Interaction d'une impulsion laser intense avec un plasma sous dense dans le régime relativiste

Julien Moreau

▶ **To cite this version:**

Julien Moreau. Interaction d'une impulsion laser intense avec un plasma sous dense dans le régime relativiste. Physique des accélérateurs [physics.acc-ph]. Université de Bordeaux, 2018. Français. NNT : 2018BORD0042 . tel-01897439

HAL Id: tel-01897439

https://theses.hal.science/tel-01897439

Submitted on 17 Oct 2018

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 À

L'UNIVERSITÉ DE BORDEAUX

ÉCOLE DOCTORALE DES SCIENCES PHYSIQUES ET DE L'INGÉNIEUR

par **Julien G. MOREAU**

POUR OBTENIR LE GRADE DE

DOCTEUR

SPÉCIALITÉ : Astrophysique, Plasmas, Nucléaire

Interaction d'une impulsion laser intense avec un plasma sous dense dans le régime relativiste

---

Date de soutenance : 30 mars 2018

Après avis des rapporteurs :

G. BONNAUD Directeur de recherche, CEA-INSTN (France) .....
C. RICONDA . Professeur des universités, Université Paris VI (France)

Devant la commission d'examen composée de :

F. GOBET	Professeur des universités, Université de Bordeaux, CENBG (France)	Président
G. BONNAUD	Directeur de recherche, CEA-INSTN (France)	Rapporteur
C. RICONDA	Professeur des universités, Université Paris VI (France)	Rapporteur
L. GREMILLET	Ingénieur-chercheur, CEA-DAM-DIF (France)	Examinateur
V. T. TIKHONCHUK	Professeur émérite des universités, Université de Bordeaux, CELIA (France)	Directeur
E. D'HUMIÈRES ...	Professeur des universités, Université de Bordeaux, CELIA (France)	Co-directeur
R. NUTER	Ingénieur-chercheur, CEA-DAM-CESTA, CELIA (France)	Invitée

– 2018 –

À la mémoire de mes grands-mères Yvonne et Anna
et de mes grands-pères Camille et Roger,

À mes parents

La théorie que Pierre a bâtie

Voici la Théorie que Pierre a bâtie.

Et voici l'Erreur de Signe
Qui mine la Théorie que Pierre a bâtie.

Et voici l'Argument Qualitatif
Qui masque l'Erreur de Signe
Qui mine la Théorie que Pierre a bâtie.

Et voici la Simulation Numérique
Qui infirme l'Argument Qualitatif
Qui masque l'Erreur de Signe
Qui mine la Théorie que Pierre a bâtie.

Et voici le Facteur Oublié
Qui invalide la Simulation Numérique
Qui infirme l'Argument Qualitatif
Qui masque l'Erreur de Signe
Qui mine la Théorie que Pierre a bâtie.

Et voici l'Expert Reconnu
Qui élimine le Facteur Oublié
Qui invalide la Simulation Numérique
Qui infirme l'Argument Qualitatif
Qui masque l'Erreur de Signe
Qui mine la Théorie que Pierre a bâtie.

Et voici le Test Expérimental
Qui réfute l'Expert Reconnu
Qui élimine le Facteur Oublié
Qui invalide la Simulation Numérique
Qui infirme l'Argument Qualitatif
Qui masque l'Erreur de Signe
Qui mine la Théorie que Pierre a bâtie.

Et voici la Conférence Spécialisée
Qui critique le Test Expérimental
Qui réfute l'Expert Reconnu
Qui élimine le Facteur Oublié
Qui invalide la Simulation Numérique
Qui infirme l'Argument Qualitatif
Qui masque l'Erreur de Signe
Qui mine la Théorie que Pierre a bâtie.

Et voici la Controverse Publique
Qui discrédite la Conférence Spécialisée
Qui critique le Test Expérimental
Qui réfute l'Expert Reconnu
Qui élimine le Facteur Oublié
Qui invalide la Simulation Numérique
Qui infirme l'Argument Qualitatif
Qui masque l'Erreur de Signe
Qui mine la Théorie que Pierre a bâtie.

Et voici la Confusion Générale
Qui envahit la Controverse Publique
Qui discrédite la Conférence Spécialisée
Qui critique le Test Expérimental
Qui réfute l'Expert Reconnu
Qui élimine le Facteur Oublié
Qui invalide la Simulation Numérique
Qui infirme l'Argument Qualitatif
Qui masque l'Erreur de Signe
Qui mine la Théorie que Pierre a bâtie.

Et voici la nouvelle Théorie
que Pierre a bâtie...

Jean-Marc Lévy-Leblond
Impasciences*, Bayard Éditions, 2003*
d'après Frederick Windsor, The Space Child's Mother Goose*, Simon & Schuster, 1958*

Remerciements

Cette thèse ne fut pas seulement trois années de travail intense aboutissant à l'obtention du diplôme de doctorat. Elle me permit de faire de très belles rencontres et ces dernières ont beaucoup apporté à cette thèse et à moi-même. J'espère pouvoir conserver ces amitiés formées au CELIA (Centre Lasers Intenses et Applications) dans le futur.

Je remercie tout d'abord les directions successives du CELIA : Philippe Balcou, accompagné de Fabien Dorchies et de Guillaume Duchateau puis Éric Mevel accompagné d'Alexis Casner et de Fabien Dorchies. En plus de m'y avoir accueilli, ils m'ont fourni d'excellentes conditions de travail pour mener à bien cette thèse. Je leur en suis très reconnaissant. Merci également au groupe IFCIA (Interaction, Fusion par Confinement Inertiel, Astrophysique) de m'avoir permis de participer à plusieurs écoles d'été et de présenter mon travail en France et en Europe aussi souvent.

Cette thèse a bénéficié du financement du CESTA (Centre d'études scientifiques et Aquitaine du CEA) ainsi que de la région Aquitaine, via le programme POPRA (Programme Optique Physique Radiothérapie en Aquitaine). Je me dois ainsi de remercier la direction du CESTA : Jean-Pierre Giannini, Francis Hardouin et Jeanne Garat, qui ont permis à ce sujet de thèse d'être co-financé. Au même titre, je remercie également la région Aquitaine, et son président Alain Rousset Je remercie également Guy Kantor, professeur de cancérologie à l'institut Bergonié, qui a joué un rôle majeur dans le lancement du programme POPRA et qui m'a témoigné de son soutien et de sa disponibilité pendant ces trois années. Je remercie également Philippe Nicolaï et Jean-Luc Feugeas d'avoir grandement fait vivre ce programme à ses côtés et m'y avoir impliqué. Merci également à eux pour l'intérêt qu'ils m'ont porté et leurs encouragements.

Je remercie très chaleureusement Vladimir Tikhonchuk, mon directeur de thèse. Pendant toutes ces années où il m'a accompagné en tant qu'enseignant, encadrant de stage puis directeur de thèse, il a montré toute l'envergure de ces qualités de physicien exceptionnel. Je dois également souligner ses qualités humaines, et notamment l'enthousiasme, la disponibilité et la pédagogie dont il faisait preuve lors de nos réunions. Je garde à jamais le souvenir de son sourire après mon frappement à la porte de son bureau.

Je remercie également Emmanuel d'Humières. Je suis également très fier qu'il ait été mon co-directeur de thèse. Merci à lui pour ses très nombreux conseils, ses encouragements, sa grande vivacité, son énergie positive contagieuse et ses discussions qui me faisaient repartir à deux cents à l'heure, après les moments de doute inhérents à une thèse.

Rachel Nuter, développeuse du code OCEAN, a complété ce duo de chocs. Je la remercie très sincèrement pour ses conseils, ses remarques, sa rigueur et son exigence aussi bien sur le numérique que sur la physique. Merci également pour la disponibilité dont elle a fait preuve, ne comptant jamais le temps qu'elle consacrait à ses étudiants.

Je remercie Caterina Riconda et Guy Bonnaud, rapporteurs de cette thèse, d'avoir accepté d'évaluer mon travail. Merci à eux pour leurs questions et remarques qui ont permis d'améliorer la qualité de ce manuscrit. Merci également aux autres membres du jury. Merci à Laurent Gremillet pour ses nombreuses remarques et l'intérêt qu'il a porté à mon travail. Merci à Franck Gobet pour ses questions ainsi que pour avoir accepté de présider le jury.

Cette thèse n'aurait pas pu se faire sans l'appui du service administratif et informatique du laboratoire. Je remercie ainsi très chaleureusement Emmanuelle, Céline, Pauline, Sonia et Sophie, pour l'organisation de mes missions et pour les très nombreux services qu'elles m'ont rendu. En tant qu'utilisateur de codes de calcul, j'ai beaucoup beaucoup usé du/le service informatique du laboratoire. Merci donc à Élodie, Loïc, Pierre, David et à Michael pour leur patience et leur aide immense. Je remercie enfin les membres des services administratifs du CNRS et du CEA, notamment Hélène Romain et Guillemette Gaucher pour les réponses qu'elles ont apporté à mes sollicitations.

Merci également aux autres membres du laboratoire, avec qui j'ai passé temps de temps, à la cafétéria, dans le couloir (n'est-ce pas Pedro ?), ou dans le bureau.

