}) + 2Km_{\text{Ph}}(m_{\text{CH}} + m_{\text{CH}_2}) \quad (\text{B.11})$$

$$\gamma = \left[4K^2 \cos^2 \left(\frac{k_x a}{2} \right) - 2K(2K + G) \right] m_{\text{Ph}} - 2GK(m_{\text{CH}} + m_{\text{CH}_2}) \quad (\text{B.12})$$

$$\delta = 4GK^2 \left[1 - \cos^2 \left(\frac{k_x a}{2} \right) \right] \quad (\text{B.13})$$

Au final, les modes propres du polystyrène sont définis par :

$$\omega_m^2 = z_m - \frac{\beta}{3\alpha}, \quad m \in \{0, 1, 2\} \quad (\text{B.14})$$

$$z_m = 2\sqrt{-\frac{p}{3}} \cos \left[\frac{1}{3} \arccos \left(\frac{3q}{2p} \sqrt{-\frac{3}{p}} \right) + \frac{2(m+1)\pi}{3} \right] \quad (\text{B.15})$$

avec

$$p = -\frac{\beta^2}{3\alpha^2} + \frac{\gamma}{\alpha} \quad (\text{B.16})$$

$$q = \frac{2\beta^3}{27\alpha^3} - \frac{9\beta\gamma}{27\alpha^2} + \frac{\delta}{\alpha} \quad (\text{B.17})$$

La Figure B.2 montrent ces trois modes propres. On observe alors un mode acoustique et deux modes optiques comme prévu, ces modes étant caractérisés respectivement par un comportement linéaire et constant dans la limite $q \rightarrow 0$. On observe également que l'énergie des phonons optiques dans le polystyrène est comparable à celle des phonons optiques existant dans d'autres diélectriques, comme SiO_2 [264, 265].

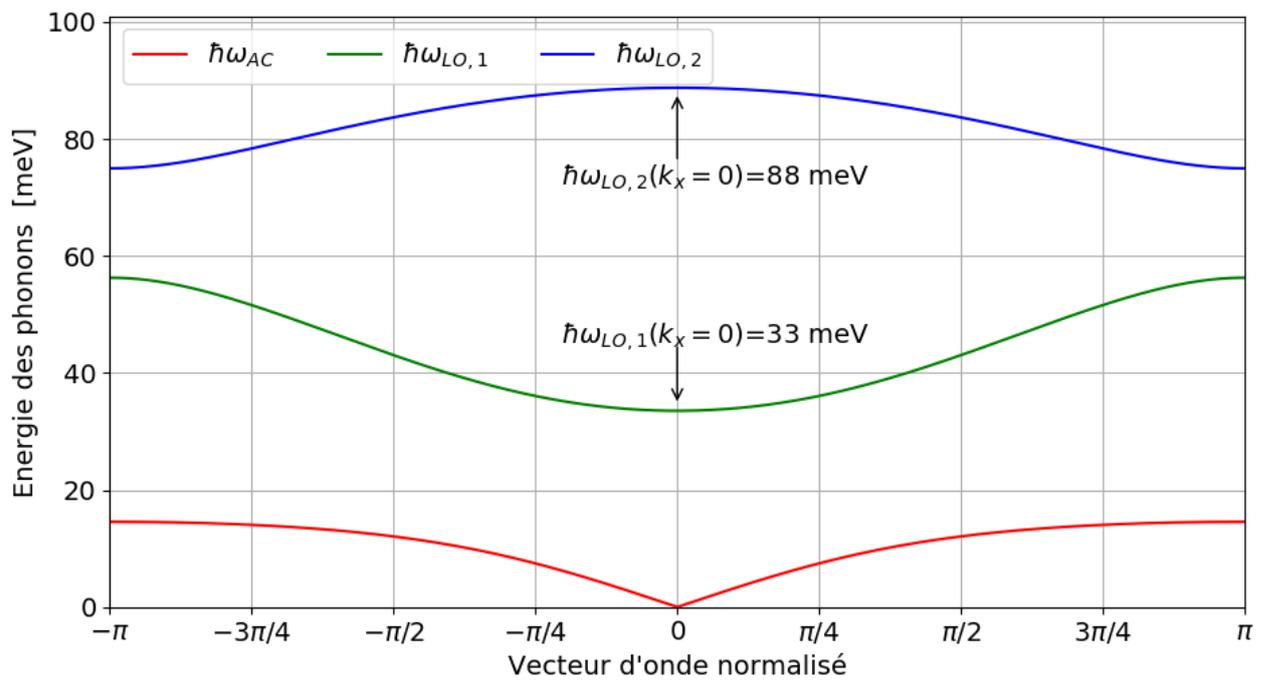


FIGURE B.2 – Modes propres du polystyrène

Annexe C

Fréquences de collision électron-phonon

Les électrons dans la bande de conduction sont décrits dans l'approximation du gaz d'électrons libres. L'énergie ε_k des électrons est donc donnée par $\varepsilon_k = \hbar^2 k^2 / 2m^*$ avec $m^* = m_e$ la masse effective des électrons supposée égale à la masse des électrons au repos. Les collisions électrons-phonons sont supposées restreintes à la première zone de Brillouin car l'énergie des électrons ne dépasse pas $E_{k_{BZ}}$ qui est l'énergie associée au vecteur d'onde de la première zone de Brillouin k_{BZ} . Ceci implique que les processus *umklapp*, qui correspondent à des collisions où le vecteur de réseau réciproque doit être considéré dans la conservation de l'impulsion, peuvent être négligés. Comme les relations de dispersions des phonons sont calculées en 1D (voir A) le vecteur d'onde de la zone de Brillouin est donné par $k_{BZ} = 2\pi/a$ avec $a = 2d_{C-C}$ la taille du motif et [266] $d_{C-C} = 1.53 \text{ \AA}$ la distance entre deux atomes de carbone de la chaîne carbonée. Ceci conduit à $E(k_{BZ}) \approx 16 \text{ eV}$.

En supposant que la fonction de distribution des électrons f_e est uniquement modifiée à cause des collisions, l'équation de Boltzmann s'écrit dans l'approximation du temps de relaxation de la manière suivante [156] :

$$\frac{\partial f_e}{\partial t} = \frac{f_e^0 - f_e}{\tau(\vec{k})} \quad (\text{C.1})$$

avec f_e^0 la fonction de distribution des électrons non perturbée et $\tau(\vec{k})$ le temps de relaxation défini par :

$$\frac{1}{\tau(\vec{k})} = \nu(\vec{k}) = \frac{V}{8\pi^3} \int [S^-(\vec{k}, \vec{k}') + S^+(\vec{k}, \vec{k}')] d\vec{k}' \quad (\text{C.2})$$

Le terme $S^\pm(\vec{k}, \vec{k}')$ correspond au taux de transition d'un électron de l'état \vec{k} à

l'état \vec{k}' en absorbant (-) ou en émettant (+) un phonon d'impulsion \vec{q} . Ce taux de transition est donné par la règle d'Or de Fermi [267] :

$$S^\pm(\vec{k}, \vec{k}') = \frac{2\pi}{\hbar} \left| \langle \vec{k}' | H_{e-ph}^\pm | \vec{k} \rangle \right|^2 \delta(\varepsilon_{k'} - \varepsilon_k \mp \hbar\omega_\beta(q)) \quad (\text{C.3})$$

avec ε_k et $\varepsilon_{k'}$ les énergies associées respectivement aux états \vec{k} et \vec{k}' , et ω_β l'énergie du mode β du phonon. A noter que ω_β dépend a priori de q mais la dépendance n'est pas indiquée pour ne pas surcharger les notations. Comme les processus *umklapp* ne sont pas considérés, l'élément de matrice s'écrit [267] :

$$\langle \vec{k}' | H_{e-ph}^\pm | \vec{k} \rangle = \left(\frac{\hbar}{2\rho V \omega_\beta} \right)^{1/2} \left(n_\beta(T_{il}) + \frac{1}{2} \pm \frac{1}{2} \right)^{1/2} \mathcal{J}(q) \delta(\vec{k}' - \vec{k} \pm \vec{q}) \quad (\text{C.4})$$

Il dépend de la densité ρ du polystyrène, du volume V ainsi que de la température du réseau T_{il} à travers la fonction de distribution des phonons n_β qui est donnée par la distribution de Bose-Einstein :

$$n_\beta(T_{il}) = \left[\exp\left(\frac{\hbar\omega_\beta}{k_B T_{il}}\right) - 1 \right]^{-1} \quad (\text{C.5})$$

Le terme $\delta(\vec{k}' - \vec{k} \pm \vec{q})$ représente la conservation de l'impulsion et $\mathcal{J}(q)$ correspond au couplage entre le potentiel du réseau et les états électroniques. Il est calculé dans l'approximation du potentiel de déformation assurant une description simple mais relativement précise [267] :

$$\mathcal{J}(q) = iq\mathcal{U}(q, \omega_\beta) \quad (\text{C.6})$$

avec i le nombre complexe imaginaire tel que $i^2 = -1$ et $\mathcal{U}(q, \omega_\beta)$ le potentiel de déformation qui dépend de la nature du phonon, à savoir si c'est un phonon acoustique ou un phonon optique. La conservation de l'impulsion étant $\vec{k}'^2 = \vec{k}^2 + \vec{q}^2 \pm 2kq \cos(\theta)$, il est possible de réécrire la conservation de l'énergie sous la forme suivante :

$$\delta(\varepsilon_{\vec{k}'} - \varepsilon_{\vec{k}} \mp \hbar\omega_\beta) = \frac{m^*}{\hbar^2 k q} \delta\left(\pm \cos(\theta) + \frac{q}{2k} \mp \frac{m^* \omega_\beta}{\hbar k q}\right) \quad (\text{C.7})$$

où on a utilisé $\varepsilon_k = \hbar^2 k^2 / 2m^*$. Au final, l'équation (C.3) devient :

$$S^\pm(\vec{k}, \vec{k}') = \frac{\pi q m^* \mathcal{U}^2(q, \omega_\beta)}{\hbar^2 \rho V \omega_\beta} \left(n_\beta(T_{il}) + \frac{1}{2} \pm \frac{1}{2} \right) \delta\left(\pm \cos(\theta) + \frac{q}{2k} \mp \frac{m^* \omega_\beta}{\hbar k q}\right) \quad (\text{C.8})$$

Il apparaît alors que $S^\pm(\vec{k}, \vec{k}')$ dépend uniquement de q et de $\cos \theta$. Ainsi, l'équa-

tion (C.2) devient :

$$\nu(\vec{k}) = \frac{V}{4\pi^3} \int_0^\infty \int_{-1}^1 \left(S^-(\vec{k}, \vec{k}') + S^+(\vec{k}, \vec{k}') \right) q^2 dq d\cos(\theta) \quad (\text{C.9})$$

C.1 Phonons acoustiques

Pour les phonons acoustiques, il est constant et de l'ordre de quelques eV dans la limite des faibles transferts d'impulsion et on a $\mathcal{U} = \delta\mathcal{E}/\Delta$. il correspond à une mesure du potentiel de la déformation $\delta\mathcal{E}$ du potentiel à cause de la dilatation du réseau induit par le passage du phonon optique [267]. Aucune des grandeurs \mathcal{U} , $\delta\mathcal{E}$ et Δ ne peut être évaluée simplement pour les diélectriques. A partir d'une évaluation des sections efficaces, Fishcetti *et al.* [158] ont estimé $\mathcal{U} \approx 3.5$ eV pour SiO_2 ce qui représente environ 40% du gap de SiO_2 . Par analogie avec les métaux où le potentiel de déformation est proportionnel à l'énergie de Fermi, on suppose que le potentiel de déformation des diélectriques est proportionnel au gap. Avec un gap $E_g = 4.05$ eV pour le polystyrène [124], on obtient $\mathcal{U} = 1.62$ eV. Ceci assure d'obtenir un ordre de grandeur standard pour le potentiel de déformation qui est de l'ordre de quelques eV [267]. Enfin, dans la limite des faibles transferts d'impulsion, $q \rightarrow 0$, la relation de dispersion est linéaire pour les phonons acoustiques : $\omega_{AC}(q) \approx c_s q$. Ceci nous permet alors de simplifier la fonction de distribution des phonons de la manière suivante : $n_{AC}(T_{il}) \approx n_{AC}(T_{il}) + 1 \approx k_B T_{il} / \hbar c_s q$. Ainsi, l'équation (C.8) peut se réécrire sous la forme :

$$S^\pm(\vec{k}, \vec{k}') = \frac{\pi m^* \mathcal{U}^2 k_B T_{il}}{\rho V c_s^2 \hbar^3 q} \delta \left(\pm \cos(\theta) + \frac{q}{2k} \mp \frac{m^* c_s}{\hbar k} \right) \quad (\text{C.10})$$

Ainsi, en insérant l'équation (C.10) dans l'équation (C.9), on obtient la fréquence de collision électron-phonon acoustique suivante :

$$\nu_{EAP}(\vec{k}) = \frac{\mathcal{U}^2 k_B T_{il} m^*}{2\pi \rho c_s^2 \hbar^3 k} \left[k^2 + \left(\frac{m^* c_s}{\hbar} \right)^2 \right] \quad (\text{C.11})$$

On peut alors la réécrire en fonction de l'énergie, ce qui nous donne :

$$\nu_{EAP}(\varepsilon_k) = \frac{\mathcal{U}^2 k_B T_{il} m^{*3/2}}{\sqrt{2\pi} \rho c_s^2 \hbar^4 \sqrt{\varepsilon_k}} \left(\varepsilon_k + \frac{m^* c_s^2}{2} \right) \quad (\text{C.12})$$

C.2 Phonons optiques

Pour les phonons optiques, le potentiel de déformation est donné dans le formalisme de Fröhlich [267, 268, 269] :

$$\mathcal{U}(q, \omega_\beta(q)) = - \left(4\pi e^2 \rho \omega_\beta^2(q) \left(\frac{1}{\varepsilon_r^\infty} - \frac{1}{\varepsilon_r^0} \right) \right)^{1/2} \frac{1}{q^2} \quad (\text{C.13})$$

avec ε_r^0 et ε_r^∞ les constantes diélectriques respectivement à basses et hautes fréquences. Dans la limite des faibles transferts d'impulsion, $q \rightarrow 0$, la relation de dispersion est constante pour les phonons optiques : $\omega_{LO}(\vec{q}) \approx \omega_{LO}$ (voir Annexe B). Ainsi, en insérant l'équation (C.13) dans l'équation (C.9), on obtient :

$$\nu_{EOP}^{ab}(\vec{k}) = \frac{e^2 m^* \omega_{LO}}{\hbar^2 k} \left(\frac{1}{\varepsilon_r^\infty} - \frac{1}{\varepsilon_r^0} \right) n_{LO}(T_{il}) \ln \left(\frac{\sqrt{1 + 2m^* \omega_{LO} / \hbar k^2} + 1}{\sqrt{1 + 2m^* \omega_{LO} / \hbar k^2} - 1} \right) \quad (\text{C.14})$$

$$\nu_{EOP}^{em}(\vec{k}) = \frac{e^2 m^* \omega_{LO}}{\hbar^2 k} \left(\frac{1}{\varepsilon_r^\infty} - \frac{1}{\varepsilon_r^0} \right) (n_{LO}(T_{il}) + 1) \ln \left(\frac{1 + \sqrt{1 - 2m^* \omega_{LO} / \hbar k^2}}{1 - \sqrt{1 - 2m^* \omega_{LO} / \hbar k^2}} \right) \quad (\text{C.15})$$

On peut alors les réécrire en fonction de l'énergie, ce qui nous donne :

$$\nu_{EOP}^{ab}(\varepsilon_k) = \frac{e^2 \sqrt{m^*} \omega_{LO}}{\sqrt{2} \hbar \sqrt{\varepsilon_k}} \left(\frac{1}{\varepsilon_r^\infty} - \frac{1}{\varepsilon_r^0} \right) n_{LO}(T_{il}) \ln \left[\frac{\sqrt{1 + \hbar \omega_{LO} / \varepsilon_k} + 1}{\sqrt{1 + \hbar \omega_{LO} / \varepsilon_k} - 1} \right] \quad (\text{C.16})$$

$$\nu_{EOP}^{em}(\varepsilon_k) = \frac{e^2 \sqrt{m^*} \omega_{LO}}{\sqrt{2} \hbar \sqrt{\varepsilon_k}} \left(\frac{1}{\varepsilon_r^\infty} - \frac{1}{\varepsilon_r^0} \right) (n_{LO}(T_{il}) + 1) \ln \left[\frac{1 + \sqrt{1 - \hbar \omega_{LO} / \varepsilon_k}}{1 - \sqrt{1 - \hbar \omega_{LO} / \varepsilon_k}} \right] \quad (\text{C.17})$$

Annexe D

Transfert d'énergie électron-phonon

D'après la théorie développée par Allen [177], le transfert d'énergie résultant de la collision entre un électron et un phonon est donné par :

$$\frac{\partial E_e}{\partial t} = \frac{4\pi}{\hbar} \sum_{\vec{k}, \vec{k}'} \hbar\omega_{\vec{q}} \left| M_{\vec{k}, \vec{k}'} \right|^2 S(\vec{k}, \vec{k}') \delta(\varepsilon_{\vec{k}} - \varepsilon_{\vec{k}'} + \hbar\omega_{\vec{q}}) \quad (\text{D.1})$$

Le terme $S(\vec{k}, \vec{k}')$ est appelé au facteur thermique, $\varepsilon_{\vec{k}}$ et $\varepsilon_{\vec{k}'}$ sont les énergies des électrons respectivement dans les états \vec{k} et \vec{k}' , et $\hbar\omega_{\vec{q}}$ correspond à l'énergie du phonon absorbé ou émis lors de la collision d'un électron avec un phonon faisant passer l'électron de l'état \vec{k} à l'état \vec{k}' . Comme l'élément de matrice $\left| M_{\vec{k}, \vec{k}'} \right|^2$ est donné par :

$$\left| M_{\vec{k}, \vec{k}'} \right|^2 = -\frac{\hbar}{2\rho V \omega_{\vec{q}}} (n_{\vec{q}} + 1) q^2 \mathcal{U}^2(\omega_{\vec{q}}, \vec{q}) \delta(\vec{k} - \vec{k}' + \vec{q}) \quad (\text{D.2})$$

avec la distribution de Bose-Einstein $n_{\vec{q}} = [\exp(\hbar\omega_{\vec{q}}/k_B T_i) - 1]^{-1}$ et le potentiel de déformation $\mathcal{U}(\omega_{\vec{q}}, \vec{q})$, et en écrivant l'énergie de conservation sous la forme :

$$\delta(\varepsilon_{\vec{k}} - \varepsilon_{\vec{k}'} + \hbar\omega_{\vec{q}}) = \frac{m_e}{\hbar^2 k q} \delta\left(\cos(\theta) - \frac{m_e \omega_{\vec{q}}}{\hbar k q} - \frac{q}{2k}\right) \quad (\text{D.3})$$

où θ est l'angle entre \vec{k} et \vec{q} et où on a utilisé la conservation de l'impulsion $\vec{k}' = \vec{k} + \vec{q}$ de même que l'hypothèse du gaz d'électrons libres $\varepsilon_{\vec{k}} = \hbar^2 \vec{k}'^2 / 2m_e$, il est alors possible de réécrire l'équation (D.1) de la manière suivante :

$$\begin{aligned} \frac{\partial \mathcal{E}_e}{\partial t} = & -\frac{2\pi}{(8\pi^3)^2} \int \left[\int \frac{m_e q}{\rho \hbar k} (n_{\vec{q}} + 1) \mathcal{U}^2(\omega_{\vec{q}}, \vec{q}) S(\vec{k}, \vec{k}') \right. \\ & \left. \times \delta\left(\cos(\theta) - \frac{m_e \omega_{\vec{q}}}{\hbar k q} - \frac{q}{2k}\right) d\vec{k}' \right] d\vec{k} \quad (\text{D.4}) \end{aligned}$$

Il est à noter qu'on a utilisé $\sum_{\vec{k}} = (V/8\pi^3) \int d\vec{k}$ car on a supposé que les états électroniques étaient suffisamment proches pour qu'ils puissent être traités comme un continuum. De plus, l'énergie des électrons E_e a été remplacé par l'énergie électron par unité de volume $\mathcal{E}_e = E_e/V$. Le facteur thermique est défini par :

$$S(\vec{k}, \vec{k}') = [f(\varepsilon_{\vec{k}}) - f(\varepsilon_{\vec{k}'})] n_{\vec{q}} - f(\varepsilon_{\vec{k}'}) [1 - f(\varepsilon_{\vec{k}})] \quad (\text{D.5})$$

avec $f(\varepsilon_{\vec{k}}) = [\exp((\varepsilon_{\vec{k}} - \mu_e)/k_B T_e) + 1]^{-1}$ la distribution de Fermi-Dirac mais il peut être réécrit comme :

$$S(\vec{k}, \vec{k}') = [f(\varepsilon_{\vec{k}}) - f(\varepsilon_{\vec{k}'})] [n_{\vec{q}}(T_i) - n_{\vec{q}}(T_e)] \quad (\text{D.6})$$

de manière à ce qu'il apparaisse clairement $S(\vec{k}, \vec{k}') = 0$ et $\partial_t E_e = 0$ lorsque $T_e = T_i$.