Merci notamment à Sophie J. pour le temps qu'elle m'a consacré, pour ses conseils et pour son énergie incroyable. Merci à Édouard pour son aide et pour nos conversations (surtout la première) (au fait quelle est la métrique $\mathcal{M}_{Lebel}$ de ma thèse ?). Merci à Xavier R. pour son écoute, ses nombreux conseils, nos conversations de science et son immense curiosité !!! Merci à Guillaume D. pour son humour, avec qui j'ai organisé les séminaire doctorants et à qui je souhaite un bon appétit (si, si ! Ça compte ! 100 points de plus pour moi). Merci à Fabrice qui lui a succédé et avec qui j'ai eu beaucoup de plaisir à parler Physique. Merci à Bruno pour ses blagues, son enthousiasme et nos conversations diverses. Merci à Alexis pour son énergie et son coaching (j'espère que tu vas continuer à aller à la piscine maintenant que je ne suis plus là). Merci à Thanh-Ha pour sa gentillesse et sa bonne humeur. Merci à Dimitri pour sa gentillesse (Guarda che ora parlo italiano... giusto un po'). Merci à João pour sa gentillesse et pour m'avoir donné mes premiers cours de physique des plasmas. Merci à Jean-Christophe pour ses conseils. Merci à Jérôme (Tu dois avoir moins peur de te faire bizuter maintenant que je suis parti du labo, pas vrai ?). Merci également à Nikita, à Benoit, à Inka, à Hervé, à Jean-Éric, à John, à Gérard, à Denis, à Stéfan, à Sébastien, à Laurent M., à Jean-Luc D., à Didier, à Henri que j'avais plaisir à croiser à la cafet ou dans les couloirs du labo.

Ces trois années de thèse ne se sont pas déroulés dans n'importe quel bureau : elles ont eu lieu dans le bureau B12, *the place to be (work)*. Beaucoup de personnes s'y sont succédés mais heureusement il y avait un point fixe : Jonathan. Merci à lui d'avoir supporté mes humeurs et de m'avoir aidé à ne pas perde la tête. J'espère ne pas lui avoir fait perdre la sienne. Ces années passées ensemble ont vraiment été un truc de ouf, ouf un truc de ouf, ouf, ouf... (Hé ! Hé ! Hé !) Merci Hubert pour nos discussions et ses conseils (notamment sur la gestion des versions des codes). Merci à Ophélie pour sa gentillesse et nos (notre) conversation(s). Merci à Xavier pour ses conseils, son écoute et son humour décapant. Merci à Claudio, à Dragos, à Serguey et à Mohamed pour leur grande gentillesse et tout simplement pour ces moments passés ensemble. Merci à Simon pour sa bonne humeur et ses expressions inimitables. Merci à Erwan pour sa gentillesse, son humour, ses imitations et ses vidéos (Au fait, tu as trouvé la solution à l'énigme des chapeaux verts et blancs ?).

Merci à mes autres collègues et amis du laboratoire. Merci d'abord à mes ainés ! Merci à Michaël pour nos nombreuses conversations et ces moments passés ensemble. Merci à Arnaud pour ses codes, ses conseils et pour avoir été bon public à mes imitations ; je tiens à lui témoigner ici toute mon admiration. Merci à Basil pour sa bonne humeur et son humour. Merci à Pierre pour ses tiramisus : j'espère t'avoir été un digne successeur. Merci à Sébastien pour son enthousiasme et son énergie incroyables. Merci à Gabriel pour sa gentillesse. Merci à Dario pour son énergie et son affection. Merci à Jérôme pour sa gentillesse. Merci à Teddy pour son esprit provocateur. Merci à Emma pour sa gentillesse et pour avoir jouer le rôle de grande sœur (et également pour m'avoir transmis cette idée des bilans partiels dans le manuscrit). Merci à Mokrane pour sa bonne humeur et pour m'avoir aidé à faire le lien (notamment en me demandant de transmettre les mails de son asso) Merci aussi à Mathieu pour sa bonne humeur et sa grande gentillesse. Merci à Illia pour son aide ; je tiens aussi à lui témoigner toute mon admiration. Merci à Ludovic pour sa très grande gentillesse et sa bonne humeur. Merci également à Evgeniya pour nos discussions. Merci à Eléonore pour sa gentillesse et son humour. Merci à Guillaume B. malgré ses goûts œnologiques discutables. Merci à Irène pour sa gentillesse. Merci à Oliver pour son humour.

Je remercie également ceux qui sont encore au labo. Merci à Gabriele pour sa bonne humeur, son affection, ses conseils et toute l'aide qu'il m'a apportée. Même si tu vas soutenir après moi, tu as été comme un grand frère pendant cette thèse, et pour cela, merci ! Merci à Pedro pour sa grande gentillesse et pour avoir aussi bien jouer le rôle de coach pendant la fin de ma thèse et le concours MT180 (voir la figure 1). Je suis ravi de t'avoir rencontré, et j'espère qu'on conservera cette amitié si particulière pendant longtemps. Merci à Kévin pour ses nombreux conseils et nos conversations de Physique (Tiens, pendant que j'écris ces lignes, un certain Hugh E. est en train de m'appeler sur mon téléphone portable...). Merci à Jocelain qui, lui au moins, met ses courses dans des poches quand il va au supermarché. Merci à lui

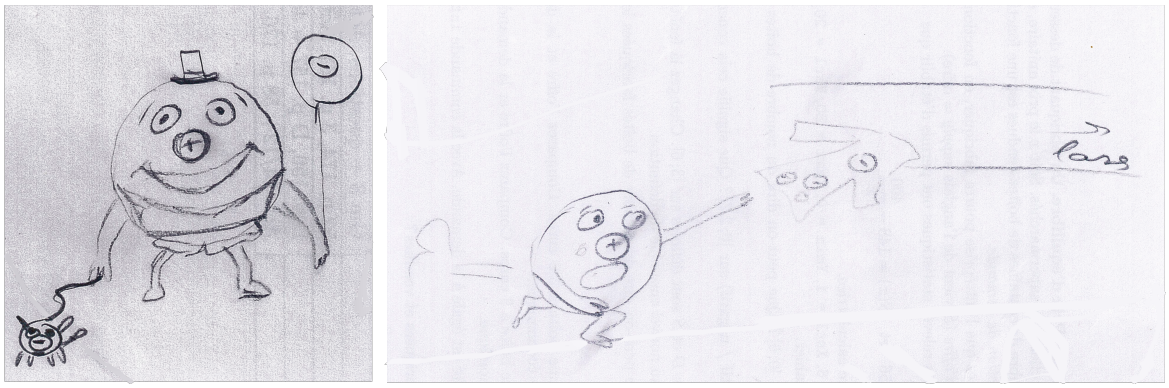


FIGURE 1: Dessins de Pedro pour le concours Ma thèse 180 secondes. Le dessin de gauche représente un ion habillé de ses électrons (ie un atome neutre) et celui de droite représente ce malheureux ion après que le laser lui ait arraché ses électrons. Je profite de cette figure pour remercier tous ceux qui m'ont aidé à préparé ce concours. Merci à Pedro, à Stéphane, à Kévin, à Jonathan, à Xavier L., à Erwan, à Alessandro, à Léo, à Gabriele, à Bruno, à Guillaume D., à Xavier R., à Thanh-Ha, à Mani,...

aussi pour sa gentillesse, ses codes et ses idées : tu as beaucoup apporté à mon travail. Merci à Stéphane pour son calme, son écoute et sa gentillesse. Merci à Alessandro pour son humour et ses provocations. Merci à Bertrand pour sa gentillesse. Merci à Donaldi pour tous ces moments passés ensemble. Merci à Griedre pour sa bonne humeur et pour m'avoir accompagné dans ce rôle de représentant des doctorants et post-docs. Merci à Micha pour son écoute, sa gentillesse et son enthousiasme. Merci à David pour ses conseils. Merci à Élodie pour sa bonne humeur et ses blagues (sic). Merci à Clément pour sa gentillesse et sa bonne humeur. Merci à Samuel pour ses encouragements. Merci à Corentin (premier lecteur [correcteur] de mes mails). Merci à Quentin pour sa gentillesse. Merci encore à Diane, à Alix, à Noémie, à Maxime, à Romain et à Alex.

Merci à mes amis de l'extérieur du labo. Merci à Gabriel pour son humour toujours politiquement correct, à Arthur pour sa gentillesse. Merci à eux, ainsi qu'à Jonathan et Sébastien de m'avoir accueilli aussi souvent dans ce fameux appartement. Merci à Nadia, à Giovanni, à Alice pour leur gentillesse. Merci à Sarah, à Elen, à Laure, à Caroline, à William, à Romain, à Guillaume, à Erwan, à Guilhem : j'ai eu beaucoup de plaisir à vous revoir pendant ces trois années et j'espère que ça va continuer ! Merci à Mani dont le rire si joyeux me manque. Merci à Florian pour cette amitié qui dure depuis si longtemps et qui, j'espère, va se poursuivre bien longtemps encore.

Merci à mes colocataires. Merci Giovanni (mon cher Bernard !), dont les airs de piano, les débats sur l'Éducation Nationale et les cours de culture générale me manquent. Merci à Gabriele dont la cuisine, qui n'était pas trop mal, me manque (Oui bon, franchement, elle était excellente, quand même !). Merci à Sergio pour sa gentillesse, sa bonne humeur et sa cuisine méditerranéenne. Dommage que tu sois parti avant que je ne t'apprenne toutes les choses... Merci à Emanuela, qui faisait vraiment partie de la coloc, et que je suis ravi d'avoir rencontré. Merci à Milan pour son aide et nos conversations. Merci enfin à Cristina pour sa cuisine et pour avoir réussi à m'apprendre l'italien !

Merci à mes parents pour les valeurs qu'ils m'ont transmises et leur soutien indéfectible.

Table des matières

Remerciements **7**

Notations **13**

Introduction **15**
1 Motivation . . . 15
1.1 La production de faisceaux d'ions de haute énergie . . . 16
1.2 L'accélération d'ions par laser . . . 20
1.3 L'interaction des impulsions lasers relativistes avec les plasmas quasi-critiques . . . 26
2 Objectifs de ce travail . . . 27
3 Organisation du manuscrit . . . 28

1 Physique de l'interaction laser plasma dans le régime relativiste **29**
1.1 Définition du champ laser . . . 30
1.2 Mouvement relativiste d'un électron dans le champ d'une onde électromagnétique . . . 31
1.2.1 Force pondéromotrice . . . 31
1.3 Ondes électromagnétiques et électrostatiques dans un plasma . . . 32
1.4 Instabilités paramétriques et cinétiques . . . 35
1.4.1 Généralités sur les instabilités paramétriques . . . 35
1.4.2 Description de quelques instabilités . . . 36
1.4.3 Modèles analytiques du développement linéaire des instabilités . . . 41
1.5 Solitons et cavités électromagnétiques dans les plasmas . . . 44
1.5.1 Introduction sur les solitons & principales équations . . . 44
1.5.2 Les solitons dans les plasmas . . . 45
1.6 Absorption des impulsions lasers par les plasmas . . . 49
1.6.1 Absorption collisionnelle . . . 49
1.6.2 Absorption collective . . . 49
1.6.3 Accélération des électrons par les ondes plasmas . . . 50
1.6.4 L'accélération directe d'électrons par l'onde laser . . . 52
1.6.5 Chauffage stochastique . . . 52
1.7 Conclusions . . . 53

2 Description cinétique de l'interaction : simulations numériques Particle-In-Cell **55**
2.1 Description cinétique de l'interaction laser-plasma . . . 56
2.1.1 Le code Particle-In-Cell OCEAN . . . 56
2.2 Quelques outils pour l'analyse des simulations numériques . . . 62
2.2.1 Séparation des composantes propagatives et contra-propagatives des champs électromagnétiques . . . 62
2.2.2 Diagnostics utilisés ou développés pendant la thèse . . . 64
2.3 Paramètres physiques et géométrie des simulations présentées dans le manuscrit . . . 67
2.4 Convergence des simulations et choix des paramètres numériques . . . 68
2.4.1 Simulations de convergence dans la géométrie 1D . . . 69
2.4.2 Simulations de convergence dans la géométrie 2D . . . 70

2.5 Conclusions . . . 75

3 Absorption d'une impulsion laser relativiste dans un plasma quasi-critique 77
3.1 Démonstration du développement de l'instabilité SRS . . . 78
3.1.1 Description générale de l'interaction . . . 81
3.1.2 Analyse spectrale des ondes plasma et électromagnétique . . . 86
3.1.3 La diffusion Raman stimulée dans un plasma quasi-critique . . . 94
3.1.4 Chauffage des électrons par les ondes plasma . . . 97
3.1.5 Accélération des ions . . . 100
3.2 Étude paramétrique . . . 101
3.2.1 Polarisation et intensité laser . . . 102
3.2.2 Densité du plasma . . . 103
3.2.3 Modèle d'absorption de l'énergie laser grâce au développement de l'instabilité SRS 104
3.3 Conclusions . . . 110

4 Formation de cavités électromagnétiques dans les plasmas quasi-critiques 113
4.1 Description générale de l'interaction : contexte de la formation de cavité . . . 113
4.2 Formation des cavités . . . 118
4.2.1 Mise en évidence du mécanisme de formation . . . 118
4.2.2 Bilan . . . 126
4.3 Champs électromagnétiques piégés dans les cavités . . . 126
4.3.1 Piégeage des champs électromagnétiques . . . 126
4.3.2 Analyse des champs piégés . . . 129
4.3.3 Variation de la fréquence des champs dans la cavité . . . 131
4.3.4 Brisure des cavités : libération des champs électromagnétiques . . . 134
4.4 Interaction de la cavité avec le reste du plasma . . . 138
4.4.1 Interaction mésoscopique de la cavité avec le reste du plasma . . . 138
4.4.2 Émission de solitons acoustiques . . . 144
4.5 Conclusions . . . 148

Conclusions et perspectives 151

Communications liées à cette thèse 155

A Conventions d'écriture du champ laser 157

Bibliographie 161

Notations

Voici un aide mémoire des différents sigles et symboles utilisés dans ce manuscrit.

Sigle	Signification
BOA	Break Out Afterburner
EM	Électromagnétique
FCI	Fusion par Confinement Inertiel
FFT	Fast Fourier Transform
PIC	Particle-In-Cell
RMI	Relativistic Modulational Instability
RPA	Radiation Pressure Acceleration
SRS	Stimulated Raman Scattering
TNSA	Target Normal Sheath Acceleration

TABLE 1 – Sigles

Quantité physique	Symbole	Valeur	Unité
Charge élémentaire	e	$1,6022 \times 10^{-19}$	C
Masse de l'électron	m_e	$9,1094 \times 10^{-31}$	kg
Masse du proton	m_p	$1,6726 \times 10^{-27}$	kg
Vitesse de la lumière dans le vide	c	$2,9979 \times 10^{8}$	m/s
Permittivité diélectrique du vide	ε_0	8.8542×10^{-12}	F/m
Perméabilité magnétique du vide	μ_0	$4\pi \times 10^{-7}$	H/m
Constante de Planck	h	6.6261×10^{-12}	J.s
Constante de Boltzmann	k_B	1.3807×10^{-23}	J/K
Nombre d'Avogadro	N_A	6.0221×10^{23}	mol^{-1}

TABLE 2 – Constantes physiques

Quantité physique	Symbole	Définition éventuelle
Grandeurs physiques usuelles		
potentiel vecteur	$\vec{A}$	
potentiel scalaire	ϕ	
champ électrique	$\vec{E}$	$\vec{E} = -\vec{\nabla}\phi - \frac{\partial \vec{A}}{\partial t}$
champ magnétique	$\vec{B}$	$\vec{B} = \vec{\nabla} \wedge \vec{A}$
Grandeurs particulaires		
indice ion (i) ou électron (e)	α	
masse	m_α	
charge	q_α	
vitesse	v_α	
facteur relativiste	γ_α	$1/\sqrt{1 - v_\alpha^2/c^2}$

Quantité physique	Symbole	Définition éventuelle
Caractéristiques plasma		
numéro atomique des ions	Z	
densité des ions (i) ou des protons (p)	$n_{i,p}$	
densité des électrons	n_e	
densité initiale du plasma homogène	n_0	
longueur longitudinal du plasma	$l_{p,x}$	
longueur transverse du plasma	$l_{p,y}$	
fréquence plasma ionique du plasma au repos	ω_{pi0}	$\omega_{pi0} = \sqrt{n_{i0}Ze^2/m_i\varepsilon_0}$
fréquence plasma électronique du plasma au repos	ω_{pe0}	$\omega_{pe0} = \sqrt{n_{e0}e^2/m_e\varepsilon_0}$
fréquence plasma électronique effective	ω_p	
nombre d'onde plasma effectif	k_p	
température électronique	T_e	
température ionique	T_i	
longueur de Debye électronique	λ_{De}	$\lambda_{De} = \sqrt{\varepsilon_0 k_B T_e/n_e e^2}$
vitesse thermique électronique	$v_{th,e}$	$v_{th,e} = \sqrt{k_B T_e/m_e}$
vitesse acoustique ionique	c_s	$c_s = \sqrt{Zk_B T_e/m_i}$
Caractéristiques laser		
longueur d'onde laser dans le vide	λ_0	
période optique laser	T_0	$T_0 = \lambda_0/c$
fréquence laser	f_0	$f_0 = 1/T_0$
pulsation laser	ω_0	$\omega_0 = 2\pi f_0$
nombre d'onde laser	k_0	
potentiel vecteur normalisé	a_0	voir section 1.1
durée de l'impulsion laser	τ_0	
éclairement laser	I_l	
éclairement laser maximal	$I_{\max}$	
champ électrique Compton	E_c	$E_c = m_e c\omega_0/e$
champ magnétique Compton	B_c	$B_c = m_e\omega_0/e$
densité critique	n_c	$n_c = m_e\varepsilon_0\omega_0^2/e^2$
densité critique de transparence induite	n_c^{ti}	$n_c^{ti} = m_e\varepsilon_0\omega_0^2/e^2\sqrt{1+a_0^2/2}$
Caractéristiques SRS		
fréquence de l'onde EM diffusée	ω_s	
nombre d'onde de l'onde EM diffusée	k_s	
taux de croissance d'instabilité	Γ	
Caractéristiques cavités		
taille d'une cavité donnée	l_c	
fréquence de résonance d'une cavité	ω_{rc}	$\omega_{rc} = \pi c/l_c$
fréquence des champs EM piégés dans une cavité	ω_t	
longueur d'onde des champs EM piégés	λ_t	
amplitude normalisée des champs EM piégés dans une cavité	a_t	
Paramètres numériques		
longueur et largeur des mailles	Δx, Δy	
pas de temps	Δt	
nombre de macro-particules par maille	N_{mpm}	
poids statistique des macro-particules géométrie 1D	$W_{\alpha,j}^{1D}$	$n_\alpha \Delta x/\lvert q_\alpha\rvert N_{\mathrm{mpm},\alpha}$
poids statistique des macro-particules géométrie 2D	$W_{\alpha,j}^{2D}$	$n_\alpha \Delta x\Delta y/\lvert q_\alpha\rvert N_{\mathrm{mpm},\alpha}$
longueur et largeur de la boite numérique	L_x, L_y	
durée de la simulation	t_s	

TABLE 3 – Paramètres physiques et numériques

Dans la suite du texte, on parlera abusivement de fréquence pour désigner les pulsations ω_α. On confondra aussi intensité et éclairement.

Introduction

1 Motivation

L'accélération d'ions à de hautes énergies est l'objet d'un important intérêt depuis les années 1930. Avec le progrès des connaissances et des technologies durant les dernières décennies, les faisceaux d'ions de haute énergie sont aujourd'hui produits dans de nombreux laboratoires, entreprises ou hôpitaux à travers le monde et sont aussi bien utilisés en physique fondamentale que pour des applications industrielles et médicales du fait de leur propriétés uniques.

Ces faisceaux sont généralement créés par des accélérateurs radio-fréquence produits industriellement. Cette technologie est bien maîtrisée et, aujourd'hui, les ions les plus énergétiques au monde produits artificiellement sont des protons accélérés au grand collisionneur de hadrons (Large Hadron Collider (LHC)) [1] situé à Genève. Cet accélérateur de 27 kilomètres de circonférence permet d'obtenir des protons de 7 TeV. Si ces énergies sont nécessaires pour tester certains modèles en physique fondamentale, nous verrons dans les sections suivantes que de nombreuses applications nécessitent des accélérateurs beaucoup plus compacts capables de produire des faisceaux d'ions de bien moindre énergie (quelques centaines de MeV).