Grâce à la conservation du moment, l'intégration sur \vec{k}' peut être remplacée par une intégration sur \vec{k} ce qui nous donne :

$$\int d\vec{k}' = \int d\vec{q} = 2\pi \int_0^{+\infty} \int_{-1}^1 q^2 dq d\cos\theta \quad (\text{D.7})$$

L'équation (D.4) peut alors être simplifiée et on obtient après intégration sur $\cos\theta$

$$\begin{aligned} \frac{\partial \mathcal{E}_e}{\partial t} = & \frac{1}{16\pi^4} \int \left\{ \int_0^{+\infty} \left[\frac{m_e q^3}{\rho \hbar k} (n_{\mathbf{q}} + 1) \mathcal{U}^2(\omega_{\mathbf{q}}, \mathbf{q}) [f(\varepsilon_k) - f(\varepsilon_k + \hbar\omega_{\mathbf{q}})] \right. \right. \\ & \left. \left. \times [n_{\mathbf{q}}(T_e) - n_{\mathbf{q}}(T_i)] \Theta \left(1 - \frac{m_e \omega_{\mathbf{q}}}{\hbar k q} - \frac{q}{2k} \right) \Theta \left(1 + \frac{m_e \omega_{\mathbf{q}}}{\hbar k q} + \frac{q}{2k} \right) \right] dq \right\} d\mathbf{k} \end{aligned} \quad (\text{D.8})$$

D.1 Transfert d'énergie électron-phonon acoustique

Pour un phonon acoustique, la relation de dispersion peut s'écrire $\omega_{\vec{q}} = c_s q$ avec c_s la vitesse du son et le potentiel de déformation est constant $\mathcal{U}(\omega_{\vec{q}}, \vec{q}) = \mathcal{U}$. L'équation (D.8) devient alors :

$$\begin{aligned} \frac{\partial \mathcal{E}_e}{\partial t} = & \frac{1}{16\pi^4} \frac{m_e \mathcal{U}^2}{\rho \hbar} \int \left\{ \frac{1}{k} \int_0^{2k+2m_e c_s/\hbar} q^3 [n(\hbar c_s q, T_i) + 1] \right. \\ & \left. \times [f(\varepsilon_k) - f(\varepsilon_k + \hbar c_s q)] [n(\hbar c_s q, T_e) - n(\hbar c_s q, T_i)] dq \right\} d\mathbf{k} \end{aligned} \quad (\text{D.9})$$

Il apparaît alors que l'intégrale sur \vec{k} dépend seulement de son module. On a ainsi $\in d\vec{k} = 4\pi \int_0^{+\infty} k^2 dk$ et l'équation précédente peut être simplifiée pour obtenir :

$$\begin{aligned} \frac{\partial \mathcal{E}_e}{\partial t} = & \frac{1}{4\pi^3} \frac{m_e \mathcal{U}^2}{\rho \hbar} \int_0^{k_{BZ}} \left\{ k \int_0^{2k+2m_e c_s / \hbar} q^3 [n(\hbar c_s q, T_i) + 1] \right. \\ & \left. \times [f(\varepsilon_k) - f(\varepsilon_k + \hbar c_s q)] [n(\hbar c_s q, T_e) - n(\hbar c_s q, T_i)] dq \right\} dk \end{aligned} \quad (\text{D.10})$$

où l'intégration est restreinte à la première zone de Brillouin car l'énergie des électrons n'excède pas l'énergie associée au vecteur d'onde de la première zone de Brillouin $E(k_{BZ})$. Dans la limite des faibles transferts d'impulsion, on a $\hbar c_s q \ll k_B T_i$ et la distribution de Bose-Einstein se simplifie de la manière suivante $n(T_i) + 1 \approx k_B T_i / \hbar c_s q$. On obtient alors $n(T_e) - n(T_i) \approx k_B (T_e - T_i) / \hbar c_s q$ et l'équation (D.10) devient :

$$\frac{\partial \mathcal{E}_e}{\partial t} = \frac{1}{4\pi^3} \frac{m_e k_B^2 \mathcal{U}^2 T_i}{\rho c_s^2 \hbar^3} (T_e - T_i) \int_0^{k_{BZ}} \left\{ k \int_0^{2k+2m_e c_s / \hbar} q [f(\varepsilon_k) - f(\varepsilon_k + \hbar c_s q)] dq \right\} dk \quad (\text{D.11})$$

Au final, le transfert d'énergie peut être écrit de telle manière à faire apparaître une fréquence de transfert d'énergie électron-phonon acoustique ν_{et} :

$$\frac{\partial \mathcal{E}_e}{\partial t} = \nu_{et} n_e k_B (T_e - T_i) \quad (\text{D.12})$$

où la fréquence ν_{et} est définie par :

$$\nu_{et} = \frac{1}{n_e} \frac{m_e k_B \mathcal{U}^2 T_i}{4\pi^3 \rho c_s^2 \hbar^3} \int_0^{k_{BZ}} k I \left(2k + 2 \frac{m_e c_s}{\hbar} \right) dk \quad (\text{D.13})$$

avec la fonction I définie par :

$$I(k) = \int_0^{2k+2m_e c_s / \hbar} q [f(\varepsilon_k) - f(\varepsilon_k + \hbar c_s q)] dq \quad (\text{D.14})$$

peut être calculée analytiquement ce qui nous donne :

$$\begin{aligned} I(k) = & \frac{k_B T_e k}{\hbar c_s} \ln \left[\exp \left(\frac{\varepsilon_k - \mu + \hbar c_s k}{k_B T_e} \right) + 1 \right] - \frac{k^2}{2 \left[\exp \left(-\frac{\varepsilon_k - \mu + \hbar c_s k}{k_B T_e} \right) + 1 \right]} \\ & - \frac{k_B^2 T_e^2}{\hbar^2 c_s^2} \left[F_1 \left(\frac{\varepsilon_k - \mu + \hbar c_s k}{k_B T_e} \right) - F_1 \left(\frac{\varepsilon_k - \mu}{k_B T_e} \right) \right] \end{aligned} \quad (\text{D.15})$$

avec F_1 l'intégrale de Fermi-Dirac d'ordre 1 :

$$F_1(x) = \int_0^{+\infty} \frac{u}{e^{u-x} + 1} du \quad (\text{D.16})$$

D.2 Transfert d'énergie électron-phonon optique

Pour les phonons optiques, la relation de dispersion nous donne $\omega_{\vec{q}} = \omega_{LO}$ où $\hbar\omega_{LO}$ représente l'énergie du phonon optique, et le potentiel de déformation est défini par :

$$\mathcal{U}^2 = 4\pi e^2 \rho \omega_{LO}^2 \left(\frac{1}{\varepsilon_r^\infty} - \frac{1}{\varepsilon_r^0} \right) \frac{1}{q^4} \quad (\text{D.17})$$

En insérant ces deux relations dans l'équation (D.8), on obtient :

$$\begin{aligned} \frac{\partial \mathcal{E}_e}{\partial t} &= \frac{1}{4\pi^3} \frac{m_e e^2 \omega_{LO}^2}{\hbar} \left(\frac{1}{\varepsilon_r^\infty} - \frac{1}{\varepsilon_r^0} \right) [n(T_i) + 1][n(T_e) - n(T_i)] \\ &\quad \times \int \left\{ \frac{1}{k} [f(\varepsilon_k) - f(\varepsilon_k + \hbar\omega_{LO})] \right. \\ &\quad \left. \times \int_0^{+\infty} \left[\frac{1}{q} \Theta \left(1 - \frac{m_e \omega_{LO}}{\hbar k q} - \frac{q}{2k} \right) \Theta \left(1 + \frac{m_e \omega_{LO}}{\hbar k q} + \frac{q}{2k} \right) \right] dq \right\} dk \quad (\text{D.18}) \end{aligned}$$

L'intégration sur q donne alors :

$$\begin{aligned} \frac{\partial \mathcal{E}_e}{\partial t} &= \frac{1}{4\pi^3} \frac{m_e e^2 \omega_{LO}^2}{\hbar} \left(\frac{1}{\varepsilon_r^\infty} - \frac{1}{\varepsilon_r^0} \right) [n(T_i) + 1][n(T_e) - n(T_i)] \\ &\quad \times \int \left\{ \frac{1}{k} [f(\varepsilon_k) - f(\varepsilon_k + \hbar\omega_{LO})] \ln \left(\frac{k + \sqrt{k^2 - 2m_e \omega_{LO} / \hbar}}{k - \sqrt{k^2 - 2m_e \omega_{LO} / \hbar}} \right) \right\} dk \quad (\text{D.19}) \end{aligned}$$

Comme pour le cas des phonons acoustiques, l'intégration sur \vec{k} dépend uniquement de son module et on obtient :

$$\begin{aligned} \frac{\partial \mathcal{E}_e}{\partial t} &= \frac{m_e e^2 \omega_{LO}^2}{\pi^2 \hbar} \left(\frac{1}{\varepsilon_r^\infty} - \frac{1}{\varepsilon_r^0} \right) [n(T_i) + 1][n(T_e) - n(T_i)] \\ &\quad \times \int_{\sqrt{2m_e \omega_{LO} / \hbar}}^{k_{BZ}} k [f(\varepsilon_k) - f(\varepsilon_k + \hbar\omega_{LO})] \ln \left(\frac{k + \sqrt{k^2 - 2m_e \omega_{LO} / \hbar}}{k - \sqrt{k^2 - 2m_e \omega_{LO} / \hbar}} \right) dk \quad (\text{D.20}) \end{aligned}$$

De même que pour les phonons acoustiques, il est alors possible de définir une fréquence de transfert d'énergie électron-phonon optique ν_{et} . Le transfert d'énergie électron-phonon optique s'écrit alors :

$$\frac{\partial \mathcal{E}_e}{\partial t} = \nu_{et} n_e \hbar \omega_{LO} [n(T_e) - n(T_i)] \quad (\text{D.21})$$

où la fréquence de transfert d'énergie est définie par :

$$\begin{aligned} \nu_{et} = & \frac{1}{n_e} \frac{m_e^2 e^2 \omega_{LO}}{\pi^2 \hbar^4} \left(\frac{1}{\varepsilon_r^\infty} - \frac{1}{\varepsilon_r^0} \right) (n(T_i) + 1) \\ & \times \int_{\hbar\omega_{LO}}^{E(k_{BZ})} [f(\varepsilon_k) - f(\varepsilon_k + \hbar\omega_{LO})] \ln \left(\frac{1 + \sqrt{1 - \hbar\omega_{LO}/\varepsilon_k}}{1 - \sqrt{1 - \hbar\omega_{LO}/\varepsilon_k}} \right) d\varepsilon_k \end{aligned} \quad (\text{D.22})$$

Annexe E

Grandeurs thermodynamiques des électrons

Nous présentons dans cette annexe le détails des calculs amenant aux expressions pour les électrons du potentiel chimique donné par les équations (2.72)-(2.74), de la capacité thermique donnée par l'équation (2.76) et du potentiel chimique effectif donné par l'équation (2.77). Les calculs amenant à l'expression de ces trois quantités pour les ions et les neutres correspondent juste à des dérivations très standards et la présentation du détail de ces calculs ne présentent aucun intérêt. Cependant, comme nous allons le voir, nous utiliserons quelques astuces de calculs dans le cas des électrons et c'est pour cette raison que nous les présentons dans cette Annexe.

Pour rappel, dans le modèle du gaz d'électrons libres, la densité n_e et l'énergie U_e des électrons sont données par :

$$n_e = \frac{\sqrt{2}m_e^{3/2}}{\pi^2\hbar^3} \int_0^{+\infty} \frac{\varepsilon^{1/2}}{e^{(\varepsilon-\mu_e)/k_B T_e} + 1} d\varepsilon \quad (\text{E.1})$$

$$U_e = \frac{\sqrt{2}m_e^{3/2}}{\pi^2\hbar^3} \int_0^{+\infty} \frac{\varepsilon^{3/2}}{e^{(\varepsilon-\mu_e)/k_B T_e} + 1} d\varepsilon \quad (\text{E.2})$$

que l'on peut réécrire sous la forme suivante :

$$n_e = \frac{\sqrt{2}m_e^{3/2}}{\pi^2\hbar^3} (k_B T_e)^{3/2} F_{1/2} \left(\frac{\mu_e}{k_B T_e} \right) \quad (\text{E.3})$$

$$U_e = \frac{\sqrt{2}m_e^{3/2}}{\pi^2\hbar^3} (k_B T_e)^{5/2} F_{3/2} \left(\frac{\mu_e}{k_B T_e} \right) \quad (\text{E.4})$$

exprimées alors en fonction de l'intégrale de Fermi-Dirac d'ordre 1/2 et 3/2 qui, pour un ordre $j > -1$ est définie par :

$$F_j(\eta) = \int_0^{+\infty} \frac{x^j}{e^{x-\eta} + 1} dx \quad (\text{E.5})$$

qui vérifie notamment la relation :

$$\frac{dF_j}{d\eta}(\eta) = jF_{j-1}(\eta) \quad (\text{E.6})$$

E.1 Potentiel chimique

L'expression de la densité électronique donnée par l'équation (E.3) nous permet de voir qu'elle implique le potentiel chimique. On peut alors voir cette définition de la densité électronique comme une définition implicite du potentiel chimique en fonction de la densité électronique. Un calcul de la fonction réciproque de l'intégrale de Fermi-Dirac nous permettrait alors d'avoir une définition explicite du potentiel chimique. Cependant, une telle fonction ne possède pas d'expression analytique. De nombreuses études ont été faites pour obtenir des expressions approchées de l'intégrale de Fermi-Dirac valable sur l'ensemble de son domaine de définition [270, 271, 272]. On peut citer en particulier les travaux de Aymerich-Humet qui permettent d'approcher les intégrales $F_{1/2}$ et $F_{3/2}$ de la manière suivante [273] :

$$F_j(\eta) = \left[(j+1) \left(\frac{2}{\eta + b + (|\eta - b| + a)^{1/c}} \right)^{j+1} + \frac{e^{-\eta}}{\Gamma(j+1)} \right]^{-1} \quad (\text{E.7})$$

avec les coefficients a , b et c sont donnés par :

$$j = \frac{1}{2} \begin{cases} a = 9.6 \\ b = 2.13 \\ c = 2.4 \end{cases} ; \quad j = \frac{3}{2} \begin{cases} a = 14.9 \\ b = 2.64 \\ c = 2.25 \end{cases} \quad (\text{E.8})$$

avec une erreur relative d'environ 0.5-0.6%. Mais pour ces approximations comme pour les autres, les fonctions réciproques de ces expressions approchées ne possèdent pas d'expression analytique. Par contre, l'intégrale de Fermi-Dirac peut s'approcher par des développements asymptotiques qui eux possèdent une fonction réciproque exprimable analytiquement. L'intégrale de Fermi-Dirac d'ordre 1/2 peut être approchée par les développements asymptotiques suivants [274, 129] :

$$F_{1/2}(\eta) \approx \begin{cases} \frac{\sqrt{\pi}}{0.5 + 2e^{-\eta}} & \text{pour } \eta \ll 1.13 \\ \frac{2}{3} \left(\eta^2 + \frac{\pi^2}{6} \right)^{3/4} & \text{pour } \eta \gg 1.13 \end{cases} \quad (\text{E.9})$$

Ceci nous permet ainsi d'évaluer de manière relativement simple l'intégrale de Fermi-Dirac $F_{1/2}$ avec une erreur inférieure à 5% comme on peut le voir sur la Figure E.1.

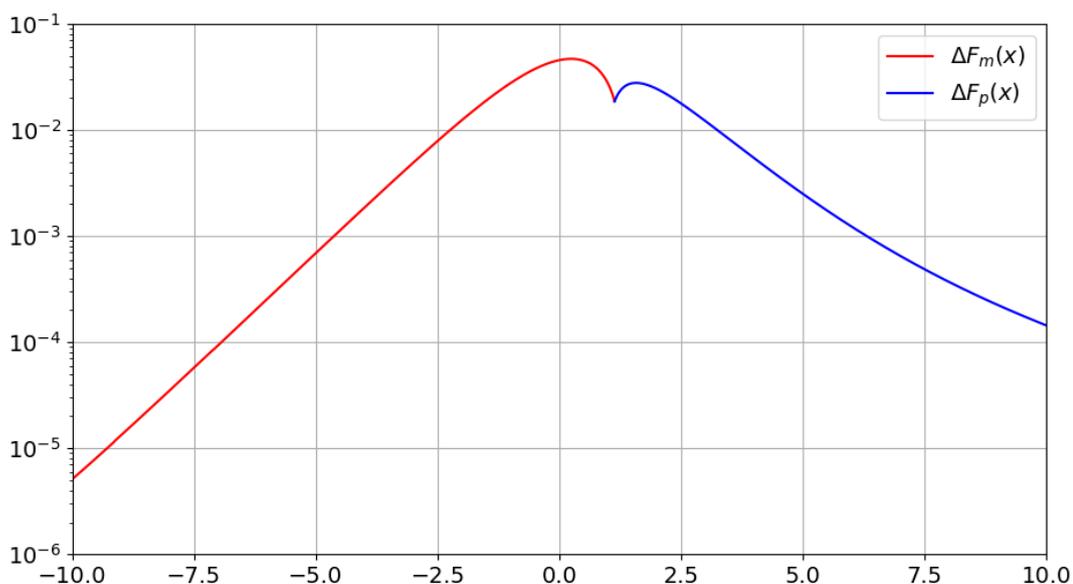


FIGURE E.1 – Variation relative entre l'intégrale de Fermi-Dirac d'ordre 1/2 et les approximations données par l'équation (E.9). On a $\Delta F_- = |F_- - F_{1/2}| / F_{1/2}$ et $\Delta F_+ = |F_+ - F_{1/2}| / F_{1/2}$ où on a posé $F_- = \sqrt{\pi} / (0.5 + 2e^{-\eta})$ et $F_+ = (2/3) (\eta^2 + \pi^2/6)^{3/4}$.

En posant alors :

$$y = \frac{\pi^2 \hbar^3 n_e}{\sqrt{2} (m_e k_B T_e)^{3/2}} \quad (\text{E.10})$$

on en déduit d'après les équations (E.3) et (E.9) :

$$y = \begin{cases} \frac{\sqrt{\pi}}{0.5 + 2e^{-\mu_e/k_B T_e}} & \text{pour } \mu_e/k_B T_e \ll 1.13 \\ \frac{2}{3} \left[\left(\frac{\mu_e}{k_B T_e} \right)^2 + \frac{\pi^2}{6} \right]^{3/4} & \text{pour } \mu_e/k_B T_e \gg 1.13 \end{cases} \quad (\text{E.11})$$

Par calcul des fonctions réciproques et étant donné que $F_{1/2}(1.13) = 1.52$, on en déduit :

$$\mu_e = \begin{cases} k_B T_e \ln \left(\frac{4y}{2\sqrt{\pi} - y} \right) & \text{pour } y \ll 1.52 \\ k_B T_e \sqrt{\left(\frac{3y}{2} \right)^{4/3} - \frac{\pi^2}{6}} & \text{pour } y \gg 1.52 \end{cases} \quad (\text{E.12})$$

Cependant une telle définition amène une forte discontinuité en $y = 1.52$. On peut alors multiplier ces fonctions par une fonction poids afin de lisser l'approximation du potentiel chimique au voisinage de $y = 1.52$. On peut utiliser pour ça la fonction

logistique définie par :

$$V(\eta) = \frac{1}{1 + e^{-\alpha(\eta-\eta_0)}} \quad (\text{E.13})$$

où α et η_0 sont deux paramètres. En choisissant $\alpha = 15$ et $\eta_0 = 1.52$, on arrive à une approximation satisfaisante autour du point $\eta = 1.52$ et le potentiel chimique est finalement défini par :

$$\mu_e = \begin{cases} k_B T_e \ln \left(\frac{4y}{2\sqrt{\pi} - y} \right) & \text{pour } y < 1 \\ k_B T_e \left\{ \frac{\ln [4y/(2\sqrt{\pi} - y)]}{1 + e^{a(y-y_0)}} + \frac{\sqrt{(3y/2)^{4/3} - \pi^2/6}}{1 + e^{-a(y-y_0)}} \right\} & \text{pour } 1 < y < 2.5 \\ k_B T_e \sqrt{\left(\frac{3y}{2} \right)^{4/3} - \frac{\pi^2}{6}} & \text{pour } y > 2.5 \end{cases} \quad (\text{E.14})$$

En toute rigueur, deux discontinuités apparaissent, la première en $y = 1$ et la deuxième en $y = 2.5$ mais ces discontinuités sont suffisamment faibles pour être acceptables.

E.2 Capacité thermique

Pour rappel, la capacité thermique est définie par [68] :

$$C_v = \left(\frac{\partial U_e}{\partial T} \right)_{V,N} \quad (\text{E.15})$$

En injectant alors l'équation (E.4) dans cette équation, on obtient pour la capacité thermique des électrons :

$$C_e = \frac{\sqrt{2}m_e^{3/2}}{\pi^2\hbar^3} \left[\frac{5}{2}k_B^{5/2}T_e^{3/2}F_{3/2} \left(\frac{\mu_e}{k_B T_e} \right) + \frac{3}{2}(k_B T_e)^{5/2}F_{1/2} \left(\frac{\mu_e}{k_B T_e} \right) \frac{\partial}{\partial T_e} \left(\frac{\mu_e}{k_B T_e} \right) \right] \quad (\text{E.16})$$

où on a utilisé l'équation (E.6). En remarquant alors que le deuxième terme dans les crochets peut s'exprimer en fonction de la densité des électrons donnée par l'équation (E.3), on peut réécrire la capacité thermique des électrons sous la forme :

$$C_e = \frac{3}{2}k_B n_e \left[\frac{5F_{3/2}(\mu_e/k_B T_e)}{3F_{1/2}(\mu_e/k_B T_e)} + T_e \frac{\partial}{\partial T_e} \left(\frac{\mu_e}{k_B T_e} \right) \right] \quad (\text{E.17})$$

Comme la température et la densité des électrons sont des variables indépendantes, on a :

$$\frac{\partial n_e}{\partial T_e} = 0 \quad (\text{E.18})$$

Or si on injecte l'équation (E.3) dans cette équation on trouve :

$$\frac{\partial n_e}{\partial T_e} = \frac{\sqrt{2}m_e^{3/2}}{\pi^2\hbar^3} \left[\frac{3}{2}k_B^{3/2}T_e^{1/2}F_{3/2}\left(\frac{\mu_e}{k_B T_e}\right) + \frac{1}{2}(k_B T_e)^{3/2}F_{-1/2}\left(\frac{\mu_e}{k_B T_e}\right) \frac{\partial}{\partial T_e} \left(\frac{\mu_e}{k_B T_e}\right) \right] \quad (\text{E.19})$$

Ceci nous permet alors d'en déduire :

$$\frac{\partial}{\partial T_e} \left(\frac{\mu_e}{k_B T_e}\right) = -\frac{3}{T_e} \frac{F_{1/2}(\mu_e/k_B T_e)}{F_{-1/2}(\mu_e/k_B T_e)} \quad (\text{E.20})$$

Au final, en injectant cette équation dans l'équation (E.17), on trouve l'expression suivante pour la capacité thermique des électrons dans le modèle du gaz d'électrons libres :

$$C_e = \frac{3}{2}k_B n_e \left[\frac{5F_{3/2}(\mu_e/k_B T_e)}{3F_{1/2}(\mu_e/k_B T_e)} - 3 \frac{F_{1/2}(\mu_e/k_B T_e)}{F_{-1/2}(\mu_e/k_B T_e)} \right] \quad (\text{E.21})$$

E.3 Potentiel chimique effectif

Pour rappel, le potentiel chimique effectif peut être défini de la manière suivante :

$$\tilde{\mu} = \left(\frac{\partial U}{\partial N}\right)_{T,V} \quad (\text{E.22})$$

En injectant alors l'équation (E.4) dans cette équation, on obtient pour le potentiel chimique effectif des électrons :

$$\tilde{\mu}_e = \frac{3}{2} \frac{\sqrt{2}m_e^{3/2}}{\pi^2\hbar^3} (k_B T_e)^{3/2} F_{1/2}\left(\frac{\mu_e}{k_B T_e}\right) \frac{\partial \mu_e}{\partial n_e} \quad (\text{E.23})$$

En calculant la dérivée de n_e par rapport à elle-même, on obtient à partir de l'équation (E.3) :

$$\frac{\partial n_e}{\partial n_e} = \frac{\sqrt{2}m_e^{3/2}}{\pi^2\hbar^3} \frac{k_B T_e}{2} F_{-1/2}\left(\frac{\mu_e}{k_B T_e}\right) \frac{\partial \mu_e}{\partial n_e} \quad (\text{E.24})$$

Or cette dérivée étant évidemment égale à 1, on en déduit :

$$\frac{\partial \mu_e}{\partial n_e} = \left[\frac{\sqrt{2}m_e^{3/2}}{\pi^2\hbar^3} \frac{k_B T_e}{2} F_{-1/2}\left(\frac{\mu_e}{k_B T_e}\right) \right]^{-1} \quad (\text{E.25})$$

Au final, en injectant cette équation dans l'équation (E.23), on trouve l'expression suivante pour le potentiel chimique effectif des électrons dans le modèle du gaz d'électrons libres :

$$\tilde{\mu}_e = 3k_B T_e \frac{F_{1/2}(\mu_e/k_B T_e)}{F_{-1/2}(\mu_e/k_B T_e)} \quad (\text{E.26})$$

Annexe F

Logarithme coulombien

Dans cette annexe, nous allons donner la démonstration de l'équation (2.53) définissant le logarithme coulombien dans le cas d'une collision électron-ion décrite dans un cadre classique, c'est-à-dire non quantique et dont le potentiel d'interaction est modélisé par le potentiel coulombien.

Considérons la collision d'un électron avec un ion tel que représenté sur la Figure F.1. La section efficace classique (non quantique) de diffusion σ de la quantité de mouvement est donnée par [164] :

$$\sigma = \int (1 - \cos \chi) d\sigma \quad (\text{F.1})$$

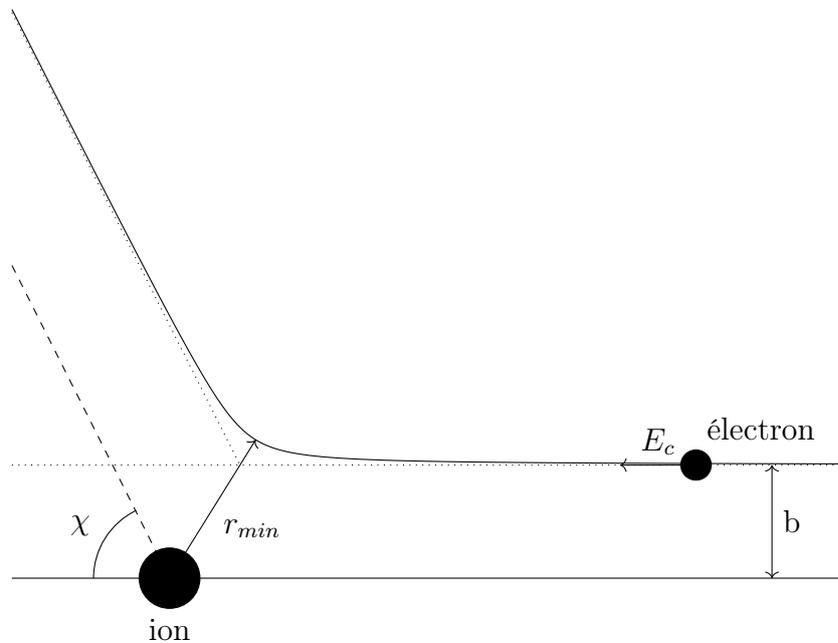


FIGURE F.1 – Schéma de la déviation d'une électron lors de la collision avec une particule de charge Q supposée restant immobile lors de la collision.

avec $d\sigma$ la section efficace différentielle de diffusion et χ l'angle de déviation qui apparaît lors de la collision. Par des considérations géométriques, voir Figure F.1, on montre que [275] :

$$\chi = \pi - 2b \int_{r_{min}}^{+\infty} \frac{1}{r^2} \left(1 - \frac{U(r)}{E_c} - \frac{b^2}{r^2} \right)^{-1/2} dr \quad (\text{F.2})$$

avec r_{min} la distance de plus courte approche satisfaisant $1 - U(r_{min})/E_c - b^2/r_{min}^2 = 0$, E_c l'énergie cinétique de l'électron qui collisionne et b le paramètre d'impact de l'électron. La section efficace différentielle de diffusion étant reliée au paramètre d'impact par $d\sigma = 2\pi b db$, on peut alors réécrire la section efficace de diffusion sous la forme [275, 276] :

$$\sigma = 4\pi \int_0^{+\infty} b \sin^2 \left(\frac{\chi(b)}{2} \right) db \quad (\text{F.3})$$

Afin de prendre en compte l'ensemble des collisions associées à un paramètre d'impact donné et résultant en une déviation de l'électron caractérisée par l'angle $\chi(b)$, l'intégration dans l'équation précédente devrait se faire théoriquement entre 0 et $+\infty$. Cependant, le calcul de la section efficace va dépendre du choix du potentiel d'interaction $U(r)$ qui pourra alors amener des divergences en 0 et en $+\infty$. Afin d'éviter d'avoir une intégrale divergente, on introduit les longueurs de coupure minimale et maximale respectivement notées b_{min} et b_{max} . On peut alors réécrire la section efficace sous la forme :

$$\sigma = 4\pi\beta^2 \ln \Lambda \quad (\text{F.4})$$

avec $\ln \Lambda$ le logarithme coulombien défini par :

$$\ln \Lambda = \frac{1}{\beta^2} \int_0^{+\infty} b \sin^2 \left(\frac{\chi(b)}{2} \right) db \quad (\text{F.5})$$

où β est un paramètre qui sera défini par la suite. On suppose maintenant que les interactions régissant les collisions entre les électrons et les ions peuvent être modélisées par le potentiel d'interaction coulombien. On a donc :

$$U(r) = \frac{Ze^2}{r} \quad (\text{F.6})$$

avec Z la charge de l'ion. Ce potentiel est donc associé à la distance de plus courte approche :

$$r_{min} = \frac{1}{2} \left(\frac{Ze^2}{E_c} + \sqrt{\left(\frac{Ze^2}{E_c} \right)^2 + 4b^2} \right) \quad (\text{F.7})$$

En injectant le potentiel d'interaction coulombien dans l'équation (F.5), on obtient :

$$\chi = \pi - 2b \int_{r_{min}}^{+\infty} \frac{1}{r} \left(r^2 - \frac{Ze^2}{E_c} r - b^2 \right)^{-1/2} dr \quad (\text{F.8})$$

Cette intégrale peut se calculer analytiquement, on a dans le cas $\alpha < 0$ [200] :

$$\int \frac{dx}{x\sqrt{\alpha + \beta x + \gamma x^2}} = \frac{1}{\sqrt{-\alpha}} \arctan \left(\frac{2\alpha + \beta x}{2\sqrt{-\alpha(\alpha + \beta x + \gamma x^2)}} \right) \quad (\text{F.9})$$

On obtient ainsi :

$$\int_{r_{min}}^{+\infty} \frac{1}{r} \left(r^2 - \frac{Ze^2}{E_c} r - b^2 \right)^{-1/2} dr = \left[\frac{1}{b} \arctan \left(\frac{-2b^2 - Ze^2 r/E_c}{2b\sqrt{r^2 - Ze^2 r/E_c - b^2}} \right) \right]_{r_{min}}^{+\infty} \quad (\text{F.10})$$

Les limites en r_{min} et $+\infty$ étant données par :

$$\lim_{r \rightarrow r_{min}} \frac{-2b^2 - Ze^2 r/E_c}{2b\sqrt{r^2 - Ze^2 r/E_c - b^2}} = -\infty \quad (\text{F.11})$$

$$\lim_{r \rightarrow +\infty} \frac{-2b^2 - Ze^2 r/E_c}{2b\sqrt{r^2 - Ze^2 r/E_c - b^2}} = -\frac{Ze^2}{2bE_c} \quad (\text{F.12})$$

on obtient :

$$\int_{r_{min}}^{+\infty} \frac{1}{r^2} \left(1 - \frac{U(r)}{E_c} - \frac{b^2}{r^2} \right)^{-1/2} dr = \frac{1}{b} \left[\frac{\pi}{2} - \arctan \left(\frac{Ze^2}{2bE_c} \right) \right] \quad (\text{F.13})$$

Ainsi, en injectant cette équation dans l'équation (F.2), on obtient l'expression suivante pour l'angle de diffusion dans le cas d'un potentiel coulombien :

$$\chi = 2 \arctan \left(\frac{b_{\perp}}{b} \right) \quad (\text{F.14})$$

où on a posé $b_{\perp} = Ze^2/2E_c$. En effet, on peut alors remarquer que si l'électron possède un paramètre d'impact $b = b_{\perp}$, la collision sera alors associée à un angle de déviation $\chi(b = b_{\perp}) = \pi/2$. En introduisant alors l'expression précédente dans l'équation (F.5), et grâce à la relation $\sin(\arctan x) = x/\sqrt{1+x^2}$, on a :

$$\ln A = \frac{1}{\beta^2} \int_0^{+\infty} \frac{b}{(b/b_{\perp})^2 + 1} db \quad (\text{F.15})$$

On observe alors que cette intégrale diverge à cause du comportement en $1/r$ du potentiel coulombien. On va alors introduire une longueur de coupure notée b_{max}

dont le rôle est discuté après. Ceci nous permet d'obtenir :

$$\ln \Lambda = \frac{1}{2} \frac{b_{\perp}^2}{\beta^2} \ln \left[1 + \left(\frac{b_{max}}{b_{\perp}} \right)^2 \right] \quad (\text{F.16})$$

En posant, $\beta = b_{\perp}$ on obtient alors dans le cas d'un potentiel coulombien l'expression suivante pour la section efficace de diffusion [277] :

$$\sigma = 4\pi b_{\perp}^2 \ln \Lambda \quad (\text{F.17})$$

et l'expression suivante pour le logarithme coulombien [165] :

$$\ln \Lambda = \frac{1}{2} \ln \left[1 + \left(\frac{b_{max}}{b_{\perp}} \right)^2 \right] \quad (\text{F.18})$$

Dans l'approximation où $b_{max} \rightarrow +\infty$, cette expression peut se simplifier et on retrouve au final le logarithme coulombien tel qu'obtenu par Landau [164] :

$$\ln \Lambda = \ln \left(\frac{b_{max}}{b_{\perp}} \right) \quad (\text{F.19})$$

C'est cette équation qui est généralement obtenue dans la littérature [140, 162, 164, 277] notamment en utilisant la formule de Rutherford qui correspond à la section efficace différentielle associée au potentiel coulombien. Cependant, la différence fondamentale entre l'équation (F.18) et l'équation (F.19) est que cette dernière est obtenue dans l'approximation des petits angles où il est supposé dès le départ $\chi \ll 1$ permettant d'utiliser l'approximation $\cos \chi \approx 1 - \chi^2/2$ simplifiant l'équation (F.1) et ainsi le calcul de la section efficace. L'approximation des petits angles repose sur le fait que le potentiel coulombien étant en $1/r$, la majorité des collisions se feront à longue distance (d'où la divergence de l'intégrale dans l'équation (F.15)) et donneront donc lieu à de faibles déviations des électrons lors des collisions.

Annexe G

Approximations des densités en fonction des températures

Dans le modèle M21, lorsque $T_{il} < 58$ meV, la densité d'électrons est évaluée de manière relativement simple à l'aide des équations (3.2)-(3.4) comme dans le modèle M19. Par contre, lorsque $T_{il} > 58$ meV, les densités d'électrons n_e , d'ions n_i , de neutres n_n et totale n_T sont respectivement données par les équations (3.17) et (3.22). Au total, il est donc nécessaire d'évaluer l'évolution de 18 espèces permettant ensuite de calculer la densité d'électrons, d'ions, de neutres et totales. Ceci demande alors beaucoup de ressources de calcul et une telle évaluation n'est donc pas appropriée à une implémentation dans un code hydrodynamique. Cependant, on a vu dans la Section 3.2.2.1 que les densités d'électrons, d'ions, de neutres et totales étaient principalement déterminées par la température des électrons T_e ou des ions et des neutres T_{il} :

- la densité totale est déterminée par la température des ions et des neutres rendant compte de la fragmentation chimique de l'ablateur
- la densité d'électrons, d'ions et de neutres est principalement déterminée par la température des électrons rendant compte de l'ionisation par impact et de la recombinaison électronique, la photoionisation induite par laser étant négligeable devant ces deux processus.

On va alors présenter dans cette section des approximations pour n_T en fonction de T_{il} , puis de n_e , n_i et n_n en fonction de T_e . Ces approximations sont uniquement valides pour $T_{il} > 58$ meV et ont pour but de pouvoir calculer ces densités à partir des températures de manière simple, rapide et efficace et évitant d'avoir à calculer la densité de 18 espèces. Pour calculer ces approximations, plusieurs simulations utilisant le modèle M21 ont été faites pour trois intensités laser maximales différentes : 10^{13} , 10^{14} et 10^{15} W.cm⁻².

G.1 Calcul de la dynamique électronique

On a vu dans cette section que grâce à l'analyse de l'évolution de la densité totale en fonction de la température du réseau et de la densité d'électrons et d'ions en fonction de la température des électrons, il a été possible d'obtenir des approximations pour ces densités en fonction des températures. Il est alors possible d'utiliser ces approximations pour décrire la dynamique électronique de l'ablateur dans l'état plasma, la densité de neutres n_n et le degré d'ionisation Z restant donnés par $n_n = n_T - n_i$ et $Z = n_e/n_i$. Bien que moins précises que les équations de taux, elles ont l'avantage d'être beaucoup moins demandeuses en ressources numériques. Ainsi, ces approximations sont parfaitement adaptées pour une implémentation de la dynamique électronique dans un code hydrodynamique permettant ainsi de prendre en compte la transition solide-plasma sans avoir besoin de calculer les équations de taux. Comme on va le voir, les approximations ne dépendent pas de l'intensité laser ce qui est en accord avec les résultats de la Section 3.2.2.2.

G.2 Densité totale

La Figure G.1 montre l'évolution de n_T en fonction de T_{il} pour $T_{il} > 58$ meV pour les trois impulsions laser, la fragmentation chimique de l'ablateur amenant à une évolution de n_T ayant lieu dans ce domaine de températures. On voit tout d'abord

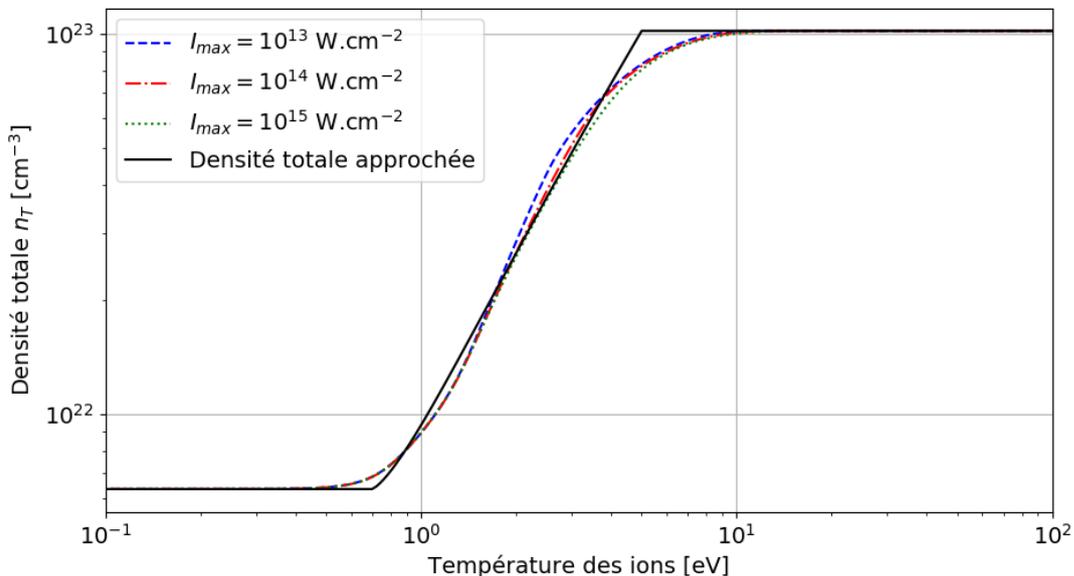


FIGURE G.1 – Evolution de la densité totale en fonction de la température des ions lors de la transition solide-plasma induite par une impulsion laser gaussienne pour trois intensités maximales différentes.

que l'évolution de n_T en fonction de T_{il} ne dépend quasiment pas de l'intensité maximale de l'impulsion laser. Ceci nous permet alors de déduire une approximation indépendante de l'intensité laser des variations de n_T en fonction de T_{il} . On peut alors déduire l'approximation suivante :

$$T_{il} \leq T_1 : \quad n_T = n_S \quad (\text{G.1})$$

$$T_1 < T_{il} < T_2 : \quad n_T = n_S + (n_{CH} - n_S) \left(\frac{T_{il} - T_1}{T_2 - T_1} \right)^{1.3} \quad (\text{G.2})$$

$$T_{il} \geq T_2 : \quad n_T = n_{CH} \quad (\text{G.3})$$

La courbe noire correspond à $T_1 = 0.7$ eV et $T_2 = 5$ eV. On pourra noter cet intervalle est légèrement différent de celui qu'on a considéré pour les dissociations qui ont lieu pour $2 \text{ eV} < T_{il} < 8 \text{ eV}$. Ceci est dû au fait que les dissociations moléculaires amenant à une variations de n_T étant modélisées par une loi d'Arrhénius, c'est à dire une loi exponentielle, elles deviennent significatives même lorsque que la températures des molécules est inférieure à leur énergie de dissociation.