Aux efforts nécessaires au développement et à l'utilisation des accélérateurs conventionnels souvent volumineux et coûteux, s'est ajouté un nouveau champ d'intérêt vers la production d'ions accélérés par laser [2, 3]. En effet, les faisceaux d'ions produits lors de l'interaction d'impulsions lasers de forte intensité avec des cibles de matière solide ou gazeuse ont montré des propriétés tout à fait particulières et intéressantes par rapport à ceux produits dans les accélérateurs conventionnels [4, 5] : faible durée, faible émittance, courants importants,... Toutefois, la production de faisceaux d'ions par laser n'est pas encore arrivée à la phase d'une utilisation industrielle. Elle est encore au stade de la recherche, et de nombreux défis restent encore à surmonter. En particulier, les faisceaux d'ions produits par laser ont aujourd'hui des énergies maximales trop faibles et des divergences trop grandes pour être utilisés dans certaines applications comme l'hadronthérapie ou l'allumage rapide dans la fusion par confinement inertiel (voir section 1.1.3). De plus, une fois qu'un schéma d'accélération d'ions par laser permet de produire des faisceaux de particules avec les propriétés nécessaires pour une application, il est nécessaire de s'assurer que ces faisceaux de particules soient produits avec une grande stabilité en termes d'énergie, de durée, de divergence,... pour assurer la fiabilité de l'usage de l'application.

Ces défis nécessitent notamment une compréhension fine des processus qui permettent le transfert de l'énergie de l'impulsion laser vers les ions à accélérer. Cette thèse vise à une meilleure compréhension de l'interaction laser-plasma et s'intéresse plus particulièrement aux processus de transfert de l'énergie d'impulsions laser d'intensité *relativiste* vers des plasmas de densités modérées. Ces impulsions laser sont nommées ainsi car les électrons qui se trouvent dans leur champ électrique atteignent des vitesses proches de la vitesse de la lumière dans le vide. Les équations relativistes du mouvement doivent alors être utilisées pour traiter l'interaction des électrons du plasma avec l'onde laser. Des études récentes [6-8] montrent que ces conditions d'interaction sont favorables à un transfert efficace de l'énergie laser vers le plasma et sont prometteuses pour la production de faisceaux d'ions de haute énergie par laser à haut taux de répétition.

1.1 La production de faisceaux d'ions de haute énergie

1.1.1 Propriétés

Les ions sont des particules à la fois très massives, de très petite taille et chargées. Des champs électriques et magnétiques peuvent donc être utilisés pour les accélérer, les dévier et les focaliser et ainsi produire des faisceaux d'énergie arbitraire du moment que l'amplitude des champs et les distances d'accélération soient suffisamment grandes. De plus, du fait de la faible taille des ions, ces faisceaux peuvent être très fins transversalement, et si le moyen d'accélération est bien choisi, ils peuvent à priori avoir aussi une courte longueur (ou durée). Un faisceau d'ions énergétiques peut donc être un vecteur d'énergie très localisé spatialement et temporellement. La concentration temporelle et spatiale du faisceau est simplement limitée par le processus d'accélération l'ayant produit et la répulsion coulombienne entre les particules.

Ainsi du fait de cette capacité à concentrer l'énergie en temps et en espace, les faisceaux d'ions sont utilisés aujourd'hui pour déposer leur énergie dans différents milieux matériels que l'on souhaite étudier, chauffer ou détruire. Pour caractériser le dépôt d'énergie d'une particule chargée dans la matière, on peut calculer le pouvoir d'arrêt $S = -\frac{\mathrm{d}E}{\mathrm{d}x}$ de cette particule, c'est-à-dire la quantité d'énergie perdue par unité de longueur (généralement en MeV/cm). Le pouvoir d'arrêt pour les particules massives (particule alpha, proton, ...) relativistes de charge ze, dans un milieu neutre de densité électronique n_e, est donné par la formule de Bethe et Bloch [9] :

$$-\frac{\mathrm{d}E}{\mathrm{d}x} = \frac{4\pi n_e}{m_e c^2}\left(\frac{e^2}{4\pi\varepsilon_0}\right)^2 \frac{z^2}{\beta^2}\left(\ln\frac{2m_e c^2}{I} + \frac{\beta^2}{1-\beta^2} - \beta^2\right) \tag{1}$$

où I est le potentiel d'ionisation/d'excitation moyen du milieu absorbant et $\beta = v/c$ la vitesse des particules chargées normalisée à la vitesse de la lumière.

En pratique, lors de son parcours dans la matière, un proton ou un ion ionise/excite les atomes du milieu et perd son énergie. Et il la perd d'autant plus que son énergie est faible. Par conséquent, le dépôt d'énergie s'effectue principalement à la fin du parcours du faisceau de protons ou d'ions dans la matière. Un pic apparaît alors dans la distribution de la dose (énergie déposée par unité de masse) en fonction de la position x. Ce pic porte le nom de *pic de Bragg*. Sa position dépend bien sûr de l'énergie des ions incidents et des propriétés du milieu.

Ces calculs du dépôt de dose des faisceaux de particules dans la matière sont particulièrement importants en physique médicale, et plus particulièrement dans le domaine de l'oncologie (traitement des cancers) [1]. En effet, l'un des traitements pour stopper le développement de cette maladie consiste à irradier les cellules d'une tumeur avec des faisceaux de particules énergétiques (photons, électrons, ions, ...). Il est alors nécessaire de calculer le dépôt d'énergie des différents faisceaux de particules dans les tissus humains, que l'on peut assimiler à de l'eau. La figure 1 est une figure typique de physique médicale et donne la distribution des doses relatives de différents faisceaux de particules dans l'eau en fonction de la profondeur de pénétration.

Cette figure montre notamment le pic de Bragg des protons et des ions carbones vers $x \approx 25$ cm. Il faut noter que pour atteindre les mêmes profondeurs, les faisceaux d'ions carbone doivent avoir une énergie beaucoup plus importante que les faisceaux de protons (4800 MeV contre 200 MeV) car le pouvoir d'arrêt est proportionnel au numéro atomique des ions au carré z^2. Enfin, les ions dont le numéro atomique est supérieur à 1 peuvent subir une fragmentation de leur noyau au delà de leur point d'arrêt. Cela provoque un dépôt de dose à une position plus profonde que le pic de Bragg (comme les ions carbone sur la figure 1).

En revanche, les photons, les électrons et les neutrons déposent leur énergie sur toute la longueur de leur parcours et ne présentent donc pas de pic marqué dans le diagramme de dose. Cela est lié à la façon dont chacun de ces types de particules interagit avec le milieu. Par exemple, les photons subissent principalement, tout le long de leur parcours, des diffusions Compton, où ils collisionnent avec des électrons du milieu, et ces électrons transmettent à leur tour leur énergie à la matière.

Les ions et les protons ont donc la propriété, contrairement aux autres particules, de déposer leur énergie de façon très localisée longitudinalement. Mais, du fait de leur forte inertie, ils ont aussi une faible dispersion latérale : on parle de pénombre. Cette pénombre est plus importante pour les électrons et les photons.

1. Nous reviendrons sur cette application en section 1.1.3.5.

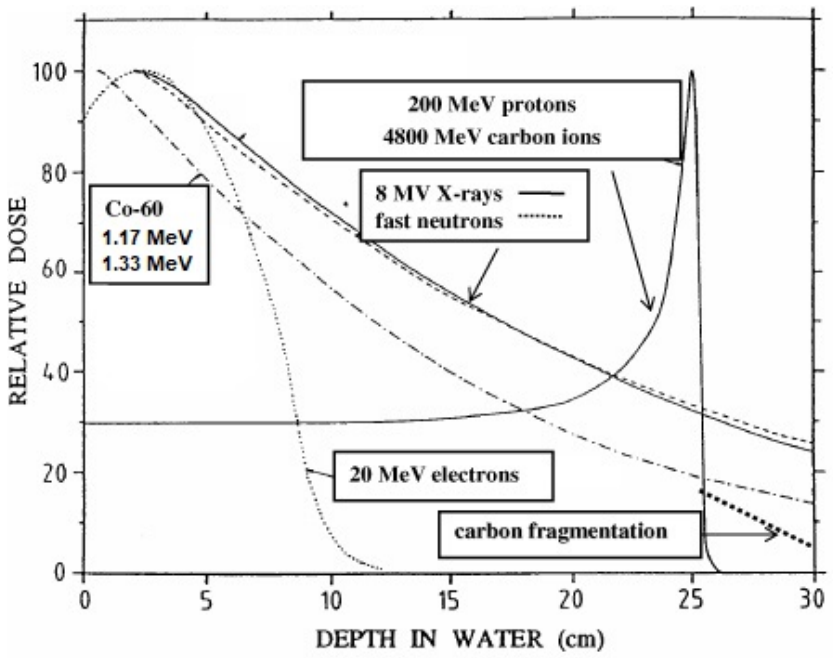


FIGURE 1: Dose relative déposée dans l'eau en fonction de la position x par différents types de rayonnements. Figure extraite et adaptée de [10].

1.1.2 Accélérateurs conventionnels

Les faisceaux d'ions utilisés dans la recherche ou l'industrie sont produits par l'utilisation d'un milieu source (ionisation de gaz raréfié par exemple) qui crée des ions, puis par l'accélération de ces ions au moyen de champs électriques et magnétiques de grande amplitude. Les champs électriques permettent l'augmentation de l'énergie des ions tandis que les champs magnétiques permettent le confinement du faisceau de particules ou sa déviation (par exemple pour le faire passer à plusieurs reprises le long de la zone d'accélération). Cette accélération se fait dans le vide, pour éviter les collisions avec les molécules éventuelles du milieu accélérateur, et donc les pertes d'énergie. Le tube dans lequel s'effectue l'accélération doit également être bien isolé pour éviter les claquages. Les champs accélérateurs imposés dans ces accélérateurs sont donc limités par les tensions que peuvent subir les appareils utilisés. Ils sont aujourd'hui de l'ordre de 100 MV/m.