G.3 Densité d'électrons

La Figure G.2 montre l'évolution de n_e en fonction de T_e pour $T_{il} > 58$ meV pour les trois impulsions laser, l'ionisation des molécules et des atomes constituant l'ablateur amenant à une évolution de n_e ayant lieu dans ce domaine de températures. Comme pour la densité totale, l'évolution de n_e en fonction de T_e est quasiment la même quelque soit l'intensité maximale du laser. Cependant, l'évolution de n_e en fonction de T_e est cette fois ci plus complexe. Tant que $T_e < 6$ eV, la densité électronique reste constante et égale à ce qu'elle valait juste après la dissociation du polystyrène. D'une part, la température des électrons étant plus faible que l'énergie d'ionisation des molécules, il ne peut pas y avoir d'ionisation par impact. De plus, les électrons relativement froids et dilués (pour un plasma dense), la recombinaison des électrons décrite par l'équation (3.20) est négligeable. De fait, la densité des électrons reste constante. Pour $6 \text{ eV} < T_e < 20 \text{ eV}$, la densité d'électrons augmente à cause de l'ionisation du styrène. Pour $20 \text{ eV} < T_e < 25 \text{ eV}$, la densité d'électron augmente à cause de l'ionisation du benzène, de l'acétylène, du carbone et de l'hydrogène. De nombreuses énergies d'ionisation se situent dans cet intervalle de température donnant lieu à une forte croissance pour n_e . Pour $25 \text{ eV} < T_e < 60 \text{ eV}$, la densité d'électron augmente à cause de la troisième et quatrième ionisation du carbone. Pour $240 \text{ eV} < T_e < 360 \text{ eV}$, la densité d'électron augmente à cause de la cinquième et sixième ionisation du carbone. La densité reste constante pour $60 \text{ eV} < T_e < 240 \text{ eV}$ car l'écart entre l'énergie de la quatrième et la cinquième ionisation du carbone est très élevée : $E_4 \approx 64 \text{ eV}$ et $E_5 \approx 392 \text{ eV}$. On notera que

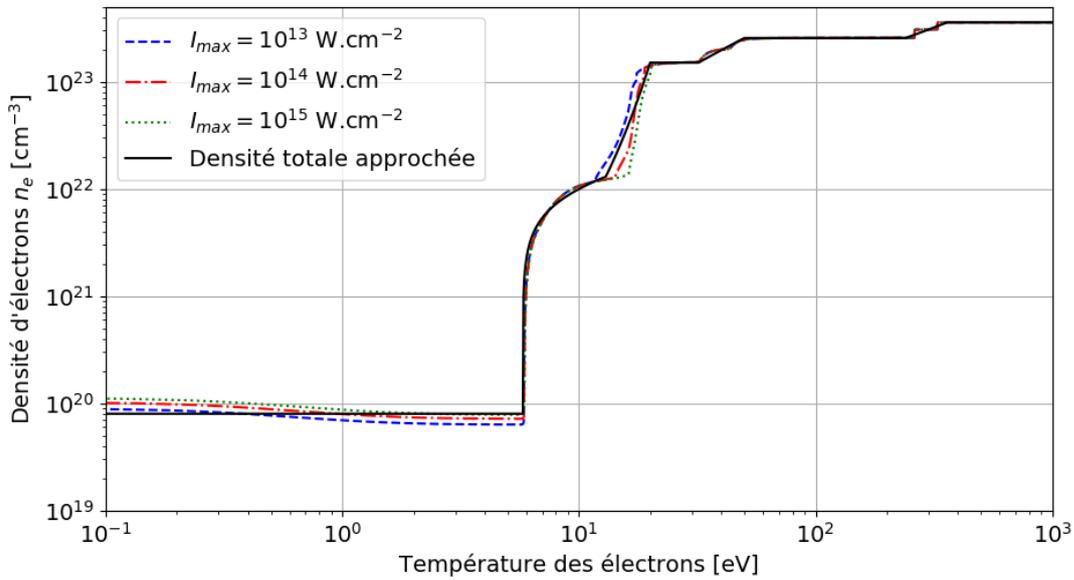


FIGURE G.2 – Evolution de la densité totale en fonction de la température des ions lors de la transition solide-plasma induite par une impulsion laser gaussienne pour trois intensités maximales différentes.

l'énergie cinétique de l'électron est $3k_B T_e/2$ et donc qu'il existe un facteur $3/2$ entre la température à laquelle débute une augmentation de n_e à cause de l'ionisation par impact et l'énergie d'ionisation. On déduit alors :

$$T_e \leq T_1 : n_e = n_1 \quad (\text{G.4})$$

$$T_1 < T_e \leq T_2 : n_e = n_1 + (n_2 - n_1) \left(\frac{T_e - T_1}{T_2 - T_1} \right)^{0.5} \quad (\text{G.5})$$

$$T_2 < T_e \leq T_3 : n_e = n_2 \left(\frac{n_3}{n_2} \right)^{(T_e - T_2)/(T_3 - T_2)} \quad (\text{G.6})$$

$$T_3 < T_e \leq T_4 : n_e = n_3 \quad (\text{G.7})$$

$$T_4 < T_e \leq T_5 : n_e = n_3 + (n_4 - n_3) \frac{T_e - T_4}{T_5 - T_4} \quad (\text{G.8})$$

$$T_5 < T_e \leq T_6 : n_e = n_4 \quad (\text{G.9})$$

$$T_6 < T_e \leq T_7 : n_e = n_4 + (n_5 - n_4) \frac{T_e - T_6}{T_7 - T_6} \quad (\text{G.10})$$

$$T_e \geq T_7 : n_e = n_5 \quad (\text{G.11})$$

La courbe noire sur la Figure G.2 correspond à cette approximation pour la densité électronique avec les paramètres donnés dans la Table G.1.

Température [eV]						
T_1	T_2	T_3	T_4	T_5	T_6	T_7
5.8	13	20	32	50	240	360

Densité [cm^{-3}]				
n_1	n_2	n_3	n_4	n_5
8×10^{19}	1.3×10^{22}	1.5×10^{23}	$2.5n_{CH}$	$3.5n_{CH}$

TABLE G.1 – Paramètres T_1 - T_7 et n_1 - n_5 de l'approximation de n_e en fonction de T_e . n_S représente la densité de styrène et n_{CH} représente la densité de carbone et d'hydrogène.

G.4 Densité d'ions

La Figure G.3 montre l'évolution de n_i en fonction de T_e pour $T_e > 0.1$ eV pour les trois impulsions laser, l'ionisation des molécules et des atomes constituant l'ablateur amenant à une évolution de n_i ayant lieu dans ce domaine de températures. On observe encore une fois que la variation de la densité d'ions est indépendante de l'intensité maximale du laser. Concernant son comportement, comme pour la densité

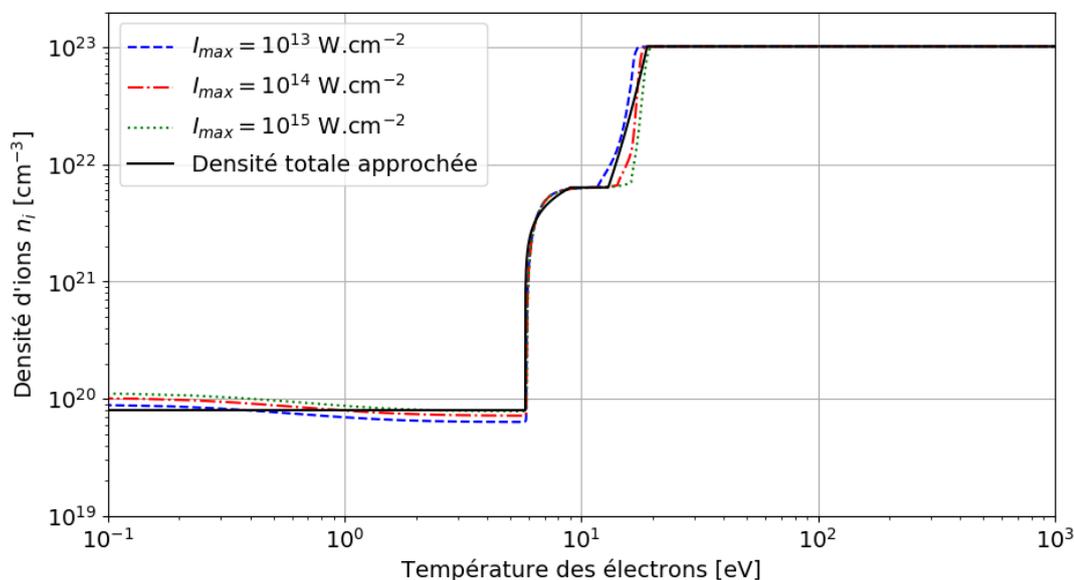


FIGURE G.3 – Evolution de la densité totale en fonction de la température des ions lors de la transition solide-plasma induite par une impulsion laser gaussienne pour trois intensités maximales différentes.

électronique, la densité ionique reste constante tant que $T_e \leq 6$ eV car les électrons ne sont pas suffisamment chauds pour donner lieu à de l'ionisation par impact. La densité d'ions commence à augmenter lorsque $T_e \approx 6$ eV et finit d'augmenter lorsque $T_e \approx 10$ eV. Cette première augmentation n_i correspond à l'ionisation du styrène. Elle reste ensuite constante égale à n_S pour $10 \text{ eV} < T_e < 20 \text{ eV}$, les molécules de styrène étant totalement ionisées ce qui empêche une nouvelle génération d'électrons libres. Lorsque $T_e \approx 20$ eV, la température des ions associée à cette température des électrons devient suffisamment grande pour que la fragmentation chimique ait lieu. De nouvelles espèces apparaissent qui peuvent être ionisées et la densité d'ions augmente. Ainsi, pour $20 \text{ eV} < T_e < 25 \text{ eV}$, la densité d'ions augmente du fait de l'ionisation de l'acétylène, du benzène, du carbone et de l'hydrogène. Lorsque $T_e > 25$ eV, l'ablateur se présente sous forme de plasma de carbone et d'hydrogène totalement ionisés et la densité d'ions n'évolue plus. On peut alors déduire de cette évolution une approximation de la densité d'ions en fonction de la température des électrons. On a alors :

$$T_e \leq T_1 : n_i = n_1 \quad (\text{G.12})$$

$$T_1 < T_e \leq T_2 : n_i = n_1 + (n_2 - n_1) \left(\frac{T_e - T_1}{T_2 - T_1} \right)^{0.4} \quad (\text{G.13})$$

$$T_2 < T_e \leq T_3 : n_i = n_2 \quad (\text{G.14})$$

$$T_3 < T_e \leq T_4 : n_i = n_2 \left(\frac{n_3}{n_2} \right)^{(T_e - T_3)/(T_4 - T_3)} \quad (\text{G.15})$$

$$T_e \geq T_4 : n_i = n_3 \quad (\text{G.16})$$

La courbe noire sur la Figure G.3 correspond à cette approximation pour la densité d'ions avec les paramètres donnés dans la Table G.2.

Température [eV]				Densité [cm^{-3}]		
T_1	T_2	T_3	T_4	n_1	n_2	n_3
5.8	9	13	19	8×10^{19}	n_S	n_{CH}

TABLE G.2 – Paramètres T_1 - T_4 et n_1 - n_3 de l'approximation de n_i en fonction de T_e . n_S représente la densité de styrène et n_{CH} représente la densité de carbone et d'hydrogène.

Liste des publications et des présentations

Cette thèse a fait l'objet de plusieurs communications sous forme de publications, de présentation orales et de présentation de poster dont la liste exhaustive est ici dressée par ordre chronologique.

Publications

1. G. Duchateau, S.X. Hu, A. Pineau, A. Kar, B. Chimier, A. Casner, V. Tikhonchuk, V.N. Goncharov, P.B. Radha and E.M. Campbell. "Modeling the solid-to-plasma transition for laser imprinting in direct-drive inertial confinement fusion". *Physical Review E* **100**, 033201 (2019)
DOI : <https://doi.org/10.1103/PhysRevE.100.033201>
URL : <https://journals.aps.org/pre/abstract/10.1103/PhysRevE.100.033201>
2. G. Duchateau, A. Pineau, B. Chimier, A. Casner, V. Tikhonchuk, S.X. Hu, A. Kar, V.N. Goncharov, P.B. Radha et E.M. Campbell. "Modélisation de la transition du solide au plasma pour la FCI en attaque directe". *Chocs avancées N°14*, Juillet 2020
URL : <http://www-physique-chimie.cea.fr/science-en-ligne/chocs-avancees.html>
3. A. Pineau, B. Chimier, S.X. Hu and G. Duchateau. "Modeling the electron collision frequency during solid-to-plasma transition of polystyrene ablator for direct-drive inertial confinement fusion applications". *Physics of Plasmas* **24**, 092703 (2020)
DOI : <https://doi.org/10.1063/5.0006116>
URL : <https://aip.scitation.org/doi/10.1063/5.0006116>
4. A. Pineau, B. Chimier, S.X. Hu and G. Duchateau. "Improved modeling of the solid-to-plasma transition of polystyrene ablator for laser direct-drive inertial confinement fusion hydrocodes". *Physical Review E* **104**, 015210 (2021)
DOI : <https://doi.org/10.1103/PhysRevE.104.015210>
URL : <https://journals.aps.org/pre/abstract/10.1103/PhysRevE.104.015210>
5. A. Pineau, K. R. P. Kafka, S. G. Demos, T. Z. Kosciuszko, V. N. Goncharov, S. X. Hu and G. Duchateau. "Benchmarking laser imprint modeling for inertial confinement fusion with pump-probe experiments" *soumis à Physical Review Letters*

Présentations

1. Invité sur France Culture dans l'émission La Méthode Scientifique
URL : <https://www.franceculture.fr/emissions/la-methode-scientifique/la-methode-scientifique-emission-du-mercredi-12-juin-2019>
2. Présentation orale lors des Rencontres de Chimie Physique 2019
Modélisation de la fréquence de collision électronique lors de la transition solide-plasma dans le contexte de la fusion par confinement inertiel
6-9 Octobre 2019, Biarritz (France)
3. Présentation orale lors du Forum Interaction Laser-Plasma 2019
Modélisation de la fréquence de collision électronique lors de la transition solide-plasma dans le contexte de la fusion par confinement inertiel
13-18 Octobre 2019, Fréjus (France)
4. Présentation orale lors de la revue annuelle 2019 de la DAM
Modélisation de la fréquence de collision électronique lors de la transition solide-plasma dans le contexte de la fusion par confinement inertiel
28 Novembre 2019, Talence (France)
5. Présentation d'un poster lors de la Journée de l'Ecole Doctorale Sciences Physiques et de l'Ingénieur 2020
Laser-induced plasma formation of an inertial confinement fusion ablator
12 Mars 2020, Talence (France)
6. Présentation orale lors de l'atelier Interaction Laser Matière : Etude la transition du solide au plasma et applications
Modélisation de la transition solide-plasma du polystyrène dans le contexte de la fusion par confinement inertiel
26 Novembre 2020, en ligne
7. Présentation orale lors de la revue annuelle 2020 de la DAM
Modélisation de la transition solide-plasma du polystyrène dans le contexte de la fusion par confinement inertiel
3 Décembre 2020, en ligne
8. Présentation orale lors du 16th Direct-Drive and Fast Ignition Workshop
Laser-induced plasma formation of a polystyrene ablator for direct-drive inertial confinement fusion applications
22-24 Mars 2021, en ligne
9. Présentation d'un poster lors de la 47th Conference on Plasma Physics de l'European Physical Society
Laser-induced plasma formation of an inertial confinement fusion ablator
21-25 Juin 2021, en ligne

10. Présentation orale lors de la revue annuelle 2021 de la DAM
Conséquences de la transparence initiale d'un ablateur de fusion par confinement inertiel
6 Décembre 2021, Talence (France)

Bibliographie

- [1] J. Nuckolls, L. Wood, A. Thiessen, and G. Zimmerman, “Laser compression of matter to super-high densities : Thermonuclear (ctr) applications,” *Nature*, vol. 239, pp. 139–142, 1972.
- [2] V. N. Goncharov, T. C. Sangster, T. R. Boehly, S. X. Hu, I. V. Igumenshchev, F. J. Marshall, R. L. McCrory, D. D. Meyerhofer, P. B. Radha, W. Seka, S. Skupsky, C. Stoeckl, D. T. Casey, J. A. Frenje, and R. D. Petrasso, “Demonstration of the highest deuterium-tritium areal density using multiple-picket cryogenic designs on omega,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 104, p. 165001, 2010.
- [3] J. D. Lindl, “Development of the indirect-drive approach to inertial confinement fusion and the target physics basis for ignition and gain,” *Phys. Plasmas*, vol. 2, p. 3933, 1995.
- [4] R. Craxton, K. Anderson, T. Boehly, V. Goncharov, D. Harding, J. Knauer, M. McCrory, P. McKenty, D. Meyerhofer, J. Myatt, A. Schmitt, J. Sethian, R. Short, S. Skupsky, W. Theobald, W. Kruer, K. Tanaka, R. Betti, T. Collins, J. Delettrez, S. Hu, J. Marozas, A. Maximov, D. Michel, P. Radha, S. Regan, T. Sangster, W. Seka, A. Solodov, J. S. ans C. Stoeckl, and J. Zuegel, “Direct-drive inertial confinement fusion : A review,” *Phys. Plasmas*, vol. 22, p. 110501, 2015.
- [5] R. Ishizaki and K. Nishihara, “Propagation of a rippled shock wave driven by nonuniform laser ablation,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 78, pp. 1920–1923, 1997.
- [6] S. Bodner, “Rayleigh-taylor instability and laser-pellet fusion,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 33, pp. 761–764, Sep 1974.
- [7] P. B. Radha, V. N. Goncharov, T. J. B. Collins, J. A. Delettrez, Y. Elbaz, V. Y. Glebov, R. L. Keck, D. E. Keller, J. P. Knauer, J. A. Marozas, F. J. Marshall, P. W. McKenty, D. D. Meyerhofer, S. P. Regan, T. C. Sangster, D. Shvarts, S. Skupsky, Y. Srebro, R. P. J. Town, and C. Stoeckl, “Two-dimensional simulations of plastic-shell, direct-drive implosions on omega,” *Phys. Plasmas*, vol. 12, p. 032702, 2005.
- [8] S. X. Hu, P. B. Radha, J. A. Marozas, R. Betti, T. J. B. Collins, R. S. Craxton, J. A. Delettrez, D. H. Edgell, R. Epstein, V. N. Goncharov, I. V. Igumenshchev,

- F. J. Marshall, R. L. McCrory, D. D. Meyerhofer, S. P. Regan, T. C. Sangster, S. Skupsky, V. A. Smalyuk, Y. Elbaz, and D. Shvarts, “Neutron yield study of direct-drive, low-adiabat cryogenic d2 implosions on omega laser system,” *Phys. Plasmas*, vol. 16, p. 112706, 2009.
- [9] D. H. Edgell, W. Seka, R. E. Bahr, T. R. Boehly, and M. J. Bonino, “Effectiveness of silicon as a laser shintthrough barrier for 351-nm light,” *Phys. Plasmas*, vol. 15, p. 092704, 2008.
- [10] J. L. Peebles, S. X. Hu, W. Theobald, V. N. Goncharov, N. Whiting, P. M. Celliers, S. J. Ali, G. Duchateau, E. M. Campbell, T. R. Boehly, and S. P. Regan, “Direct-drive measurements of laser-imprint-induced shock velocity nonuniformities,” *Phys. Rev. E*, vol. 99, p. 063208, 2019.
- [11] A. Dumoulin, *Histoire de la dissuasion nucléaire française*. Editions Argos, 2012.
- [12] D. Mongin, *Dissuasion et simulation - De la fin des essais nucléaires français au programme Simulation*. Odile Jacob, 2018.
- [13] B. A. Remington, R. P. Drake, H. Takabe, and D. Arnett, “A review of astrophysics experiments on intense lasers,” *Phys. Plasmas*, vol. 7, pp. 1641–1652, 2000.
- [14] B. A. Remington, “High energy density laboratory astrophysics,” *Plasma Physics and Controlled Fusion*, vol. 47, pp. A191–A203, 2005.
- [15] B. A. Remington, R. P. Drake, and D. D. Ryutov, “Experimental astrophysics with high power lasers and z pinches,” *Rev. Mod. Phys.*, vol. 78, pp. 755–807, 2006.
- [16] S. Brygoo, P. Loubeyre, M. Millot, J. Rygg, P. Celliers, J. Eggert, R. Jeanloz, and G. Collins, “Evidence of hydrogen-helium immiscibility at jupiter-interior conditions,” *Nature*, vol. 593, pp. 517–521, 2021.
- [17] M. J. Lubin and A. P. Fraas, “Fusion by laser,” *Scientific American*, vol. 224, pp. 21–33, 1971.
- [18] L. Booth, D. Freiwald, T. Frank, and F. Finch, “Prospects of generating power with laser-driven fusion,” *Proceedings of the IEEE*, vol. 64, pp. 1460–1482, 1976.
- [19] I. Sviatoslavsky, M. Sawan, R. Peterson, G. Kulcinski, J. MacFarlane, L. Wittenberg, E. Mogahed, S. Rutledge, S. Ghose, and R. Bourque, “Sombbrero-a solid breeder moving bed krf laser driven ife power reactor,” in *Proceedings of the 14th IEEE/NPSS Symposium Fusion Engineering*, vol. 2, pp. 646–649, IEEE, 1991.