Ces accélérateurs peuvent être linéaires (lineac) ou circulaires (cyclotrons et synchrotrons) et nécessitent des moyens de radioprotection.

1.1.3 Applications

Du fait des propriétés des faisceaux d'ions et notamment des caractéristiques de leur dépôt d'énergie dans la matière, différentes perspectives d'applications ont émergé. Nous donnons, dans les sections suivantes, une description de plusieurs d'entre elles : radiographie des plasmas, production d'isotopes, chauffage isochore, allumage rapide dans la fusion par confinement inertiel et radiothérapie des tumeurs. Mais cette liste est loin d'être exhaustive. D'autres applications des faisceaux d'ions énergétiques ont été mises en évidence et ne seront pas décrites ici mais seulement mentionnées : l'injection d'ions dans les accélérateurs conventionnels [11], l'implantation d'ions à la surface des matériaux [12], la radiographie de matériaux [13], la production de neutrons [14] ou de pions [15], l'activation de couches minces [16].

Il faut noter que certaines des applications décrites ici ne pourraient être permises que par l'utilisation d'ions accélérés par laser. On décrira, en section 1.2 le principe de ce nouveau type d'accélération.

1.1.3.1 Radiographie des plasmas

De par ses nombreuses applications, l'interaction laser-plasma suscite différentes études, notamment expérimentales. Dans celles-ci, diverses grandeurs physiques sont mesurées pour être ensuite confrontées aux modèles analytiques ou aux simulations numériques. Parmi ces grandeurs, il y a par exemple

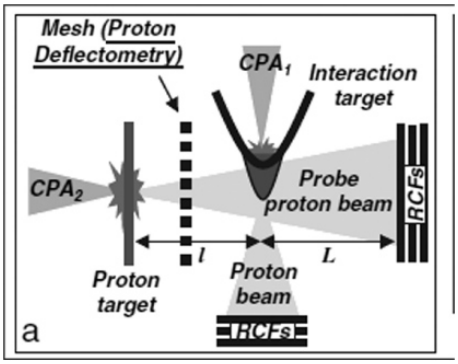


FIGURE 2: Schéma du système de radiographie par protons d'un plasma. Figure extraite de [17].

les distributions de densité et des champs électriques et magnétiques générés lors de l'interaction de l'impulsion laser avec la cible.

Comme nous le verrons en section 1.3, les faisceaux d'ions accélérés par laser ont des propriétés bien particulières par rapport aux faisceaux produits dans les accélérateurs conventionnels. Parmi celles-ci, on peut citer leur faible durée (picoseconde), leur très faible émittance ($< 10^{-2}$ mm mrad) et leur dispersion en énergie. Or, ces caractéristiques uniques permettent de réaliser une radiographie des expériences d'interaction-plasma avec une résolution de l'ordre du micron et de la picoseconde.

Tout d'abord, les protons sont utilisés pour mesurer la distribution des champs électriques et magnétiques [18-22]. La figure 2 donne un exemple de configuration d'expérience qui permet la mesure des champs électriques apparaissant lors de l'interaction d'une impulsion laser avec une cible. Dans ce schéma, l'interaction que l'on souhaite étudier est l'interaction entre l'impulsion laser CPA_1 et la cible au centre[2]. Le plasma qui se forme est traversé par un faisceau de protons issus de l'interaction d'une impulsion laser CPA_2 avec une cible plane. Les protons traversent une grille avant d'être déviés par les champs électriques et magnétiques du plasma et d'être arrêtés par des films radiochromiques (RCF). L'analyse des images des films radiochromiques produits par les ions de différentes énergies à l'aide d'un code de transport permet de remonter à la carte des champs électriques au niveau du plasma à différents instants (correspondant au temps de parcours entre la cible et le détecteur).

Cette technique a également permis de cartographier les gradients de densité de plasmas [23].

1.1.3.2 Production d'isotopes

Lors de leur propagation dans la matière, les protons interagissent avec les noyaux des atomes du milieu et peuvent aussi provoquer des réactions nucléaires. En choisissant convenablement les cibles irradiées par le faisceau de protons, on peut ainsi créer des isotopes radioactifs d'intérêt médical. A titre d'exemple, on donne ci-dessous les réactions protoniques qui forment des isotopes du fluor et du carbone :

$$p + {}^{11}B \rightarrow {}^{11}C + n$$
$$p + {}^{18}O \rightarrow {}^{18}F + n$$

Ces isotopes radioactifs sont ensuite injectés afin d'être transportés dans les organes de patients que l'on souhaite étudier ou soigner. Lorsque ces isotopes ont une radioactivité β^+, ils émettent des positrons qui s'annihilent ensuite en deux photons. La détection en coïncidence des photons permet de retrouver le point d'émission original du positron et donner une cartographie de l'organe du patient. Lorsque les isotopes ont une radioactivité β^-, ils émettent des électrons qui irradient les tumeurs et induisent la mort des cellules cancéreuses.

Du fait de leur faible durée de vie, ces isotopes sont fabriqués dans les sites spécialisés grâce à des cyclotrons qui occupent une place conséquente. Ensuite ces isotopes sont transportés dans les hôpitaux. Le délai court entre la production et l'utilisation de ces isotopes provient de la perte d'une partie importante de leur activité sur un temps réduit. Les énergies de protons nécessaires pour ces réactions (quelques MeV) sont aujourd'hui accessibles par l'accélération d'ions par laser. Pour cette raison, plusieurs études visant à produire des protons pour la production d'isotopes ont été réalisées [24-27] mais

2. Une impulsion laser CPA est une impulsion qui a subie une amplification de sa puissance par la méthode de dérive de fréquence (Chirped Pulse Amplification). On reviendra sur cette méthode en section 1.2.

de grands efforts restent à faire concernant l'efficacité de production des faisceaux d'ions pour rivaliser avec les accélérateurs conventionnels.

1.1.3.3 Chauffage isochore

L'étude de la matière dense et chaude (Warm Dense Matter (WDM)) s'intéresse notamment aux équations d'état des différents éléments chimiques de classification périodique et des matériaux. Certaines zones de ces diagrammes de phase (de haute densité et température) sont difficiles à étudier expérimentalement car les pressions correspondantes produisent très rapidement une expansion, sur des temps de l'ordre de la nanoseconde, de l'échantillon que l'on cherche à analyser. Il est donc nécessaire de réaliser un chauffage isochore, c'est-à-dire à volume constant, de ces échantillons, sur des temps courts en comparaison des durées d'expansion hydrodynamique.

Du fait de leur faible durée (ps), de leur taille transverse et de leur dépôt d'énergie dans la matière fort et homogène, les faisceaux d'ions accélérés par laser peuvent justement réaliser ce chauffage de la matière sur des temps de l'ordre de la picoseconde [28, 29]. Pour que le chauffage de l'échantillon soit uniforme, son épaisseur est choisie inférieure à la profondeur du pic de Bragg pour les énergies de protons utilisées. La figure 1 montrait en effet, qu'avant le pic de Bragg, les protons déposent leur énergie dans la matière de façon quasi uniforme.

1.1.3.4 L'allumage rapide dans la fusion par confinement inertiel

Avec les prévisions de croissance très importante des besoins mondiaux en énergie et afin d'apporter une alternative aux moyens de production d'électricité actuels, un important intérêt s'est focalisé sur l'exploitation des réactions de fusion nucléaire. Lors de celles-ci, les noyaux d'atomes légers (comme les isotopes de l'hydrogène) fusionnent pour former des noyaux plus lourds tout en libérant une importante quantité d'énergie. Pour vaincre la répulsion coulombienne entre les noyaux et pour que les sections efficaces de réactions deviennent significatives, il faut porter le combustible à de très hautes températures. Ces températures sont extrêmement importantes (de l'ordre de la centaine de millions de degrés). Ainsi, la réaction

$$ {}^{2}_{1}\mathrm{D} + {}^{3}_{1}\mathrm{T} \rightarrow {}^{4}_{2}\mathrm{He}(3.5\ \mathrm{MeV}) + \mathrm{n}(14\ \mathrm{MeV}) \tag{2} $$

qui est la plus favorable, c'est-à-dire ayant les sections efficaces les plus élevées, demande des températures de l'ordre de la dizaine de keV. Dans ces conditions, la matière est sous forme de plasma.

Un des moyens envisagés pour exploiter ces réactions de façon efficace, c'est-à-dire, en produisant plus d'énergie que ce qui a été nécessaire pour démarrer les réactions, est la fusion par confinement inertiel (FCI) [30, 31]. A l'aide d'impulsions laser ayant une durée d'une dizaine de nanosecondes et une énergie de l'ordre du mégajoule, on cherche à comprimer un micro-ballon d'un milligramme de deutérium et de tritium à une densité mille fois plus importante que celle du solide puis à le porter à haute température pour démarrer les réactions de fusion. Cette compression est nécessaire pour augmenter le taux de réactions et produire suffisamment d'énergie pendant un temps très court, car le temps de confinement est simplement limité par l'inertie du plasma. Par ailleurs, les particules alpha produites pendant la réaction doivent être suffisamment ralenties dans la cible pour pouvoir entretenir les réactions. Le temps de confinement étant limité à quelques dizaines de picosecondes, le critère de Lawson [32] donne la densité du plasma à atteindre au cœur de la cible pour avoir un nombre suffisamment important de réactions et donc une production efficace d'énergie. Dans le schéma conventionnel [30] de la FCI, le chauffage du cœur de la cible, appelé point chaud, est atteint par la transformation de l'énergie cinétique de la coquille accélérée par les impulsions lasers en énergie interne du point chaud.