-
- [20] W. R. Meier and C. W. von Rosenberg Jr., “Economic modeling and parametric studies for sombrero – a laser-driven ife power plant,” *Fusion Technology*, vol. 21, pp. 1552–1556, 1992.
- [21] L. M. Waganer, “Innovation leads the way to attractive inertial fusion energy reactors—prometheus-l and prometheus-h,” *Fusion Engineering and Design*, vol. 25, pp. 125–143, 1994.
- [22] “ITER.” <https://www.iter.org/fr/accueil>. (Accessed on 21-October-2021).
- [23] S. Atzeni and J. Meyer-ter Vehn, *The Physics of Inertial Fusion*. Clarendon Press, Oxford, 2004.
- [24] R. E. Kidder, “Laser fusion : the first ten years (1962-1972),” in *High-Power Laser Ablation* (C. R. Phipps, ed.), vol. 3343, pp. 10 – 33, International Society for Optics and Photonics, SPIE, 1998.
- [25] A. I. Pavlovskii, “Reminiscences of different years,” *Phys. Usp.*, vol. 34, pp. 429–436, 1991.
- [26] N. G. Basov, “Progress and prospect of laser thermonuclear fusion,” *Quantum Electronics*, vol. 23, pp. 262–265, 1993.
- [27] “Superordinateur — Wikipedia, The Free Encyclopedia.” <http://fr.wikipedia.org/w/index.php?title=Superordinateur&oldid=182255885>. (Accessed on 19-May-2021).
- [28] “Performance development | top500.” <https://www.top500.org/statistics/perfdevel/>. (Accessed on 19-May-2021).
- [29] M. J. Edwards, P. K. Patel, J. D. Lindl, L. J. Atherton, S. H. Glenzer, S. W. Haan, J. D. Kilkenny, O. L. Landen, E. I. Moses, A. Nikroo, R. Petrasso, T. C. Sangster, P. T. Springer, S. Batha, R. Benedetti, L. Bernstein, R. Betti, D. L. Bleuel, T. R. Boehly, D. K. Bradley, J. A. Caggiano, D. A. Callahan, P. M. Celliers, C. J. Cerjan, K. C. Chen, D. S. Clark, G. W. Collins, E. L. Dewald, L. Divol, S. Dixit, T. Doeppner, D. H. Edgell, J. E. Fair, M. Farrell, R. J. Fortner, J. Frenje, M. G. Gatu Johnson, E. Giraldez, V. Y. Glebov, G. Grim, B. A. Hammel, A. V. Hamza, D. R. Harding, S. P. Hatchett, N. Hein, H. W. Herrmann, D. Hicks, D. E. Hinkel, M. Hoppe, W. W. Hsing, N. Izumi, B. Jacoby, O. S. Jones, D. Kalantar, R. Kauffman, J. L. Kline, J. P. Knauer, J. A. Koch, B. J. Kozioziemski, G. Kyrala, K. N. LaFortune, S. L. Pape, R. J. Leeper, R. Lerche, T. Ma, B. J. MacGowan, A. J. MacKinnon, A. Macphee, E. R. Mapoles, M. M. Marinak, M. Mauldin, P. W. McKenty, M. Meezan, P. A. Michel, J. Milovich, J. D. Moody, M. Moran, D. H. Munro, C. L. Olson, K. Opachich, A. E. Pak, T. Parham, H.-S. Park, J. E. Ralph, S. P. Regan, B. Remington, H. Rinderknecht, H. F. Robey, M. Rosen, S. Ross, J. D. Salmonson, J. Sater,
-

- D. H. Schneider, F. H. Séguin, S. M. Sepke, D. A. Shaughnessy, V. A. Smalyuk, B. K. Spears, C. Stoeckl, W. Stoeffl, L. Suter, C. A. Thomas, R. Tommasini, R. P. Town, S. V. Weber, P. J. Wegner, K. Widman, M. Wilke, D. C. Wilson, C. B. Yeamans, and A. Zylstra, "Progress towards ignition on the national ignition facility," *Physics of Plasmas*, vol. 20, p. 070501, 2013.
- [30] J. D. Lindl, O. L. Landen, J. Edwards, E. I. Moses, J. Adams, P. A. Amendt, N. Antipa, P. A. Arnold, L. J. Atherton, S. Azevedo, D. Barker, M. A. Barrios, I. Bass, S. H. Baxamusa, R. Beeler, B. V. Beeman, P. M. Bell, L. R. Benedetti, L. Bernstein, L. B. Hopkins, S. D. Bhandarkar, T. Biesiada, R. M. Bionta, D. L. Bleuel, E. J. Bond, M. Borden, M. W. Bowers, D. K. Bradley, D. Browning, G. K. Brunton, J. Bude, S. C. Burkhart, R. F. Burr, B. Butlin, J. A. Caggiano, D. A. Callahan, A. C. Carpenter, C. W. Carr, D. T. Casey, C. Castro, J. Celeste, P. M. Celliers, C. J. Cerjan, J. Chang, M. Chiarappazucca, C. Choate, T. J. Clancy, D. S. Clark, S. J. Cohen, G. W. Collins, A. Conder, J. R. Cox, P. S. Datte, G. A. Deis, E. L. Dewald, P. Di Nicola, J. M. Di Nicola, L. Divol, S. N. Dixit, T. Doeppner, V. Draggoo, O. Drury, R. Dylla-Spears, E. G. Dzenitis, J. M. Dzenitis, M. J. Eckart, D. C. Eder, J. H. Eggert, R. B. Ehrlich, G. V. Erbert, J. Fair, D. R. Farley, M. Fedorov, B. Felker, R. Finucane, A. Fisher, D. N. Fittinghoff, J. Folta, R. J. Fortner, T. Frazier, G. Frieders, S. Frieders, S. Friedrich, J. Fry, J. Gaylord, S. M. Glenn, S. H. Glenzer, B. Golick, G. Gururangan, G. Guss, S. W. Haan, B. J. Haid, B. Hammel, A. V. Hamza, E. P. Hartouni, R. Hatarik, B. W. Hatch, S. P. Hatchett, R. Hawley, C. Haynam, J. Heebner, G. Heestand, M. R. Hermann, V. J. Hernandez, D. G. Hicks, D. E. Hinkel, D. D. Ho, J. P. Holder, D. Holunga, J. Honig, J. Horner, R. K. House, M. Hutton, N. Izumi, M. C. Jackson, K. S. Jancaitis, D. R. Jedlovec, M. A. Johnson, O. S. Jones, D. H. Kalantar, R. L. Kauffman, L. Kegelmeyer, G. Kerbel, M. Key, S. F. Khan, J. R. Kimbrough, R. Kirkwood, J. J. Klingman, J. A. Koch, T. R. Kohut, J. M. Koning, K. M. Knittel, B. J. Kozioziemski, G. W. Krauter, K. Krauter, A. Kritcher, J. Kroll, W. L. Kruer, G. LaCaille, K. N. LaFortune, L. J. Lagin, T. A. Land, A. B. Langdon, S. H. Langer, D. W. Larson, D. A. Latray, T. Laurence, S. LePape, R. A. Lerche, Z. Liao, J. Liebman, R. A. London, R. R. Lowe-Webb, T. Ma, B. J. MacGowan, A. J. MacKinnon, A. G. MacPhee, T. N. Malsbury, K. Manes, A. M. Manuel, E. R. Mapoles, M. M. Marinak, C. D. Marshall, D. Mason, N. Masters, D. G. Mathisen, I. Matthews, T. McCarville, J. M. McNaney, D. J. Meeker, N. B. Meezan, J. Menapace, P. Michel, P. E. Miller, J. L. Milovich, M. Mintz, R. Montesanti, M. Monticelli, J. D. Moody, M. J. Moran, J. C. Moreno, D. H. Munro, R. A. Negres, J. R. Nelson, M. Norton, M. Nostrand, M. O'Brien, Y. P. Opachich, C. Orth, A. E. Pak, E. S. Palma, J. N. E. Palmer, T. G. Parham, H. S. Park, P. K. Patel, R. W. Patterson, J. E.

- Peterson, J. L. Peterson, T. Phillips, R. Prasad, K. Primdahl, S. T. Prisbrey, S. R. Qiu, J. E. Ralph, K. S. Raman, F. Ravizza, B. Raymond, B. A. Remington, M. A. Rever, J. Reynolds, M. J. Richardson, A. C. Riddle, B. Rittmann, M. D. Rosen, J. S. Ross, J. R. Rygg, R. A. Sacks, J. T. Salmon, J. D. Salmonson, J. D. Sater, R. L. Saunders, R. Sawicki, K. Schaffers, D. H. Schneider, M. B. Schneider, H. A. Scott, S. M. Sepke, R. Seugling, D. A. Shaughnessy, M. J. Shaw, R. Shelton, N. Shen, N. Shingleton, N. Simanovskaia, V. Smalyuk, D. A. Smauley, M. Spaeth, B. K. Spears, D. R. Speck, T. M. Spinka, P. T. Springer, M. Stadermann, W. Stoeffl, J. Stolken, C. Stolz, E. Storm, D. J. Strozzi, T. Suratwala, L. J. Suter, J. S. Taylor, C. A. Thomas, G. L. Tietbohl, R. Tommasini, D. Trummer, B. VanWanterghem, R. Von Rotz, R. J. Wallace, C. F. Walters, A. Wang, A. L. Warrick, S. Weaver, S. V. Weber, P. J. Wegner, K. Widmann, C. C. Widmayer, E. A. Williams, P. K. Whitman, K. Wilhelmssen, M. Witte, L. Wong, R. D. Wood, S. Yang, C. Yeaman, B. K. Young, B. Yoxall, R. A. Zacharias, G. B. Zimmerman, S. Batha, C. R. Danly, V. Fatherley, G. P. Grim, N. Guler, H. W. Herrmann, Y. Kim, J. L. Kline, G. A. Kyrala, R. J. Leeper, D. Martinson, F. E. Merrill, R. E. Olson, C. Wilde, M. D. Wilke, D. C. Wilson, G. A. Chandler, G. W. Cooper, K. D. Hahn, K. J. Peterson, C. L. Ruiz, K. C. Chen, N. Dorsano, M. Emerich, C. Gibson, D. Hoover, M. Hoppe, J. D. Kilkenny, K. Moreno, H. Wilkens, S. Woods, J. A. Frenje, M. G. Johnson, C. K. Li, R. D. Petrasso, H. Rinderknecht, M. Rosenberg, F. H. Seguin, A. Zylstra, W. Garbett, P. Graham, T. Guymmer, A. S. Moore, J. L. Bourgade, P. Gauthier, J. P. Leidinger, L. Masse, F. Philippe, and R. H. H. Scott, "Review of the national ignition campaign 2009–2012," *Phys. Plasmas*, vol. 21, p. 020501, 2014.
- [31] J. D. Lindl and E. I. Moses, "Special topic : Plans for the national ignition campaign (nic) on the national ignition facility (nif) : On the threshold of initiating ignition experiments," *Physics of Plasmas*, vol. 18, p. 050901, 2011.
- [32] D. Kramer, "Lawrence livermore claims a milestone in laser fusion," *Physics Today*, 2021.
- [33] S. Atzeni, "Inertial confinement fusion with advanced ignition schemes : Fast ignition and shock ignition," in *Laser-Plasma Interactions and Applications* (P. McKenna, D. Neely, R. Bingham, and D. Jaroszynski, eds.), pp. 243–277, Heidelberg : Springer International Publishing, 2013.
- [34] N. G. Basov, S. Y. Gus'kov, and L. P. Feokistov, "Thermonuclear gain of icf targets with direct heating of ignitor," *Journal of Soviet Laser Research*, vol. 13, pp. 396–399, 1992.
- [35] M. Tabak, J. Hammer, M. E. Glinsky, W. L. Kruer, S. C. Wilks, J. Woodworth, E. M. Campbell, M. D. Perry, and R. J. Mason, "Ignition and high gain with

- ultrapowerful lasers*,” *Physics of Plasmas*, vol. 1, pp. 1626–1634, 1994.
- [36] A. Caruso and V. Pais, “The ignition of dense dt fuel by injected triggers,” *Nuclear Fusion*, vol. 36, pp. 745–757, 1996.
- [37] R. Betti, C. D. Zhou, K. S. Anderson, L. J. Perkins, W. Theobald, and A. A. Solodov, “Shock ignition of thermonuclear fuel with high areal density,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 98, p. 155001, 2007.
- [38] R. Betti, W. Theobald, C. D. Zhou, K. S. Anderson, P. W. McKenty, S. Skupsky, D. Shvarts, V. N. Goncharov, J. A. Delettrez, P. B. Radha, T. C. Sangster, C. Stoeckl, and D. D. Meyerhofer, “Shock ignition of thermonuclear fuel with high areal densities,” *Journal of Physics : Conference Series*, vol. 112, p. 022024, 2008.
- [39] S. Atzeni, X. Ribeyre, G. Schurtz, A. Schmitt, B. Canaud, R. Betti, and L. Perkins, “Shock ignition of thermonuclear fuel : principles and modelling,” *Nuclear Fusion*, vol. 54, p. 054008, 2014.
- [40] S. X. Hu, L. A. Collins, V. N. Goncharov, J. D. Kress, R. L. McCrory, and S. Skupsky, “First-principles investigations on ionization and thermal conductivity of polystyrene for inertial confinement fusion applications,” *Phys. Plasmas*, vol. 23, p. 042704, 2016.
- [41] T. R. Boehly, V. N. Goncharov, W. Seka, S. X. Hu, J. A. Marozas, D. D. Meyerhofer, P. M. Celliers, D. G. Hicks, M. A. Barrios, D. Fratanduono, and G. W. Collins, “Multiple spherically converging shock waves in liquid deuterium,” *Physics of Plasmas*, vol. 18, p. 092706, 2011.
- [42] T. R. Boehly, V. N. Goncharov, W. Seka, M. A. Barrios, P. M. Celliers, D. G. Hicks, G. W. Collins, S. X. Hu, J. A. Marozas, and D. D. Meyerhofer, “Velocity and timing of multiple spherically converging shock waves in liquid deuterium,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 106, p. 195005, 2011.
- [43] H. F. Robey, J. D. Moody, P. M. Celliers, J. S. Ross, J. Ralph, S. Le Pape, L. Berzak Hopkins, T. Parham, J. Sater, E. R. Mapoles, D. M. Holunga, C. F. Walters, B. J. Haid, B. J. Kozioziemski, R. J. Dylla-Spears, K. G. Krauter, G. Frieders, G. Ross, M. W. Bowers, D. J. Strozzi, B. E. Yoxall, A. V. Hamza, B. Dzenitis, S. D. Bhandarkar, B. Young, B. M. Van Wonterghem, L. J. Atherton, O. L. Landen, M. J. Edwards, and T. R. Boehly, “Measurement of high-pressure shock waves in cryogenic deuterium-tritium ice layered capsule implosions on nif,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 111, p. 065003, 2013.
- [44] V. N. Goncharov, J. P. Knauer, P. W. McKenty, P. B. Radha, T. C. Sangster, S. Skupsky, R. Betti, R. L. McCrory, and D. D. Meyerhofer, “Improved performance of direct-drive inertial confinement fusion target designs with adiabat shaping using an intensity picket,” *Phys. Plasmas*, vol. 10, pp. 1906–1918, 2003.