Devant les difficultés de ce schéma (notamment le développement des instabilités hydrodynamiques pendant la compression du microballon), des alternatives ont été proposées comme celle de l'allumage rapide [33]. Ce schéma consiste à séparer la phase de compression et d'allumage. La compression de la cible est atteinte de la même façon que dans le schéma conventionnel c'est-à-dire par l'utilisation d'impulsion laser nanosecondes d'une intensité de l'ordre de 10^{15} W.cm^{-2}. Ensuite un second vecteur doit permettre d'apporter une énergie d'environ 10 kJ au point chaud de la cible pendant une durée inférieure au temps de stagnation (quelques dizaines de picosecondes). Le premier vecteur envisagé a été un faisceau d'électrons énergétiques créé par une impulsion laser de très haute intensité ($I \sim 10^{19}$ W.cm^{-2}) et de durée picoseconde. La difficulté de ce schéma vient du fait que les électrons doivent se propager dans un plasma extrêmement dense sur une centaine de microns. Peu d'électrons arrivent alors jusqu'au cœur de la cible ce qui nuit à l'allumage. Pour cette raison, plusieurs équipes ont proposé

d'utiliser à la place un faisceau de protons [34] ou d'ions [35] accélérés par laser pour déposer l'énergie au cœur de la cible, en profitant de leur dépôt d'énergie localisé et de leur faible divergence.

1.1.3.5 Radiothérapie des tumeurs

Pour éliminer les tumeurs présentes chez les patients souffrant d'un cancer, différents traitements sont aujourd'hui utilisés : la chirurgie qui consiste à retirer mécaniquement la tumeur du corps du patient, la chimiothérapie qui utilise les traitements médicamenteux pour détruire les cellules cancéreuses et la radiothérapie qui vise aussi à éliminer les cellules cancéreuses par des rayonnements ionisants. Ce dernier traitement utilise des faisceaux de particules (photons, électrons ou ions) qui visent à irradier la tumeur en ayant le plus fort contraste possible entre la tumeur et les tissus sains autour d'elle.

Les ions et les protons qui déposent l'essentiel de leur énergie en fin de parcours dans la matière et qui subissent une faible diffusion latérale sont donc des particules tout à fait intéressantes pour l'irradiation des tumeurs et un faible endommagement collatéral des tissus sains. Cela est particulièrement important dans les cancers infantiles où le risque d'apparition de cancers secondaires doit être extrêmement réduit sur plusieurs dizaines d'années. Dans les centres d'hadronthérapie actuels, le faisceau de protons énergétiques est produit par un synchrotron ou cyclotron avant d'être conduit jusqu'au patient. Du fait de leur grande énergie (jusqu'à plusieurs centaines de MeV), le transport de ces ions nécessite l'utilisation d'aimants puissants et donc de grande taille et pose également des problématiques de radioprotection. Les installations d'hadronthérapie s'avèrent ainsi extrêmement coûteuses.

Une alternative pourrait être de produire ces faisceaux de protons par l'interaction entre une cible de matière et une impulsion laser intense [36-38]. Même si l'accélération des ions s'effectue dans le plasma sur une très courte distance et à proximité de la tumeur, ces systèmes demanderaient tout de même l'utilisation de lasers puissants occupant une taille comparable à celle des accélérateurs d'ions cyclotrons. Toutefois, les faisceaux d'ions ne seraient cette fois pas produits loin du patient mais tout près de la tumeur. Seul le faisceau laser serait transporté jusqu'à elle. Cela permettrait un gain de place et diminuerait les protections nécessaires pour le transport du faisceau d'ions ainsi que le coût de l'installation.

La production d'ions par laser pour le traitement des cancers présente toutefois des difficultés supplémentaires. En effet, l'interaction entre l'impulsion laser et la cible ne produit pas seulement des ions énergétiques mais aussi des électrons, des rayons X, dont le patient doit être protégé. Par ailleurs, il y a nécessité d'une forte reproductibilité, fiabilité, variabilité en énergie du faisceau d'ions ou de protons. Enfin, les énergies à atteindre sont encore hors de portée des expériences actuelles. Par exemple, alors que les tumeurs oculaires nécessitent des protons de 70 MeV, les tumeurs à l'estomac demandent des protons de 250 MeV.

1.2 L'accélération d'ions par laser

Le principe à l'œuvre dans l'accélération d'ions par le rayonnement électromagnétique a en fait été introduit, très tôt, dans les années 1950, par V. Veksler [39], sous le nom d'*accélération cohérente de particules chargées* et se distingue de celui utilisé dans les accélérateurs conventionnels. Dans ces derniers, le champ accélérateur est extérieur aux particules que l'on souhaite mettre en vitesse. V. Veksler proposa au contraire plusieurs configurations où le champ accélérateur provient lui même de l'accélération de ces particules. C'est typiquement le champ de séparation de charges résultant d'un écart par rapport à une situation d'équilibre où des particules chargées sont distribuées pour former un milieu neutre. Dans ces conditions, l'amplitude du champ accélérateur est proportionnel au nombre de particules accélératrices. Ce champ peut ainsi atteindre des gradients très importants et ne nécessite pas une maintenance artificielle de sa synchronisation avec le paquet de particules accélérées.

Pour accélérer des ions à hautes énergies selon ces principes, il a été envisagé d'utiliser des impulsions laser ultra-courtes (de durée inférieure ou de l'ordre de la picoseconde). Elles sont produites par une source initiale puis étirées, amplifiées et éventuellement compressées afin d'atteindre la puissance requise. Une des méthodes très utilisées aujourd'hui est l'amplification à dérive de fréquence (Chirped Pulse Amplification (CPA)) [40] qui permet d'atteindre des puissances de l'ordre du Petawatt. Toutefois, ces techniques d'augmentation de puissance ont également pour effet de produire une pré-impulsion secondaire qui accompagne l'impulsion principale (voir figure 3). Cette pré-impulsion est composée de deux parties : une première, de durée nanoseconde, liée à l'amplification de l'émission spontanée et une deuxième, de durée picoseconde. Ces pré-impulsions peuvent donc avoir une durée bien plus longue (de l'ordre de la nanoseconde) que l'impulsion principale. Pour les caractériser, on définit le *contraste* qui est le rapport de l'intensité de l'impulsion principale sur celle des impulsions secondaires. La détermi-

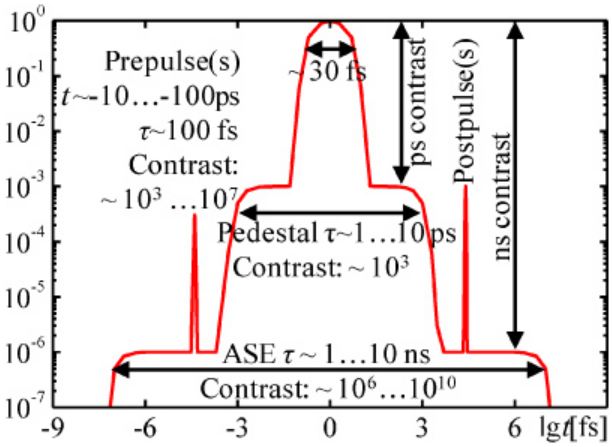


FIGURE 3: Profil temporel typique d'une impulsion laser ultra-courte. Figure extraite de la référence [2] (2012). Des techniques récentes telles que l'OPCPA (Optical Parametric Chirped-pulse Amplification) ou la génération XPW (Cross-polarized wave) permettent toutefois de fortement améliorer la qualité du contraste qui peut alors atteindre des valeur de l'ordre de 10^{-12} [42].

nation de la durée des impulsions secondaires et de leur contraste par rapport à l'impulsion principale est d'un intérêt capital pour l'accélération d'ions par laser car ces impulsions parasites peuvent avoir un rôle déterminant sur l'interaction de l'impulsion laser avec la cible, notamment en l'ionisant et en modifiant son profil spatial de densité prématurément. On peut également chercher à éliminer une partie de ces pré-impulsions et à augmenter le contraste en utilisant des cellules de Pockels et des miroirs plasmas [41].

Lors de l'interaction de l'impulsion laser avec une cible matérielle solide ou gazeuse, les atomes de la cible sont rapidement ionisés (au bout de quelques femtosecondes) sous l'effet de l'impulsion principale ou de la pré-impulsion qui la précède. La matière passe donc rapidement à l'état de plasma. L'impulsion laser exerce sur les particules du plasma la force de Lorentz $\frac{\mathrm{d}\vec{v}_\alpha}{\mathrm{d}t} = \frac{q_\alpha}{m_\alpha}(\vec{E} + \vec{v}_\alpha \wedge \vec{B})$. Les électrons qui possèdent le plus grand rapport q_α/m_α sont les premières particules à être mises en mouvement par l'onde laser. Ce sont leurs déplacements par rapport à leurs positions d'équilibre qui vont mettre en mouvement les protons et les ions du plasma. Du fait des fortes température et pression atteintes par le plasma, il est essentiel que l'onde laser donne le plus rapidement possible son énergie avant que celui-ci ne se détende. Ceci justifie la nécessité de sources lasers courtes (picosecondes) et énergétiques.

Cette accélération de protons par laser fut observée dans les années 1980 [43]. Puis le développement d'installations laser utilisant l'amplification CPA, dans les années 1990, a permis d'augmenter très fortement la puissance des impulsions lasers. Cette augmentation s'est ainsi accompagnée d'une croissance de l'énergie maximale atteinte par les protons dans les expériences [4, 44]. Et aujourd'hui, l'énergie maximale atteinte par des protons accélérés par laser est de 85 MeV [45].

Même si les protons sont les premiers ions à se déplacer du fait de leur faible masse, les ions plus lourds de la cible (ions carbone par exemple) peuvent aussi être accélérés à des énergies importantes [46]. Un nettoyage de la cible élimine les impuretés hydrogénées présentes à sa surface et permet ainsi un transfert efficace de l'énergie laser vers les ions plus lourds [47]. Des ions carbone d'une énergie de 1 GeV ont ainsi pu être produits [48]. Le développement actuel de lasers petawatts (PETAL, Apollon) [49] permettra sans doute de faire encore progresser ces énergies.

Ce vif intérêt pour l'accélération de particules par laser est motivé pour plusieurs raisons. Les plasmas ont tout d'abord le double avantage de pouvoir supporter des champs extrêmement importants (TV/m soit 10 000 fois plus importants que ceux des accélérateurs conventionnels) et d'être également le milieu source des ions ou protons que l'on souhaite accélérer. Par ailleurs, des études ont montré que les faisceaux d'ions accélérés par laser possèdent des propriétés très intéressantes par rapport à ceux produits dans les accélérateurs conventionnels. Par exemple, on peut considérer que les ions émis depuis la face arrière de la cible proviennent d'une source virtuelle de quelques microns située, elle même, à plusieurs centaines de microns de la face avant de la cible : l'accélération des ions est donc quasi-laminaire et l'émittance des faisceaux est très faible ($< 10^{-2}$ mm mrad) [5, 50]. L'accélération d'ions par laser produit aussi des paquets avec un plus plus grand nombre de particules : entre 10^{11} et 10^{13} protons d'énergie supérieure au MeV par tir laser. Leur durée (quelques picosecondes) et leur diamètre (quelques dizaines de microns) sont également très faibles en comparaison de ceux des faisceaux pro-

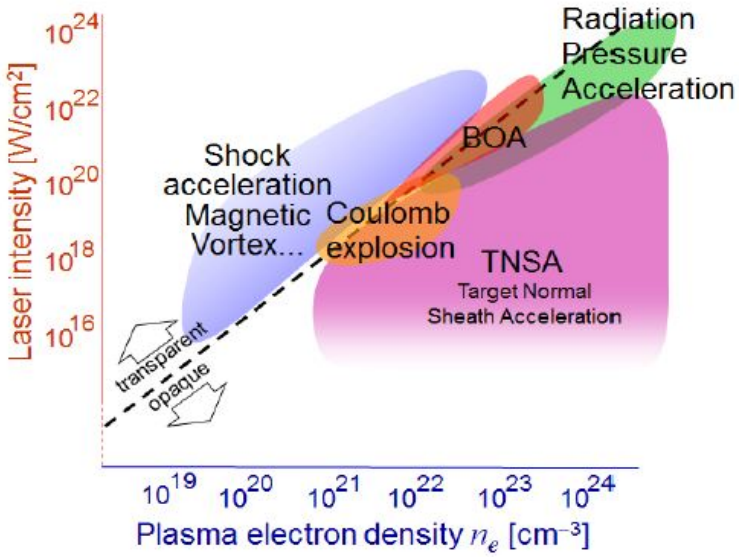


FIGURE 4: Différents régimes de l'accélération d'ions. Figure extraite de [51].

duits dans les accélérateurs conventionnels. Des courants de l'ordre du kiloampères par paquet d'ions peuvent donc être atteints [5]. Toutefois, les faisceaux d'ions accélérés par laser ont un spectre en énergie large et des énergies maximales moins importantes que celles que peuvent fournir les accélérateurs conventionnels. Ils ont également une forte divergence, même si dans certains mécanismes, cette divergence est inversement proportionnelle à l'énergie des ions accélérés.

1.2.1 Revue des mécanismes et études

La figure 4 présente les principaux mécanismes d'accélération d'ions en fonction de l'intensité laser et de la densité du plasma. Ces mécanismes se distinguent principalement par la capacité de l'impulsion laser intense à se propager ou non dans la cible. Comme cela sera décrit dans le chapitre 1, cette aptitude dépend de la densité des électrons ionisés de la cible et de la fréquence laser. Dans le cas où cette densité n_e est supérieure à la *densité critique* :

$$n_c = \frac{m_e \varepsilon_0 \omega_0^2}{e^2} \tag{3}$$

le plasma est opaque aux impulsions lasers de faible intensité. Dans le cas où l'intensité de l'onde laser devient relativiste, cette densité critique dépend également de l'amplitude du champ de l'impulsion laser. Cette densité, appelée dans la suite, *densité critique de transparence induite*, est définie par :

$$n_c^{ti} = n_c \sqrt{1 + a_{0,c}^2} \tag{4}$$

où $a_{0,c}$ est le potentiel vecteur normalisé d'une impulsion laser polarisée circulairement. Au delà de cette densité, la cible est opaque et le chauffage des électrons s'effectue uniquement à la surface de la cible. Dans le cas contraire, l'onde laser peut pénétrer dans la cible et effectue un chauffage volumique du plasma. La ligne noire en pointillés sur la figure 4 distingue ainsi les régimes d'accélération d'ions selon ce critère de transparence.

On donne une description non exhaustive de plusieurs de ces mécanismes, dans le cas des cibles opaques à l'onde laser, en section 1.2.1.1, et dans le cas des cibles transparentes, en section 1.2.1.2.

1.2.1.1 Cibles opaques à l'onde laser

Le premier mécanisme à avoir été établi est le mécanisme d'accélération de gaine normale à la cible (Target Normal Sheath acceleration (TNSA)) [4, 52-54]. C'est le processus dominant lors de l'interaction d'une impulsion laser picoseconde d'intensité $I \gtrsim 10^{18}$ W.cm^{-2} avec une cible solide d'une centaine de microns d'épaisseur. Ce mécanisme est illustré en figure 5. La pré-impulsion de l'impulsion laser (d'intensité $I \sim 10^{12}$ W.cm^{-2}) ionise la face avant de la cible et forme un pré-plasma où la partie principale

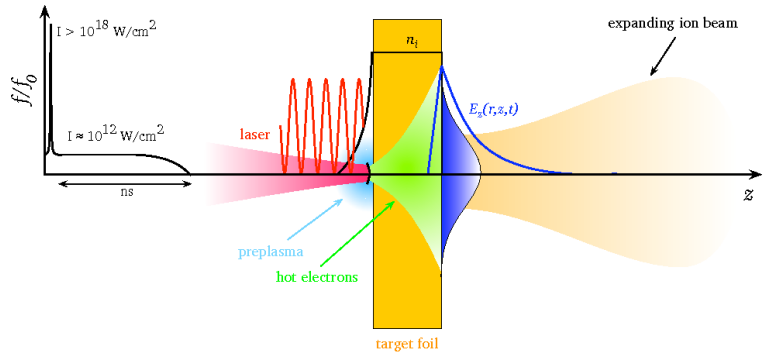


FIGURE 5: Schéma de l'accélération de gaine normale à la cible (Target Normal Sheath acceleration (TNSA)). Figure extraite de [56].

de l'impulsion accélère les électrons. Ces électrons obtiennent une énergie de l'ordre du potentiel pondéromoteur qui est suffisante pour traverser la cible mais ils sont rappelés en face arrière par les ions de la cible encore immobiles. Les électrons les plus énergétiques parviennent tout de même à quitter la cible tandis que les électrons d'énergie modérés forment un nuage chaud ($T_h \sim 1$ MeV) autour de celle-ci et produisent un fort champ électrostatique ($\sim$ TV/m) de séparation de charges en face arrière. Les protons provenant d'un dépôt d'impuretés à la surface arrière de la cible sont accélérés en quelques picosecondes par ce champ électrostatique [55]. Ils se propagent ensuite dans le vide de façon balistique avec des électrons de faible énergie, formant ainsi un paquet de particules quasi neutre.

Le spectre énergétique des protons est exponentiellement décroissant avec la racine carrée de l'énergie et présente une coupure à l'énergie maximale E_{max} donnée par modèle de P. Mora [57] :

$$E_{max} \approx 2Zk_BT_e \left(\ln \left(\frac{2\omega_{pi} t_{acc}}{\sqrt{2e}} \right) \right)^2 \tag{5}$$

où t_{acc} est le temps caractéristique d'accélération des ions. J. Fuchs et al. ont montré que ce temps pouvait être estimé par la relation empirique $t_{acc} = 1.3\tau_0$ où τ_0 est la durée de l'impulsion laser [58]. La formule (5) montre que l'énergie maximale des protons est fortement dépendante du chauffage des électrons. Différentes équipes ont montré que l'on pouvait ainsi optimiser l'accélération des ions en maintenant une température d'électrons chauds élevée à la face arrière du plasma, en utilisant des cibles fines [59] ou ayant une faible taille transverse [60]. L'efficacité de conversion, c'est-à-dire le pourcentage d'énergie laser transférée aux ions accélérés reste cependant limitée. Un taux de 12 % a été mesuré dans les années 2000 [4].

Dans le mécanisme TNSA, le spectre énergétique des ions accélérés est assez large du fait que les électrons chauds ne parviennent pas à neutraliser le paquet d'ions accélérés qui subissent une répulsion coulombienne. Cela est également dû aux inhomogénéités du champ transverse (en raison du profil gaussien de l'impulsion laser) et du champ longitudinal (en raison de l'épaisseur de la cible).

Ce spectre large est un inconvénient pour un certain nombre d'applications et cela a motivé la recherche de nouveaux mécanismes comme celui de l'accélération par la pression de radiation (Radiation Pressure Acceleration (RPA)) [61-63]. Dans ce mécanisme, une impulsion laser de très forte intensité interagit avec une cible fine en incidence normale et exerce une pression de radiation sur les électrons, sans trop les chauffer. Pour limiter ce chauffage, l'onde laser doit être polarisée circulairement. Si la cible est épaisse, les ions sont accélérés par le champ de séparation de charges à la face avant et le laser pénètre dans la cible comme un piston. La cible entière peut aussi être mise en mouvement : c'est le régime d'*accélération par la voile optique* (*light sail*). La cible se comporte comme un miroir relativiste qui réfléchit totalement l'impulsion laser, du fait de l'abaissement de la fréquence apparente de l'impulsion laser dans le référentiel de la cible. Les intensités laser nécessaires sont importantes (de l'ordre de $I \sim 10^{22}$ W.cm^{-2}) mais ce régime permet de fortement réduire la dispersion en énergie des ions accélérés en comparaison du mécanisme TNSA.