-
- [45] M. C. Herrmann, M. Tabak, and J. D. Lindl, “Ignition scaling laws and their application to capsule design,” *Physics of Plasmas*, vol. 8, pp. 2296–2304, 2001.
- [46] R. Betti, K. Anderson, V. N. Goncharov, R. L. McCrory, D. D. Meyerhofer, S. Skupsky, and R. P. J. Town, “Deceleration phase of inertial confinement fusion implosions,” *Physics of Plasmas*, vol. 9, pp. 2277–2286, 2002.
- [47] S. X. Hu, V. N. Goncharov, P. B. Radha, J. A. Marozas, S. Skupsky, T. R. Boehly, T. C. Sangster, D. D. Meyerhofer, and R. L. McCrory, “Two-dimensional simulations of the neutron yield in cryogenic deuterium-tritium implosions on omega,” *Phys. Plasmas*, vol. 17, p. 102706, 2010.
- [48] T. C. Sangster, V. N. Goncharov, R. Betti, P. B. Radha, T. R. Boehly, D. T. Casey, T. J. B. Collins, R. S. Craxton, J. A. Delettrez, D. H. Edgell, R. Epstein, C. J. Forrest, J. A. Frenje, D. H. Froula, M. Gatu-Johnson, Y. Y. Glebov, D. R. Harding, M. Hohenberger, S. X. Hu, I. V. Igumenshchev, R. Janezic, J. H. Kelly, T. J. Kessler, C. Kingsley, T. Z. Kosc, J. P. Knauer, S. J. Loucks, J. A. Marozas, F. J. Marshall, A. V. Maximov, R. L. McCrory, P. W. McKenty, D. D. Meyerhofer, D. T. Michel, J. F. Myatt, R. D. Petrasso, S. P. Regan, W. Seka, W. T. Shmayda, R. W. Short, A. Shvydky, S. Skupsky, J. M. Soures, C. Stoeckl, W. Theobald, V. Versteeg, B. Yaakobi, and J. D. Zuegel, “Improving cryogenic deuterium–tritium implosion performance on omega,” *Phys. Plasmas*, vol. 20, p. 056317, 2013.
- [49] A. Vallet, *Hydrodynamic modelling of the shock ignition scheme for inertial confinement fusion*. PhD thesis, Université de Bordeaux, 2014.
- [50] J. D. Lindl, *Inertial confinement fusion : The quest for ignition and energy gain using indirect-drive*. Springer-Verlag, New-York, 1998.
- [51] V. N. Goncharov, “Theory of the ablative richtmyer-meshkov instability,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 82, pp. 2091–2094, 1999.
- [52] Y. Aglitskiy, A. L. Velikovich, M. Karasik, N. Metzler, S. T. Zalesak, A. J. Schmitt, L. Phillips, J. H. Gardner, V. Serlin, J. L. Weaver, and S. P. Obenschain, “Basic hydrodynamics of richtmyer-meshkov-type growth and oscillations in the inertial confinement fusion-relevant conditions,” *Philosophical Transactions of the Royal Society A : Mathematical, Physical and Engineering Sciences*, vol. 368, pp. 1739–1768, 2010.
- [53] V. N. Goncharov, O. V. Gotchev, E. Vianello, T. R. Boehly, J. P. Knauer, P. W. McKenty, P. B. Radha, S. P. Regan, T. C. Sangster, S. Skupsky, V. A. Smalyuk, R. Betti, R. L. McCrory, D. D. Meyerhofer, and C. Cherfils-Clérouin, “Early stage of implosion in inertial confinement fusion : Shock timing and perturbation evolution,” *Phys. Plasmas*, vol. 13, p. 012702, 2006.
- [54] D. C. Wilson, P. A. Bradley, N. M. Hoffman, F. J. Swenson, D. P. Smitherman, R. E. Chrien, R. W. Margevicius, D. J. Thoma, L. R. Foreman, J. K.
-

- Hoffer, S. R. Goldman, S. E. Caldwell, T. R. Dittrich, S. W. Haan, M. M. Marinak, S. M. Pollaine, and J. J. Sanchez, “The development and advantages of beryllium capsules for the national ignition facility,” *Phys. Plasmas*, vol. 5, pp. 1953–1959, 1998.
- [55] R. Betti, V. Lobatchev, and R. L. McCrory, “Feedout and rayleigh-taylor seeding induced by long wavelength perturbations in accelerated planar foils,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 81, pp. 5560–5563, 1998.
- [56] A. Colaïtis, *Multiscale description of the laser-plasma interaction : application to the physics of shock ignition in the inertial confinement fusion*. PhD thesis, Université de Bordeaux, 2015.
- [57] S. G. Glendinning, S. N. Dixit, B. A. Hammel, D. H. Kalantar, M. H. Key, J. D. Kilkenny, J. P. Knauer, D. M. Pennington, B. A. Remington, R. J. Wallace, and S. V. Weber, “Measurement of a dispersion curve for linear-regime rayleigh-taylor growth rates in laser-driven planar targets,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 78, pp. 3318–3321, 1997.
- [58] V. A. Smalyuk, T. R. Boehly, D. K. Bradley, V. N. Goncharov, J. A. Delettrez, J. P. Knauer, D. D. Meyerhofer, D. Oron, and D. Shvarts, “Saturation of the rayleigh-taylor growth of broad-bandwidth laser-imposed nonuniformities in planar targets,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 81, pp. 5342–5345, 1998.
- [59] C. J. Pawley, S. E. Bodner, J. P. Dahlburg, S. P. Obenschain, A. J. Schmitt, J. D. Sethian, C. A. Sullivan, J. H. Gardner, Y. Aglitskiy, Y. Chan, and T. Lehecka, “Observation of rayleigh–taylor growth to short wavelengths on nike,” *Physics of Plasmas*, vol. 6, pp. 565–570, 1999.
- [60] S. P. Regan, J. A. Delettrez, F. J. Marshall, J. M. Soures, V. A. Smalyuk, B. Yaakobi, R. Epstein, V. Y. Glebov, P. A. Jaanimagi, D. D. Meyerhofer, P. B. Radha, T. C. Sangster, W. Seka, S. Skupsky, C. Stoeckl, R. P. J. Town, D. A. Haynes, I. E. Golovkin, C. F. Hooper, J. A. Frenje, C. K. Li, R. D. Petrasso, and F. H. Séguin, “Shell mix in the compressed core of spherical implosions,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 89, p. 085003, 2002.
- [61] S. P. Regan, R. Epstein, B. A. Hammel, L. J. Suter, H. A. Scott, M. A. Barrios, D. K. Bradley, D. A. Callahan, C. Cerjan, G. W. Collins, S. N. Dixit, T. Döppner, M. J. Edwards, D. R. Farley, K. B. Fournier, S. Glenn, S. H. Glenzer, I. E. Golovkin, S. W. Haan, A. Hamza, D. G. Hicks, N. Izumi, O. S. Jones, J. D. Kilkenny, J. L. Kline, G. A. Kyrala, O. L. Landen, T. Ma, J. J. MacFarlane, A. J. MacKinnon, R. C. Mancini, R. L. McCrory, N. B. Meezan, D. D. Meyerhofer, A. Nikroo, H.-S. Park, J. Ralph, B. A. Remington, T. C. Sangster, V. A. Smalyuk, P. T. Springer, and R. P. J. Town, “Hot-spot mix in ignition-scale inertial confinement fusion targets,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 111, p. 045001, 2013.

-
- [62] K. K. Mackay and J. E. Pino, “Modeling gas–shell mixing in icf with separated reactants,” *Physics of Plasmas*, vol. 27, p. 092704, 2020.
- [63] R. Ishizaki and K. Nishihara, “Model of hydrodynamic perturbation growth in the start-up phase of laser implosion,” *Phys. Rev. E*, vol. 58, pp. 3744–3767, 1998.
- [64] V. N. Goncharov, S. Skupsky, T. R. Boehly, J. P. Knauer, P. McKenty, V. A. Smalyuk, R. P. J. Town, O. V. Gotchev, R. Betti, and D. D. Meyerhofer, “A model of laser imprinting,” *Physics of Plasmas*, vol. 7, pp. 2062–2068, 2000.
- [65] P. Mora, “Theoretical model of absorption of laser light by a plasma,” *Phys. Fluids*, vol. 25, p. 1051, 1982.
- [66] W. M. Manheimer, D. G. Colombant, and J. H. Gardner, “Steady-state planar ablative flow,” *Phys. Fluids*, vol. 25, p. 1644, 1982.
- [67] D. E. Fratanduono, T. R. Boehly, P. M. Celliers, M. A. Barrios, J. H. Eggert, R. F. Smith, D. G. Hicks, G. W. Collins, and D. D. Meyerhofer, “The direct measurement of ablation pressure driven by 351-nm laser radiation,” *Journal of Applied Physics*, vol. 110, p. 073110, 2011.
- [68] L. D. Landau and E. M. Lifshitz, *Course of Theoretical Physics. Volume 6 : Fluid Mechanics 2nd Edition*. Butterworth-Heinemann, 1987.
- [69] R. Betti, V. N. Goncharov, R. L. McCrory, and C. P. Verdon, “Growth rates of the ablative rayleigh–taylor instability in inertial confinement fusion,” *Physics of Plasmas*, vol. 5, pp. 1446–1454, 1998.
- [70] B. Meyer and G. Thiell, “Experimental scaling laws for ablation parameters in plane target–laser interaction with 1.06 μm and 0.35 μm laser wavelengths,” *The Physics of Fluids*, vol. 27, pp. 302–311, 1984.
- [71] W. Kruer, *The Physics Of Laser Plasma Interactions*. CRC Press, 2003.
- [72] S. Skupsky and K. Lee, “Uniformity of energy deposition for laser driven fusion,” *Journal of Applied Physics*, vol. 54, pp. 3662–3671, 1983.
- [73] K. Tsubakimoto, M. Nakatsuka, H. Nakano, T. Kanabe, T. Jitsuno, and S. Nakai, “Suppression of interference speckles produced by a random phase plate, using a polarization control plate,” *Optics Communications*, vol. 91, pp. 9–12, 1992.
- [74] T. R. Boehly, V. A. Smalyuk, D. D. Meyerhofer, J. P. Knauer, D. K. Bradley, R. S. Craxton, M. J. Guardalben, S. Skupsky, and T. J. Kessler, “Reduction of laser imprinting using polarization smoothing on a solid-state fusion laser,” *Journal of Applied Physics*, vol. 85, pp. 3444–3447, 1999.
- [75] Y. Kato, K. Mima, N. Miyanaga, S. Arinaga, Y. Kitagawa, M. Nakatsuka, and C. Yamanaka, “Random phasing of high-power lasers for uniform tar-

- get acceleration and plasma-instability suppression,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 53, pp. 1057–1060, 1984.
- [76] T. J. Kessler, Y. Lin, J. J. Armstrong, and B. Velazquez, “Phase conversion of lasers with low-loss distributed phase plates,” in *Laser Coherence Control : Technology and Applications*, vol. 1870, pp. 95 – 104, International Society for Optics and Photonics, SPIE, 1993.
- [77] J. A. Menapace, S. N. Dixit, F. Y. Genin, and W. F. Brocious, “Magnetorheological finishing for imprinting continuous-phase plate structures onto optical surfaces,” in *Laser-Induced Damage in Optical Materials : 2003*, vol. 5273, pp. 220 – 230, International Society for Optics and Photonics, SPIE, 2004.
- [78] R. Lehmberg and S. Obenschain, “Use of induced spatial incoherence for uniform illumination of laser fusion targets,” *Optics Communications*, vol. 46, pp. 27–31, 1983.
- [79] S. P. Obenschain, S. E. Bodner, D. Colombant, K. Gerber, R. H. Lehmberg, E. A. McLean, A. N. Mostovych, M. S. Pronko, C. J. Pawley, A. J. Schmitt, J. D. Sethian, V. Serlin, J. A. Stamper, C. A. Sullivan, J. P. Dahlburg, J. H. Gardner, Y. Chan, A. V. Deniz, J. Hardgrove, T. Lehecka, and M. Klapisch, “The nuke krf laser facility : Performance and initial target experiments,” *Physics of Plasmas*, vol. 3, pp. 2098–2107, 1996.
- [80] S. P. Obenschain, J. Grun, M. J. Herbst, K. J. Kearney, C. K. Manka, E. A. McLean, A. N. Mostovych, J. A. Stamper, R. R. Whitlock, S. E. Bodner, J. H. Gardner, and R. H. Lehmberg, “Laser-target interaction with induced spatial incoherence,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 56, pp. 2807–2810, 1986.
- [81] A. N. Mostovych, S. P. Obenschain, J. H. Gardner, J. Grun, K. J. Kearney, C. K. Manka, E. A. McLean, and C. J. Pawley, “Brillouin scattering measurements from plasmas irradiated with spatially and temporally incoherent laser light,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 59, pp. 1193–1196, 1987.
- [82] T. A. Peyser, C. K. Manka, S. P. Obenschain, and K. J. Kearney, “Reduction of $3\omega/2$ emission from laser-produced plasmas with broad bandwidth, induced spatial incoherence at $0.53\ \mu\text{m}$,” *Physics of Fluids B : Plasma Physics*, vol. 3, pp. 1479–1484, 1991.
- [83] S. Skupsky, R. W. Short, T. Kessler, R. S. Craxton, S. Letzring, and J. M. Soures, “Improved laser-beam uniformity using the angular dispersion of frequency-modulated light,” *Journal of Applied Physics*, vol. 66, pp. 3456–3462, 1989.
- [84] S. Skupsky and R. S. Craxton, “Irradiation uniformity for high-compression laser-fusion experiments,” *Phys. Plasmas*, vol. 6, pp. 2157–2163, 1999.

-
- [85] G. Miyaji, N. Miyanaga, S. Urushihara, K. Suzuki, S. Matsuoka, M. Nakatsuka, A. Morimoto, and T. Kobayashi, “Three-directional spectral dispersion for smoothing of a laser irradiance profile,” *Opt. Lett.*, vol. 27, pp. 725–727, 2002.
- [86] N. Miyanaga, S. Matsuoka, J.-H. Park, K. Tsubakimoto, M. Nakatsuka, A. Morimoto, and T. Kobayashi, “Smoothing of focused-beam pattern using two-dimensional spectral dispersion performed at GEKKO XII,” in *Solid State Lasers for Application to Inertial Confinement Fusion : Second Annual International Conference*, vol. 3047, pp. 746 – 756, International Society for Optics and Photonics, SPIE, 1997.
- [87] S. P. Regan, J. A. Marozas, R. S. Craxton, J. H. Kelly, W. R. Donaldson, P. A. Jaanimagi, D. Jacobs-Perkins, R. L. Keck, T. J. Kessler, D. D. Meyerhofer, T. C. Sangster, W. Seka, V. A. Smalyuk, S. Skupsky, and J. D. Zuegel, “Performance of 1-thz-bandwidth, two-dimensional smoothing by spectral dispersion and polarization smoothing of high-power, solid-state laser beams,” *J. Opt. Soc. Am. B*, vol. 22, pp. 998–1002, 2005.
- [88] T. J. B. Collins, J. A. Marozas, K. S. Anderson, R. Betti, R. S. Craxton, J. A. Delettrez, V. N. Goncharov, D. R. Harding, F. J. Marshall, R. L. McCrory, D. D. Meyerhofer, P. W. McKenty, P. B. Radha, A. Shvydsky, S. Skupsky, and J. D. Zuegel, “A polar-drive-ignition design for the national ignition facility,” *Physics of Plasmas*, vol. 19, p. 056308, 2012.
- [89] M. Dunne, M. Borghesi, A. Iwase, M. W. Jones, R. Taylor, O. Willi, R. Gibson, S. R. Goldman, J. Mack, and R. G. Watt, “Evaluation of a foam buffer target design for spatially uniform ablation of laser-irradiated plasmas,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 75, pp. 3858–3861, 1995.
- [90] N. G. Borisenko, I. V. Akimova, A. I. Gromov, A. M. Khalenkov, V. N. Kondrashov, J. Limpouch, Y. A. Merkuliev, and V. G. Pimenov, “The influence of underdense polymer target with/without high-z nanoparticles on laser radiation absorption and energy transport,” *Journal de Physique IV*, vol. 133, pp. 305–308, 2006.
- [91] J. Limpouch, N. G. Borisenko, N. Demchenko, S. Y. Gus’kov, A. Kasperczuk, A. Khalenkov, V. Kondrashov, E. Krousky, J. Kuba, K. Masek, Y. Merkuliev, and W. Nazarov, “Laser absorption and energy transfer in foams of various pore structures and chemical compositions,” *Journal de Physique IV*, vol. 133, pp. 457–459, 2006.
- [92] M. Cipriani, S. Y. Gus’kov, R. De Angelis, F. Consoli, A. A. Rupasov, P. Andreoli, G. Cristofari, and G. Di Giorgio, “Laser-driven hydrothermal wave speed in low-z foam of overcritical density,” *Physics of Plasmas*, vol. 25, p. 092704, 2018.
-

- [93] M. A. Belyaev, R. L. Berger, O. S. Jones, S. H. Langer, D. A. Mariscal, J. Milovich, and B. Winjum, “Laser propagation in a subcritical foam : Subgrid model,” *Physics of Plasmas*, vol. 27, p. 112710, 2020.
- [94] B. Delorme, M. Olazabal-Loumé, A. Casner, P. Nicolaï, D. T. Michel, G. Riazuelo, N. Borisenko, J. Breil, S. Fujioka, M. Grech, A. Orekhov, W. Seka, A. Sunahara, D. H. Froula, V. Goncharov, and V. T. Tikhonchuk, “Experimental demonstration of laser imprint reduction using underdense foams,” *Phys. Plasmas*, vol. 23, p. 042701, 2016.
- [95] K. Okada, T. Mochizuki, S. Sakabe, H. Shiraga, T. Yabe, and C. Yamanaka, “Laser implosion of thick low-z foam coated glass microballoon,” *Applied Physics Letters*, vol. 42, pp. 231–233, 1983.
- [96] S. Depierreux, C. Labaune, D. T. Michel, C. Stenz, P. Nicolaï, M. Grech, G. Riazuelo, S. Weber, C. Riconda, V. T. Tikhonchuk, P. Loiseau, N. G. Borisenko, W. Nazarov, S. Hüller, D. Pesme, M. Casanova, J. Limpouch, C. Meyer, P. Di-Nicola, R. Wrobel, E. Alozy, P. Romary, G. Thiell, G. Soullié, C. Reverdin, and B. Villette, “Laser smoothing and imprint reduction with a foam layer in the multikilojoule regime,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 102, p. 195005, 2009.
- [97] C. Labaune, S. Depierreux, V. T. Tikhonchuk, D. T. Michel, C. Stenz, N. G. Borisenko, P. Nicolaï, S. Hüller, D. Pesme, P. Loiseau, P.-E. Masson-Laborde, M. Casanova, M. Grech, G. Riazuelo, C. Riconda, S. Weber, S. Darbon, R. Wrobel, E. Alozy, A. Casner, C. Meyer, P. Romary, G. Thiell, W. Nazarov, and J. Limpouch, “Laser-plasma interaction physics in multi kilojoule experiments,” *Journal of Physics : Conference Series*, vol. 244, p. 022021, 2010.
- [98] K. A. Tanaka, B. Boswell, R. S. Craxton, L. M. Goldman, F. Guglielmi, W. Seka, R. W. Short, and J. M. Soures, “Brillouin scattering, two-plasmon decay, and self-focusing in underdense ultraviolet laser-produced plasmas,” *Phys. Fluids*, vol. 28, p. 2910, 1985.
- [99] M. H. Emery, J. H. Gardner, R. H. Lehmberg, and S. P. Obenschain, “Hydrodynamic target response to an induced spatial incoherence-smoothed laser beam,” *Physics of Fluids B : Plasma Physics*, vol. 3, pp. 2640–2651, 1991.
- [100] M. Olazabal-Loumé, P. Nicolaï, G. Riazuelo, M. Grech, J. Breil, S. Fujioka, A. Sunahara, N. Borisenko, and V. T. Tikhonchuk, “Simulations of laser imprint reduction using underdense foams and its consequences on the hydrodynamic instability growth,” *New Journal of Physics*, vol. 15, p. 085033, 2013.
- [101] P. Nicolaï, M. Olazabal-Loumé, S. Fujioka, A. Sunahara, N. Borisenko, S. Y. Gus’kov, A. Orekhov, M. Grech, G. Riazuelo, C. Labaune, J. Velechowski, and V. Tikhonchuk, “Experimental evidence of foam homogenization,” *Physics of Plasmas*, vol. 19, p. 113105, 2012.

- [102] S. Y. Gus'kov, M. Cipriani, R. D. Angelis, F. Consoli, A. A. Rupasov, P. Andreoli, G. Cristofari, and G. D. Giorgio, "Absorption coefficient for nanosecond laser pulse in porous material," *Plasma Physics and Controlled Fusion*, vol. 57, p. 125004, 2015.
- [103] S. Y. Gus'kov, J. Limpouch, P. Nicolai, and V. T. Tikhonchuk, "Laser-supported ionization wave in under-dense gases and foams," *Phys. Plasmas*, vol. 18, p. 103114, 2011.
- [104] J. Limpouch, V. T. Tikhonchuk, J. Dostál, R. Dudzák, M. Krupka, N. G. Borisenko, J. Nikl, A. A. Akunets, L. A. Borisenko, and V. G. Pimenov, "Characterization of residual inhomogeneities in a plasma created by laser ionization of a low-density foam," *Plasma Physics and Controlled Fusion*, vol. 62, p. 035013, 2020.
- [105] J. L. Milovich, O. S. Jones, R. L. Berger, G. E. Kemp, J. S. Oakdale, J. Biener, M. A. Belyaev, D. A. Mariscal, S. Langer, P. A. Sterne, S. Sepke, and M. Stadermann, "Simulation studies of the interaction of laser radiation with additively manufactured foams," *Plasma Physics and Controlled Fusion*, vol. 63, p. 055009, 2021.
- [106] M. A. Belyaev, R. L. Berger, O. S. Jones, S. H. Langer, and D. A. Mariscal, "Laser propagation in a subcritical foam : Ion and electron heating," *Physics of Plasmas*, vol. 25, p. 123109, 2018.
- [107] S. Fujioka, A. Sunahara, K. Nishihara, N. Ohnishi, T. Johzaki, H. Shiraga, K. Shigemori, M. Nakai, T. Ikegawa, M. Murakami, K. Nagai, T. Norimatsu, H. Azechi, and T. Yamanaka, "Suppression of the rayleigh-taylor instability due to self-radiation in a multiablation target," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 92, p. 195001, 2004.
- [108] S. X. Hu, G. Fiksel, V. N. Goncharov, S. Skupsky, D. D. Meyerhofer, and V. A. Smalyuk, "Mitigating laser imprint in direct-drive inertial confinement fusion implosions with high- z dopants," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 108, p. 195003, 2012.
- [109] G. Fiksel, S. X. Hu, V. A. Goncharov, D. D. Meyerhofer, T. C. Sangster, V. A. Smalyuk, B. Yaakobi, M. J. Bonino, and R. Jungquist, "Experimental reduction of laser imprinting and rayleigh-taylor growth in spherically compressed, medium- z -doped plastic targets," *Physics of Plasmas*, vol. 19, p. 062704, 2012.
- [110] V. A. Smalyuk, S. X. Hu, J. D. Hager, J. A. Delettrez, D. D. Meyerhofer, T. C. Sangster, and D. Shvarts, "Rayleigh-taylor growth measurements in the acceleration phase of spherical implosions on omega," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 103, p. 105001, 2009.
- [111] S. P. Obenschain, D. G. Colombant, M. Karasik, C. J. Pawley, V. Serlin, A. J. Schmitt, J. L. Weaver, J. H. Gardner, L. Phillips, Y. Aglitskiy, Y. Chan, J. P.

- Dahlburg, and M. Klapisch, “Effects of thin high- z layers on the hydrodynamics of laser-accelerated plastic targets,” *Phys. Plasmas*, vol. 9, pp. 2234–2243, 2002.
- [112] A. N. Mostovych, D. G. Colombant, M. Karasik, J. P. Knauer, A. J. Schmitt, and J. L. Weaver, “Enhanced direct-drive implosions with thin high- z ablation layers,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 100, p. 075002, 2008.
- [113] S. X. Hu, W. Theobald, P. B. Radha, J. L. Peebles, S. P. Regan, A. Nikroo, M. J. Bonino, D. R. Harding, V. N. Goncharov, N. Petta, T. C. Sangster, and E. M. Campbell, “Mitigating laser-imprint effects in direct-drive inertial confinement fusion implosions with an above-critical-density foam layer,” *Phys. Plasmas*, vol. 25, p. 082710, 2018.
- [114] P. B. Radha, C. Stoeckl, V. N. Goncharov, J. A. Delettrez, D. H. Edgell, J. A. Frenje, I. V. Igumenshchev, J. P. Knauer, J. A. Marozas, R. L. McCrory, D. D. Meyerhofer, R. D. Petrasso, S. P. Regan, T. C. Sangster, W. Seka, and S. Skupsky, “Triple-picket warm plastic-shell implosions on omega,” *Physics of Plasmas*, vol. 18, p. 012705, 2011.
- [115] D. T. Michel, S. X. Hu, A. K. Davis, V. Y. Glebov, V. N. Goncharov, I. V. Igumenshchev, P. B. Radha, C. Stoeckl, and D. H. Froula, “Measurement of the shell decompression in direct-drive inertial-confinement-fusion implosions,” *Phys. Rev. E*, vol. 95, p. 051202, 2017.
- [116] G. Duchateau, S. X. Hu, A. Pineau, A. Kar, B. Chimier, A. Casner, V. Tikhonchuk, V. N. Goncharov, P. B. Radha, and E. M. Campbell, “Modeling the solid-to-plasma transition for laser imprinting in direct-drive inertial confinement fusion,” *Phys. Rev. E*, vol. 100, p. 033201, 2019.
- [117] J. H. Gardner, A. J. Schmitt, J. P. Dahlburg, C. J. Pawley, S. E. Bodner, S. P. Obenschain, V. Serlin, and Y. Aglitskiy, “Computational modeling of direct-drive fusion pellets and krf-driven foil experiments,” *Physics of Plasmas*, vol. 5, pp. 1935–1944, 1998.
- [118] J. W. Bates, A. J. Schmitt, M. Karasik, and S. T. Zalesak, “Numerical simulations of the ablative rayleigh-taylor instability in planar inertial-confinement-fusion targets using the fastrad3d code,” *Physics of Plasmas*, vol. 23, p. 122701, 2016.
- [119] L. V. Keldysh, “Ionization in the field of a strong electromagnetic wave,” *Sov. Phys. JETP*, vol. 20, p. 1307, 1965.
- [120] M. Gertsvolf, M. Spanner, D. M. Rayner, and P. B. Corkum, “Demonstration of attosecond ionization dynamics inside transparent solids,” *Journal of Physics B: Atomic, Molecular and Optical Physics*, vol. 43, p. 131002, 2010.
- [121] A. V. Mitrofanov, A. J. Verhoef, E. E. Serebryannikov, J. Lumeau, L. Glebov, A. M. Zheltikov, and A. Baltuška, “Optical detection of attosecond ionization

-
- induced by a few-cycle laser field in a transparent dielectric material,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 106, p. 147401, 2011.
- [122] E. E. Serebryannikov and A. M. Zheltikov, “Quantum and semiclassical physics behind ultrafast optical nonlinearity in the midinfrared : The role of ionization dynamics within the field half cycle,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 113, p. 043901, 2014.
- [123] K. Gaudfrin, *Ablation laser par double impulsion pico-femtosecondes, mono-bi-chromatique, et multi-perforation de la silice fondue*. PhD thesis, Université de Bordeaux, 2020.
- [124] V. Sangawar and M. Golchha, “Evolution of the optical properties of polystyrene thin films filled with zinc oxide nanoparticles,” *Int. Jour. Sci. Eng. Res.*, vol. 4, p. 2700, 2013.
- [125] B. Rethfeld, “Unified model for the free-electron avalanche in laser-irradiated dielectrics,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 92, p. 187401, 2004.
- [126] A. Kaiser, B. Rethfeld, M. Vicanek, and G. Simon, “Microscopic processes in dielectrics under irradiation by subpicosecond laser pulses,” *Phys. Rev. B*, vol. 61, pp. 11437–11450, 2000.
- [127] L. V. Keldysh, “Kinetic theory of impact ionization in semiconductors,” *Sov. Phys. JETP*, vol. 37, p. 509, 1960.
- [128] P. T. Landsberg, *Recombination in Semiconductors*. Cambridge University Press, 1992.
- [129] S. S. Li, *Semiconductor Physical Electronics*. Springer-Verlag New York, 2006.
- [130] W. Shockley and W. T. Read, “Statistics of the recombinations of holes and electrons,” *Phys. Rev.*, vol. 87, pp. 835–842, 1952.
- [131] R. N. Hall, “Electron-hole recombination in germanium,” *Phys. Rev.*, vol. 87, pp. 387–387, 1952.
- [132] A. M. Perelomov, V. S. Popov, and M. V. Terent’ev, “Ionization of atoms in an alternating electric field,” *Sov. Phys. JETP*, vol. 23, p. 924, 1966.
- [133] A. M. Perelomov, V. S. Popov, and M. V. Terent’ev, “Ionization of atoms in an alternating electric field : II,” *Sov. Phys. JETP*, vol. 24, p. 207, 1967.
- [134] A. M. Perelomov and V. S. Popov, “Ionization of atoms in an alternating electric field : III,” *Sov. Phys. JETP*, vol. 25, p. 336, 1967.
- [135] M. V. Ammosov, N. B. Delone, and V. P. Kraĭnov, “Tunnel ionization of complex atoms and of atomic ions in an alternating electromagnetic field,” *Sov. Phys. JETP*, vol. 64, p. 1191, 1986.
- [136] M. V. Ammosov, P. A. Golovinsky, I. Y. Kiyan, V. P. Krainov, and V. M. Ristic, “Tunneling ionization of atoms and atomic ions in an intense laser field
-

- with a nonhomogeneous space-time distribution,” *J. Opt. Soc. Am. A*, vol. 9, p. 1225, 1992.
- [137] F. A. Ilkov, J. E. Decker, and S. L. Chin, “Ionization of atoms in the tunneling regime with experimental evidence using Hg atoms,” *J. Phys. B : At. Mol. Opt. Phys.*, vol. 25, p. 4005, 1992.
- [138] S. F. J. Larochelle, A. Talebpour, and S. L. Chin, “Coulomb effect in multiphoton ionization of rare-gas atoms,” *Journal of Physics B : Atomic, Molecular and Optical Physics*, vol. 31, pp. 1215–1224, 1998.
- [139] R. Nuter and L. Bergé, “Pulse chirping and ionization of O₂ molecules for the filamentation of femtosecond laser pulses in air,” *J. Opt. Soc. Am. B*, vol. 23, p. 874, 2006.
- [140] J. Rax, *Physiques des plasmas*. Paris : Dunod, 2016.
- [141] J. Thomson, “Xlii. ionization by moving electrified particles,” *The London, Edinburgh, and Dublin Philosophical Magazine and Journal of Science*, vol. 23, pp. 449–457, 1912.
- [142] B. M. Smirnov, *Theory of Gas Discharge Plasma*. Springer, 2015.
- [143] M. Gryziński, “Classical theory of atomic collisions. i. theory of inelastic collisions,” *Phys. Rev.*, vol. 138, pp. A336–358, 1965.
- [144] H. Deutsch, C. Cornelissen, L. Cespiva, V. Bonacic-Koutecky, D. Margreiter, and T. Märk, “Total electron impact ionization cross sections of free molecular radicals : the failure of the additivity rule revisited,” *International Journal of Mass Spectrometry and Ion Processes*, vol. 129, pp. 43–48, 1993.
- [145] T. M. Jenkins, W. R. Nelson, and A. Rindi, *Monte Carlo Transport of Electrons and Photons*. Springer, 1988.
- [146] Y. K. Kim and M. E. Rudd, “Binary-encounter-dipole model for electron-impact ionization,” *Phys. Rev. A*, vol. 50, pp. 3954–3967, 1994.
- [147] W. Hwang, Y. Kim, and M. E. Rudd, “New model for electron-impact ionization cross sections of molecules,” *The Journal of Chemical Physics*, vol. 104, pp. 2956–2966, 1996.
- [148] N. F. Mott and R. H. Fowler, “The collision between two electrons,” *Proceedings of the Royal Society of London. Series A, Containing Papers of a Mathematical and Physical Character*, vol. 126, pp. 259–267, 1930.
- [149] W. McDaniel and M. McDowell, *Case Studies in Atomic Collision Physics*. North-Holland, Amsterdam, 1969.
- [150] H. Bethe, “Zur theorie des durchgangs schneller korpuskularstrahlen durch materie,” *Annalen der Physik*, vol. 397, pp. 325–400, 1930.

-
- [151] E. Hinnov and J. G. Hirschberg, “Electron-ion recombination in dense plasmas,” *Phys. Rev.*, vol. 125, pp. 795–801, 1962.
- [152] Y. B. Zel’dovich and Y. P. Raizer, *Physics of Shock Waves and High-Temperature Hydrodynamic Phenomena*. Academic Press, 1966.
- [153] A. Gurevich and L. Pitavskii, “Recombination coefficient in a dense low-temperature plasma,” *Sov. Phys. JETP*, vol. 19, pp. 870–871, 1964.
- [154] Беляев, С. Т. и Будкер, Г. И., “Многоквантовая Рекомбинация В Ионизованном Газе,” in *Физика Плазмы И Проблема Управляемых Термоядерных Реакций. Том 3* (Леонтович, М. А., ed.), pp. 41–49, Москва : Издательство Академии Наук СССР, 1958.
- [155] L. M. Biberman, V. S. Vorob’ev, and I. T. Yakubov, “On the theory of ionization and recombination in a low-temperature plasma,” *Sov. Phys. JETP*, vol. 29, pp. 1070–1074, 1969.
- [156] N. Ashcroft and N. Mermin, *Physique des Solides*. EDP Sciences, 2002.
- [157] J. Mark, *Polymer Data Handbook*. Oxford University Press, Inc., 1999.
- [158] M. Fischetti, D. DiMaria, S. Brorson, T. Theis, and J. Kirtley, “Theory of high-field electron transport in silicon dioxide,” *Phys. Rev. B*, vol. 31, p. 8124, 1985.
- [159] A. Pineau, B. Chimier, S. X. Hu, and G. Duchateau, “Modeling the electron collision frequency during solid-to-plasma transition of polystyrene ablator for direct-drive inertial confinement fusion applications,” *Phys. Plasmas*, vol. 27, p. 092703, 2020.
- [160] G. Zhao, M. Mors, T. Wenckebach, and P. Planken, “Terahertz dielectric properties of polystyrene foams,” *J. Opt. Soc. Am. B*, vol. 19, p. 061476, 2002.
- [161] J. D. Huba, *NRL Plasma Formulary*. Washington, D. C. : U.S. GPO, 2016.
- [162] L. Spitzer, *Physics of Fully Ionized Gases*. Interscience Publishers Inc., 1956.
- [163] Y. Lee and R. More, “An electron conductivity model for dense plasmas,” *Phys Fluids*, vol. 27, p. 1273, 1984.
- [164] E. M. Lifshitz and L. P. Pitaevskii, *Course of Theoretical Physics. Volume 10 : Physical Kinetics*. Butterworth-Heinemann, 1981.
- [165] P. Mulser, G. Alber, and M. Murakami, “Revision of the coulomb logarithm in the ideal plasma,” *Physics of Plasmas*, vol. 21, p. 042103, 2014.
- [166] S. Skupsky, ““coulomb logarithm” for inverse-bremsstrahlung laser absorption,” *Phys. Rev. A*, vol. 36, pp. 5701–5712, 1987.
- [167] C. Ordonez and M. Molina, “Evaluation of the coulomb logarithm using cutoff and screened coulomb interaction potentials,” *Phys. Plasmas*, vol. 1, p. 2515, 1994.
-

- [168] C. A. Ordonez and M. I. Molina, “Stopping power theory for screened coulomb binary collisions in a nondegenerate plasma,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 72, pp. 2407–2410, 1994.
- [169] F. B. Baimbetov and S. G. Giniyatova, “On the pseudopotential model of interacting particle and electrical conductivity of fully ionized plasma,” *Contributions to Plasma Physics*, vol. 45, pp. 40–45, 2005.
- [170] P. Mora, “Coulomb logarithm accuracy in a yukawa potential,” *Phys. Rev. E*, vol. 102, p. 033206, 2020.
- [171] T. S. Ramazanov and S. K. Kodanova, “Coulomb logarithm of a nonideal plasma,” *Physics of Plasmas*, vol. 8, pp. 5049–5050, 2001.
- [172] T. Ramazanov and K. Dzhumagulova, “Effective screened potentials of strongly coupled semiclassical plasma,” *Phys. Plasmas*, vol. 9, p. 3758, 2002.
- [173] T. S. Ramazanov, S. K. Kodanova, Z. A. Moldabekov, and M. K. Issanova, “Dynamical properties of non-ideal plasma on the basis of effective potentials,” *Physics of Plasmas*, vol. 20, p. 112702, 2013.
- [174] S. K. Kodanova, T. S. Ramazanov, M. K. Issanova, G. N. Nigmatova, and Z. A. Moldabekov, “Investigation of coulomb logarithm and relaxation processes in dense plasma on the basis of effective potentials,” *Contributions to Plasma Physics*, vol. 55, pp. 271–276, 2015.
- [175] M. Issanova, S. Kodanova, T. Ramazanov, and D. Hoffmann, “Transport properties of inertial confinement fusion plasmas : Transport properties of inertial confinement fusion plasmas,” *Contributions to Plasma Physics*, vol. 56, pp. 425–431, 2016.
- [176] A. Filippov, A. Starostin, and V. Gryaznov, “Coulomb logarithm in nonideal and degenerate plasmas,” *Journal of Experimental and Theoretical Physics*, vol. 126, pp. 430–439, 2018.
- [177] P. Allen, “Theory of thermal relaxation of electrons in metals,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 59, p. 1460, 1987.
- [178] J. Daligault and G. Dimonte, “Correlation effects on the temperature-relaxation rates in dense plasmas,” *Phys. Rev. E*, vol. 79, p. 056403, 2009.
- [179] J. Daligault and J. Simoni, “Theory of the electron-ion temperature relaxation rate spanning the hot solid metals and plasma phases,” *Phys. Rev. E*, vol. 100, p. 043201, 2019.
- [180] G. Faussurier and C. Blancard, “Temperature relaxation in dense plasmas,” *Phys. Rev. E*, vol. 93, p. 023204, 2016.
- [181] G. Faussurier, “Electron-ion coupling factor for temperature relaxation in dense plasmas,” *Phys. Rev. E*, vol. 101, p. 023206, 2020.

-
- [182] M. W. C. Dharma-wardana and F. Perrot, “Energy relaxation and the quasiequation of state of a dense two-temperature nonequilibrium plasma,” *Phys. Rev. E*, vol. 58, pp. 3705–3718, 1998.
- [183] M. W. C. Dharma-wardana and F. Perrot, “Erratum : Energy relaxation and the quasiequation of state of a dense two-temperature nonequilibrium plasma [phys. rev. e 58, 3705 (1998)],” *Phys. Rev. E*, vol. 63, p. 069901, 2001.
- [184] L. D. Landau and E. M. Lifshitz, *Course of Theoretical Physics. Volume 5 : Statistical Physics 3rd Edition Part 1*. Butterworth-Heinemann, 1980.
- [185] U. Gaur and B. Wunderlich, “Heat capacity and other thermodynamics properties of linear macromolecules. v. polystyrene,” *J. Phys. Chem. Ref. Data*, vol. 11, p. 313, 1982.
- [186] J.-P. Colombier, *Théorie et simulation de l'interaction des impulsions laser ultracourtes à flux modéré avec un solide métallique*. PhD thesis, Université Jean Monnet de Saint-Etienne, 2005.
- [187] O. Redlich and J. N. S. Kwong, “On the thermodynamics of solutions. v. an equation of state. fugacities of gaseous solutions,” *Chem. Rev.*, vol. 44, pp. 233–244, 1949.
- [188] G. Soave, “Equilibrium constants from a modified redlich-kwong equation of state,” *Chem. Eng. Sci.*, vol. 27, pp. 1197–1203, 1972.
- [189] D. Y. Peng and D. B. Robinson, “A new two-constant equation of state,” *Ind. Eng. Chem. Fundam.*, vol. 15, pp. 59–64, 1976.
- [190] R. Privat, F. Mutelet, and J.-N. Jaubert, “Addition of the hydrogen sulfide group to the ppr78 model (predictive 1978, peng–robinson equation of state with temperature dependent kij calculated through a group contribution method),” *Industrial & Engineering Chemistry Research*, vol. 47, pp. 10041–10052, 2008.
- [191] R. Grover, “Liquid metal equation of state based on scaling,” *The Journal of Chemical Physics*, vol. 55, pp. 3435–3441, 1971.
- [192] W. G. Hoover, G. Stell, E. Goldmark, and G. D. Degani, “Generalized van der waals equation of state,” *The Journal of Chemical Physics*, vol. 63, pp. 5434–5438, 1975.
- [193] M. Baus and J.-P. Hansen, “Statistical mechanics of simple coulomb systems,” *Physics Reports*, vol. 59, pp. 1–94, 1980.
- [194] R. M. More, K. H. Warren, D. A. Young, and G. B. Zimmerman, “A new quotidian equation of state (qeos) for hot dense matter,” *The Physics of Fluids*, vol. 31, pp. 3059–3078, 1988.
- [195] M. Born and E. Wolf, *Principles of Optics*. Cambridge University Press, 60th anniversary edition ed., 2019.
-

- [196] P. A. Franken, A. E. Hill, C. W. Peters, and G. Weinreich, "Generation of optical harmonics," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 7, pp. 118–119, 1961.
- [197] N. Bloembergen, *Nonlinear Optics*. New York, W. A. Benjamin, Inc., 1965.
- [198] R. W. Boyd, *Nonlinear Optics, Third Edition*. Academic Press, Inc., 2008.
- [199] L. D. Landau, E. M. Lifshitz, and L. P. Pitaevskii, *Course of Theoretical Physics. Volume 8 : Electrodynamics of Continuous Media 2nd Edition*. Butterworth-Heinemann, 1984.
- [200] D. Zwillinger, V. Moll, I. Gradshteyn, and I. Ryzhik, *Table of Integrals, Series, and Products (Eighth Edition)*. Academic Press, 2014.
- [201] A. Pineau, B. Chimier, S. X. Hu, and G. Duchateau, "Improved modeling of the solid-to-plasma transition of polystyrene ablator for laser direct-drive inertial confinement fusion hydrocodes," *Phys. Rev. E*, vol. 104, p. 015210, 2021.
- [202] B. Arad and S. Eliezer, "Reflection and transmission of light through transparent materials at high power densities," *Phys. Rev. A*, vol. 18, pp. 2261–2265, 1978.
- [203] B. C. Stuart, M. D. Feit, S. Herman, A. M. Rubenchik, B. W. Shore, and M. D. Perry, "Nanosecond-to-femtosecond laser-induced breakdown in dielectrics," *Phys. Rev. B*, vol. 53, pp. 1749–1761, 1996.
- [204] J. R. Peñano, P. Sprangle, B. Hafizi, W. Manheimer, and A. Zigler, "Transmission of intense femtosecond laser pulses into dielectrics," *Phys. Rev. E*, vol. 72, p. 036412, 2005.
- [205] R. R. Gatass and E. Mazur, "Femtosecond laser micromachining in transparent materials," *Nat. Photonics*, vol. 2, p. 219, 2008.
- [206] G. Duchateau, M. D. Feit, and S. G. Demos, "Strong nonlinear growth of energy coupling during laser irradiation of transparent dielectrics and its significance for laser induced damage," *Journal of Applied Physics*, vol. 111, p. 093106, 2012.
- [207] G. Duchateau, M. D. Feit, and S. G. Demos, "Transient material properties during defect-assisted laser breakdown in deuterated potassium dihydrogen phosphate crystals," *Journal of Applied Physics*, vol. 115, p. 103506, 2014.
- [208] N. M. Bulgakova, V. P. Zhukov, Y. P. Meshcheryakov, L. Gemini, J. Brajer, D. Rostohar, and T. Mocek, "Pulsed laser modification of transparent dielectrics : what can be foreseen and predicted by numerical simulations ?," *J. Opt. Soc. Am. B*, vol. 31, pp. C8–C14, 2014.
- [209] B. Rethfeld, D. S. Ivanov, M. E. Garcia, and S. I. Anisimov, "Modelling ultra-fast laser ablation," *Journal of Physics D : Applied Physics*, vol. 50, p. 193001, 2017.

-
- [210] K. Eidmann, J. Meyer-ter Vehn, T. Schlegel, and S. Hüller, “Hydrodynamic simulation of subpicosecond laser interaction with solid-density matter,” *Phys. Rev. E*, vol. 62, p. 1202, 2000.
- [211] E. Gamaly, “The physics of ultra-short laser interaction with solids at non-relativistic intensities,” *Physics Reports*, vol. 508, pp. 91–243, 2011.
- [212] E. G. Gamaly and A. V. Rode, “Transient optical properties of dielectrics and semiconductors excited by an ultrashort laser pulse,” *J. Opt. Soc. Am. B*, vol. 31, pp. C36–C43, 2014.
- [213] T. G. Fox and P. J. Flory, “Second-order transition temperatures and related properties of polystyrene. i. influence of molecular weight,” *Journal of Applied Physics*, vol. 21, pp. 581–591, 1950.
- [214] H. W. McCormick, F. M. Brower, and L. Kin, “The effect of molecular weight distribution on the physical properties of polystyrene,” *Journal of Polymer Science*, vol. 39, pp. 87–100, 1959.
- [215] M. Guaita, O. Chiantore, and L. Costa, “Changes in degree of polymerization in the thermal degradation of polystyrene,” *Polymer Degradation and Stability*, vol. 12, pp. 315–332, 1985.
- [216] D. Feldmann, J. Kutzner, J. Laukemper, S. MacRobert, and K. Welge, “Mass spectroscopic studies of the arf laser photoablation of polystyrene,” *Appl. Phys. B*, vol. 44, pp. 81–85, 1987.
- [217] H. Fukumura, N. Mibuka, S. Eura, and H. Masuhara, “Mass spectrometric studies on laser ablation of polystyrene sensitized with anthracene,” *J. Phys. Chem.*, vol. 97, pp. 13761–13766, 1993.
- [218] M. Tsunekawa, S. Nishio, and H. Sato, “Laser ablation of polymethylmetacrylate and polystyrene at 308 nm : Demonstration of thermal and photothermal mechanisms by a time-of-flight mass spectroscopic study,” *J. Appl. Phys.*, vol. 76, p. 5598, 1994.
- [219] Y. Tsuboi, S. Sakashita, H. Hatanaka, H. Fukumura, and H. Masuhara, “Photothermal ablation of polystyrene film by 248 nm excimer laser irradiation : a mechanistic study by time resolved measurements,” *Laser Chem.*, vol. 16, pp. 167–177, 1996.
- [220] J. Franklin and S. Carroll, “The effect of molecular structure on ionic decomposition. i. an electron impact study of seven isomers c₈h₈,” *J. Am. Chem. Soc.*, vol. 91, pp. 5940–5946, 1969.
- [221] R. Dunbar, “Time-resolved unimolecular dissociation of styrene ion. rates and activation parameters,” *J. Am. Chem. Soc.*, vol. 111, pp. 5572–5576, 1989.
- [222] R. Dunbar, “Kinetic parameters for the unimolecular dissociation of styrene ions,” *J. Phys. Chem.*, 1990.
-

- [223] P. Flowers, K. Theopold, and R. Langley, *Chemistry*. Rice University, 2015.
- [224] J. McMurry, R. Fay, and J. Robinson, *Chemistry*. Pearson, 2015.
- [225] Y. Luo, *Comprehensive Handbook of Chemical Bond Energies*. CRC Press, 2007.
- [226] K. Ervin, S. Gronert, S. Barlow, M. Gilles, A. Harrison, V. Bierbaum, C. DePuy, W. Lineberger, and G. Ellison, "Bond strengths of ethylene and acetylene," *J. Am. Chem. Soc.*, vol. 112, pp. 5750–5759, 1990.
- [227] S. Blanksby and G. B. Ellison, "Bond dissociation energies of organic molecules," *Acc. Chem. Res.*, vol. 36, pp. 255–263, 2003.
- [228] D. Baldwin, M. Buntine, and D. Chandler, "Photodissociation of acetylene : Determination of $d_{00}(hcch)$ by photofragment imaging," *J. Chem. Phys.*, vol. 93, p. 6578, 1990.
- [229] J. McMurry, *Organic Chemistry*. Cengage Learning, 9th ed., 2016.
- [230] A. Hustrulid, P. Kusch, and J. T. Tate, "The dissociation of benzene (c_6h_6), pyridine (c_5h_5n) and cyclohexane (c_6h_{12}) by electron impact," *Phys. Rev.*, vol. 54, pp. 1037–1044, 1938.
- [231] F. H. Coats and R. C. Anderson, "Thermodynamic data from electron-impact measurements on acetylene and substituted acetylenes*," *Journal of the American Chemical Society*, vol. 79, pp. 1340–1344, 1957.
- [232] J. P. Reilly and K. L. Kompa, "Laser induced multiphoton ionization mass spectrum of benzene," *The Journal of Chemical Physics*, vol. 73, pp. 5468–5476, 1980.
- [233] D. P. Baldwin, M. A. Buntine, and D. W. Chandler, "Photodissociation of acetylene : Determination of $d_{00}(hcc-h)$ by photofragment imaging," *The Journal of Chemical Physics*, vol. 93, pp. 6578–6584, 1990.
- [234] S. Satyapal and R. Bersohn, "Photodissociation of acetylene at 193.3 nm," *The Journal of Physical Chemistry*, vol. 95, pp. 8004–8006, 1991.
- [235] M. Castillejo, S. Couris, E. Koudoumas, and M. Martín, "Subpicosecond ionization and dissociation of benzene and cyclic alkanes at 800 and 400 nm," *Chemical Physics Letters*, vol. 289, pp. 303–310, 1998.
- [236] A. Talebpour, A. D. Bandrauk, K. Vijayalakshmi, and S. L. Chin, "Dissociative ionization of benzene in intense ultra-fast laser pulses," *Journal of Physics B : Atomic, Molecular and Optical Physics*, vol. 33, pp. 4615–4626, 2000.
- [237] J. Bandrup, E. Immergut, and E. Grulke, *Polymer Handbook*. Wiley-Blackwell, fourth edition ed., 1998.
- [238] M. Al-Joboury and D. Turner, "Molecular photoelectron spectroscopy. part ii. a summary of ionization potentials," *J. Chem. Soc.*, pp. 4434–4441, 1964.

-
- [239] “Energie d’ionisation des éléments (données) — Wikipedia, The Free Encyclopedia.” [https://fr.wikipedia.org/wiki/%C3%89nergies_d%27ionisation_des_%C3%A9l%C3%A9ments_\(donn%C3%A9es\)](https://fr.wikipedia.org/wiki/%C3%89nergies_d%27ionisation_des_%C3%A9l%C3%A9ments_(donn%C3%A9es)). (Accessed on 27-December-2021).
- [240] M. Chergui, *Femtochemistry, Ultrafast Chemical and Physical Processes on Molecular Systems*. World Scientific, 1995.
- [241] V. Letokhov, *Laser Photoionization Spectroscopy*. Academic Press, Inc., 1987.
- [242] F. Olver, D. Lozier, R. Boisvert, and C. Clark, *NIST Handbook of Mathematical Functions*. New York : Cambridge University Press, 2010.
- [243] A. Marcus, *The Properties of Solvents*. John Wiley & Sons, 1998.
- [244] K. Kuchitsu and G. Graner, *Structure of free polyatomic molecules - Basic data*. Berlin : Springer, 1998.
- [245] “Atomic radii of the elements (data page) — Wikipedia, The Free Encyclopedia.” [https://en.wikipedia.org/wiki/Atomic_radii_of_the_elements_\(data_page\)](https://en.wikipedia.org/wiki/Atomic_radii_of_the_elements_(data_page)). (Accessed on 18-June-2021).
- [246] M. Saha, “Ionization in the solar chromosphere,” *Philosophical Magazine Series 6*, vol. 40, pp. 472–488, 1920.
- [247] M. Saha, “On a physical theory of stellar spectra,” *Proc. Roy. Soc. Lond.*, vol. A99, pp. 59–68, 1921.
- [248] “Formule de Newton-Cotes — Wikipedia, The Free Encyclopedia.” https://fr.wikipedia.org/wiki/Formule_de_Newton-Cotes. (Accessed on 27-December-2021).
- [249] “Eau — Wikipedia, The Free Encyclopedia.” <https://fr.wikipedia.org/wiki/Eau>. (Accessed on 28-July-2021).
- [250] L. B. Zhao and Y. K. Ho, “Influence of plasma environments on photoionization of atoms,” *Physics of Plasmas*, vol. 11, pp. 1695–1700, 2004.
- [251] “Styrène — Wikipedia, The Free Encyclopedia.” <https://fr.wikipedia.org/wiki/Styr%C3%A8ne>. (Accessed on 8-October-2021).
- [252] “Description de l’installation LMJ.” <http://www-lmj.cea.fr/lmj-description.html>. (Accessed on 20-July-2021).
- [253] T. R. Boehly, Y. Fisher, D. D. Meyerhofer, W. Seka, J. M. Soures, and D. K. Bradley, “The effect of optical prepulse on direct-drive inertial confinement fusion target performance,” *Phys. Plasmas*, vol. 8, pp. 231–237, 2001.
- [254] J. Oh, A. J. Schmitt, M. Karasik, and S. P. Obenschain, “Measurements of laser-imprint-induced shock velocity nonuniformities in plastic targets with the nike krf laser,” *Phys. Plasmas*, vol. 28, p. 032704, 2021.
-

- [255] L. D. Landau and E. M. Lifshitz, *Course of Theoretical Physics. Volume 3 : Quantum Mechanics (Non-relativistic Theory) 3rd Edition*. Butterworth-Heinemann, 1977.
- [256] S. X. Hu, V. N. Goncharov, T. R. Boehly, R. L. McCrory, S. Skupsky, L. A. Collins, J. D. Kress, and B. Militzer, “Impact of first-principles properties of deuterium–tritium on inertial confinement fusion target designs,” *Phys. Plasmas*, vol. 22, p. 056304, 2015.
- [257] P. Mora, *Plasmas créés par laser : généralités et applications choisies*. EDP Sciences/CNRS Editions (Paris), 2021.
- [258] L. Spitzer and R. Härm, “Transport phenomena in a completely ionized gas,” *Phys. Rev.*, vol. 89, pp. 977–981, 1953.
- [259] A. I. Nikitenko and S. M. Tolokonnikov, “Optimal ‘tomography’ of 2-layered targets : 3d parameters reconstruction from shadow images,” *Fusion Science and Technology*, vol. 51, pp. 705–716, 2007.
- [260] T. Yan, D. Liu, X. Shen, Y. Zhou, Z. Zang, T. Shi, and C. Liu, “Icf target dt-layer refractive index and thickness from iterative analysis,” *Opt. Express*, vol. 26, pp. 17781–17793, 2018.
- [261] S. X. Hu, L. A. Collins, T. R. Boehly, Y. H. Ding, P. B. Radha, V. N. Goncharov, V. V. Karasiev, G. W. Collins, S. P. Regan, and E. M. Campbell, “A review on ab initio studies of static, transport, and optical properties of polystyrene under extreme conditions for inertial confinement fusion applications,” *Physics of Plasmas*, vol. 25, p. 056306, 2018.
- [262] P. W. Fisher, “Properties of tritium inferred from pellet injector experiments,” *Fusion Technology*, vol. 21, pp. 794–799, 1992.
- [263] S. Rastogi and V. Gupta, “Normal vibrations and their dispersion in syndiotactic polystyrene,” *Journal of Macromolecular Science, Part B : Physics*, vol. 33, pp. 129–141, 1994.
- [264] I. Godmanis, A. Trukhin, and K. Hübner, “Exciton-phonon interaction in crystalline and vitreous SiO_2 ,” *Phys. Stat. Sol. B*, vol. 116, p. 279, 1983.
- [265] F. Quéré, S. Guizard, P. Martin, G. Petite, H. Merdji, B. Carré, J.-F. Hergott, and L. Le Déroff, “Hot-electron relaxation in quartz using high-order harmonics,” *Phys. Rev. B*, vol. 61, p. 9883, 2000.
- [266] M. Mondello, H. Yang, H. Furuya, and R. Roe, “Molecular dynamics simulation of atactic polystyrene. 1. comparison with x-ray scattering data,” *Macromolecules*, vol. 27, pp. 3566–3574, 1994.
- [267] J. Ziman, *Electrons and Phonons*. Clarendon Press, 1960.
- [268] H. Fröhlich, H. Pelzer, and S. Zienau, “Properties of slow electrons in polar materials,” *Philosophical Magazine Series 7*, vol. 41, pp. 221–242, 1950.

- [269] F. Giustino, “Electron-phonon interactions from first principles,” *Rev. Mod. Phys.*, vol. 89, p. 015003, 2017.
- [270] J. Blakemore, “Approximations for fermi-dirac integrals, especially the function $F_{1/2}(\eta)$ used to describe electron density in a semiconductor,” *Solid-State Electronics*, vol. 25, pp. 1067–1076, 1982.
- [271] T. M. Garoni, N. E. Frankel, and M. L. Glasser, “Complete asymptotic expansions of the fermi-dirac integrals $F_p(\eta) = 1/\Gamma(p+1) \int_0^{+\infty} [\varepsilon^p/(1+e^{\varepsilon-\eta})] d\varepsilon$,” *Journal of Mathematical Physics*, vol. 42, pp. 1860–1868, 2001.
- [272] O. Koroleva, A. Mazhukin, V. Mazhukin, and P. Breslavskiy, “Approximation of fermi-dirac integrals of different orders used to determine the thermal properties of metals and semiconductors,” *Mathematica Montisnigri*, vol. 36, pp. 37–53, 2016.
- [273] X. Aymerich-Humet, F. Serra-Mestres, and J. Millán, “A generalized approximation of the fermi-dirac integrals,” *Journal of Applied Physics*, vol. 54, pp. 2850–2851, 1983.
- [274] L. Soonckindt and L. Lassabatere, “Sur une approximation de l’intégrale $f_{1/2}$ de fermi dirac par un développement polynomial,” *Rev. Phys. Appl.*, vol. 13, pp. 581–583, 1978.
- [275] L. D. Landau and E. M. Lifshitz, *Course of Theoretical Physics. Volume 1 : Mechanics 3rd Edition*. Butterworth-Heinemann, 1976.
- [276] S. A. Khrapak, A. V. Ivlev, and G. E. Morfill, “Momentum transfer in complex plasmas,” *Phys. Rev. E*, vol. 70, p. 056405, 2004.
- [277] J. L. Delcroix and A. Bers, *Physique des plasmas, Volume 1*. CNRS Editions, 1994.

Modélisation de la formation d'un plasma par laser dans le contexte de la fusion par confinement inertiel

Résumé : La fusion par confinement inertiel (FCI) par laser en attaque directe a pour but d'imploser une cible de deutérium-tritium avec un ensemble de faisceaux laser afin de générer des réactions de fusion nucléaire. Pour minimiser l'ablation du combustible lors de l'implosion, la cible est recouverte d'une couche de plastique (généralement du polystyrène qui est un matériau diélectrique), appelée ablateur, d'une dizaine de micromètres d'épaisseur. L'implosion est optimisée par la mise en forme spatiale et temporelle de l'impulsion laser, notamment grâce à une pré-impulsion, d'une centaine de picosecondes. Cependant, l'interaction entre cette pré-impulsion et l'ablateur peut donner lieu à des inhomogénéités spatiales de densité et de pression à la surface de l'ablateur (phénomène d'empreinte laser), menant à des instabilités de Rayleigh-Taylor réduisant l'efficacité d'implosion de la cible. En particulier, il a été montré expérimentalement que l'état initial solide de l'ablateur peut amplifier ces inhomogénéités. Par ailleurs, les codes d'hydrodynamiques radiatifs dédiés à la simulation de la FCI supposent que la cible, et notamment l'ablateur, est dans un état plasma initialement.

L'objectif de cette thèse est ainsi de modéliser la transition de l'état solide vers l'état plasma d'un ablateur en polystyrène induite par une pré-impulsion laser caractéristique de la FCI. Pour cela, les variations de la densité d'électrons libres, et des températures électronique et des réseau/ions lors de l'évolution de l'état de la matière ont été décrites, incluant la fragmentation du polystyrène. L'évolution de la densité électronique repose principalement sur la photo-ionisation, l'ionisation par impact, et la relaxation électronique. L'évolution des températures est régie par l'absorption laser et le transfert d'énergie des électrons vers le réseau ou les ions selon l'état solide ou plasma de l'ablateur. Ces deux processus étant dus aux collisions électroniques, elles ont été décrites en détail. Ce modèle de transition solide-plasma a ensuite été couplé à l'équation d'Helmholtz via la permittivité diélectrique de l'ablateur afin d'introduire une dimension d'espace et de décrire la propagation laser. Les cas d'un ablateur homogène et d'une mousse (permettant de minimiser l'effet d'empreinte laser) ont été étudiés. Les résultats montrent que l'échelle temporelle caractéristique de transition du solide au plasma est de l'ordre de la centaine de picosecondes, ce qui n'est pas négligeable vis-à-vis des échelles de temps de la FCI. On montre également que l'énergie laser transmise dans ces premiers instants pourrait modifier l'état interne de la cible.

Mots-clés : Fusion par confinement inertiel, transition solide-plasma, modélisation, empreinte laser, collisions électroniques

Modeling the laser-induced plasma formation within the inertial confinement fusion framework

Abstract: Laser direct-drive inertial confinement fusion (ICF) aims at imploding a deuterium tritium target with a large number of laser beams in order to create nuclear fusion reactions. To minimize the fuel ablation, the target is coated with a plastic layer (usually polystyrene which is a dielectric material), named ablator, which its thickness is about several tens of micrometers. The implosion is optimized with the spatial and temporal shaping of the laser pulse, in particular with a pre-pulse which the duration is about one hundred of picoseconds. However, the interaction between this pre-pulse and the ablator can create spatial inhomogeneities of density and pressure at the surface of the ablator (this is the so-called laser imprint process) leading to Rayleigh-Taylor instabilities lowering the efficiency of the target implosion. In particular, it has been shown experimentally that the initial solid state of the ablator can amplify these inhomogeneities. In addition, the hydrodynamic radiative codes dedicated to ICF simulation assume that the target, including the ablator, is in a plasma state initially.

The goal of this thesis is thus to model the transition from the solid state to the plasma state of a polystyrene ablator induced by a laser pre-pulse characteristic of ICF. To do so, the variations of the free electron density and the variations of electron and lattice/ion temperatures are described, including the polystyrene fragmentation. The evolution of the electron density is mainly based on photo-ionisation, impact ionisation and electron recombination. The evolution of the temperatures is driven by the laser absorption and the energy transfer from the electrons to the lattice or the ions depending on the solid or plasma state of the ablator. These two processes are due to electron collisions which are described in detail. This modeling of the solid-to-plasma transition is then coupled to the Helmholtz equation through the dielectric permittivity of the ablator in order to add one spatial dimension and described the laser propagation. The cases of homogeneous ablator and foam (enabling to mitigate the laser imprint) have been studied. The results show that the characteristic timescale of the solid-to-plasma transition is about one hundred of picoseconds which is not negligible compared the timescales of ICF. We also show that the laser energy that is transmitted at the early time could modify the internal state of the target.

Keywords : Inertial confinement fusion, solid-to-plasma transition, modeling, laser imprint, electron collisions

CELIA

UMR 5107, Université de Bordeaux-CNRS-CEA, 33405 Talence, France.