La cible solide peut également devenir transparente au cours de son interaction avec une impulsion laser de forte intensité. Ce régime transitoire est utilisé dans le schéma du Break-Out Afterburner (BOA) [64, 65]. Il peut se produire lorsque la cible solide est suffisamment fine (quelques dizaines de nanomètres) et lorsque l'impulsion laser est suffisamment intense et longue. Au début de l'interaction,

la cible est opaque à l'onde laser et les ions sont accélérés selon les mécanismes TNSA en face avant et face arrière de la cible et RPA vers l'intérieur de la cible. La cible subit aussi une expansion du fait de son ionisation et chauffage par l'onde laser. Et lorsque la densité d'électrons ionisés devient inférieure à la densité de transparence induite donnée par l'équation (4), l'onde laser peut se propager à l'intérieur de la cible et chauffer les électrons. Cela produit un renforcement de l'accélération des ions initialement mis en vitesse par le mécanisme TNSA. Ce schéma demande d'utiliser des cibles très fines et des impulsions lasers d'intensité modérée mais de très fort contraste. Des ions carbone de 185 MeV ont ainsi pu être produits lors de l'interaction d'une impulsion laser de 700 fs et d'intensité $I \approx 7 \cdot 10^{19}$ W.cm^{-2} (et un contraste de 10^{-12} !) avec une feuille de 30 nm [66]. Des ions carbone de 1 GeV ont ensuite été obtenus en 2013 [48].

1.2.1.2 Cibles transparentes

Parallèlement à l'amélioration des performances de l'accélération d'ions dans les cibles solides, un champ de recherche s'est développé sur l'utilisation des cibles de plus faible densité. Le but est cette fois-ci que l'onde laser puisse se propager à l'intérieur de la cible et donc effectuer un chauffage volumique du plasma. L'intérêt de ces cibles est renforcé par le fait qu'elles pourraient permettre d'atteindre des taux de répétition élevés (lorsqu'on utilise des jets de gaz par exemple), limiter les formation de débris et demander des contrastes laser moins importants.

Expérimentalement, ces plasmas peuvent être obtenus par l'ionisation de jets de gaz [6, 67], de mousses [68, 69], qui sont des matériaux micro-structurés, ou par l'explosion dans le vide de feuilles minces solides [70-72].

La première observation expérimentale de la production d'ions énergétiques lors de l'interaction d'une impulsion laser intense avec un plasma sous-dense date de 1996 [70]. Dans cette publication, P. E. Young et ses collègues rapportent la mesure de protons de 20 keV obtenus lors de l'interaction d'une impulsion laser de longueur d'onde 1.064 μm de durée 100 ps et d'intensité $5 \cdot 10^{16}$ W.cm^{-2} avec un plasma de densité 0.25 n_c obtenu par l'ionisation d'une feuille de plastique. Cette accélération est attribuée à la filamentation de l'onde laser mais des simulations Particle-In-Cell 3D réalisées de façon simultanée par A. Pukhov et al. montrent que cette expulsion est due à la formation d'un canal dans le plasma (dans la direction de propagation de l'onde laser) où les électrons sont expulsés par l'onde laser et les ions sont accélérés par le champ de séparation de charges dans la direction radiale [73] : des protons de 3 MeV sont obtenus dans les simulations. La formation de ce canal a ensuite été confirmée expérimentalement [74, 75] et des ions ayant une énergie supérieure au MeV ont été mesurés expérimentalement lors de l'interaction d'une impulsion d'intensité relativiste ($I \sim 10^{19}$-10^{20} W.cm^{-2}) avec un jet de gaz [76, 77].

D'autre part, des études théoriques [78-83], notamment basées sur des simulations numériques, ont confirmé la formation de ce canal mais ont aussi montré que l'accélération des électrons et le courant de retour forment un champ magnétique toroïdal quasi-statique à la face arrière du plasma. Ce champ magnétique dont l'amplitude est de quelques dizaines de MégaGauss [72] est maintenu par le mouvement des électrons à la face arrière du plasma, dans le plan perpendiculaire au gradient de densité. Ces simulations montrent que, si la densité du plasma est suffisamment importante, les ions sont principalement accélérés dans la direction de propagation de l'onde laser du fait de trois différents mécanismes (voir figure 6) :

— l'accélération par le champ de séparation de charges due à l'expansion des électrons chauds (comme dans le mécanisme TNSA),

— la répulsion coulombienne due au surplus de charges positives dans le canal,

— l'accélération par le champ électrique induit par les variations du champ magnétique toroïdal.

Le champ électrique induit par les variations du champ magnétique produit également une focalisation du faisceau d'ions émis en face arrière du plasma. Dans ce schéma, la tache focale de l'impulsion laser doit être suffisamment réduite pour qu'un seul canal soit formé dans le plasma et que l'accélération des ions soit plus efficace.

Cette accélération privilégiée des ions dans la direction de propagation de l'onde laser a pu être confirmée, dans les années 2000, lors de l'interaction d'une impulsion laser avec une feuille solide explosée [72, 84] et dans un jet de gaz [6, 85]. Dans cette dernière référence, L. Willingale et ses collègues ont observé la formation d'un faisceau collimaté d'ions Helium d'énergie maximale 40^{+3}_{-8} MeV lors de l'interaction d'une impulsion intense ($I \approx 5.5 \cdot 10^{20}$ W.cm^{-2}) avec un jet de gaz ($n_e \approx 4 \cdot 10^{19}$ cm^{-3}). Le schéma du montage expérimental est donné, à titre d'illustration, en figure 7. Des expériences ont

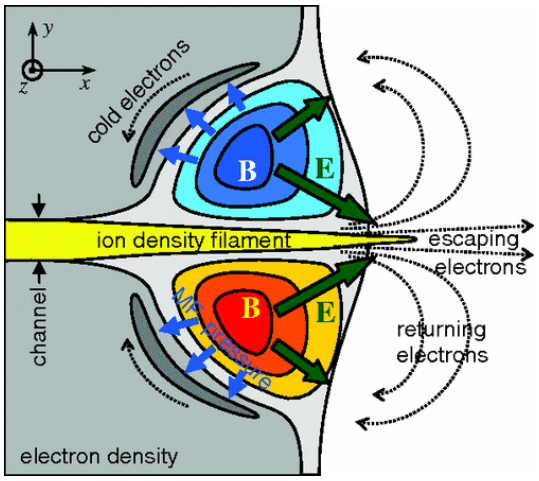


FIGURE 6: Schéma de l'accélération par le vortex magnétique dans les plasmas sous-denses. Figure extraite de [83].

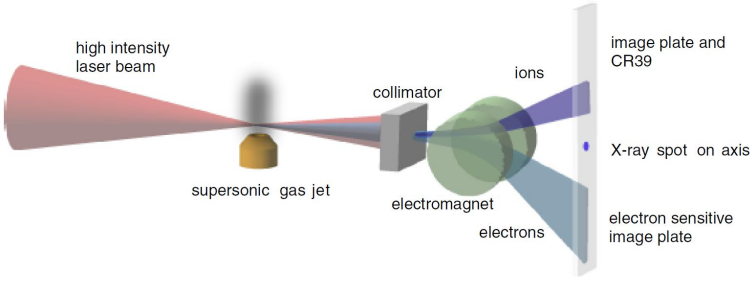


FIGURE 7: Exemple de schéma expérimental pour l'accélération d'ions lors l'interaction d'une impulsion laser intense avec un jet de gaz. Figure extraite de [6].

permis de produire des ions d'énergie du même ordre de grandeur avec des énergies laser bien moins importantes (< 0.2 J) [86].

De façon similaire à ce qui avait été observé dans les simulations numériques par L. Silva dans les cibles solides [87], une impulsion laser de forte intensité peut, lors de son interaction, créer un choc électrostatique non-collisionnel dans un plasma sous dense. Ce choc se propage dans la cible en réfléchissant les ions au repos. Ces derniers sont accélérés à une vitesse deux fois supérieurs à la vitesse du choc. Ce mécanisme a été confirmée dans des simulations numériques [88, 89] et dans des expériences [90].

1.2.2 Bilan

L'accélération d'ions par laser peut être effectuée par plusieurs mécanismes physiques et possède un fort potentiel de par les propriétés uniques des faisceaux de particules qu'elle est capable de produire. Toutefois, de nombreux défis restent encore à relever. On peut citer la réduction de la dispersion en énergie et de la divergence du faisceau. Mais également l'augmentation de l'énergie maximale des particules ainsi que de l'efficacité, de la répétabilité et de la stabilité de l'accélération. Concernant la répétabilité et la stabilité, des résultats encourageants ont été obtenus très récemment avec des cibles solides [91] et des jets de gaz [8].

L'augmentation des performances de l'accélération d'ions par laser demande également des progrès en ce qui concerne les sources laser. Celles-ci doivent fournir des intensités sur cible plus importantes pour permettre d'augmenter les énergies maximales atteintes par les ions. A cela s'ajoute le fait que les études s'orientent vers une diminution de la taille de la cible, notamment de son épaisseur. Des cibles de quelques dizaines ou quelques centaines de nanomètres d'épaisseur fabriquées à partir de carbone densifié (appelé *diamond like carbon*) sont aujourd'hui utilisées et peuvent résister à des dommages importants par la pré-impulsion de l'onde laser [92, 93]. Cependant, il est difficile d'utiliser ces cibles à des

régimes de cadence élevée envisagés pour les applications.

Les cibles de faible densité, en revanche, ont des contraintes moins importantes. Elles ne nécessitent pas des intensités laser aussi élevées et des contrastes aussi importants. Les jets de gaz, par exemple, sont plus adaptables à des taux de répétition plus élevés [8], en éliminant la formation de débris et limitant les contraintes d'alignement de la cible (par rapport aux cas des feuilles solides).

Cet état de l'art fait donc apparaître un double enjeu pour l'accélération d'ions par laser. Il est tout d'abord nécessaire d'augmenter le nombre et l'énergie des ions accélérés par l'impulsion laser pour atteindre les caractéristiques (courant, énergie par particule,...) des flux de particules demandées par les applications que nous avons mentionnées. Cette énergie à fournir est simplement donnée par :

$$\mathcal{E}_{ion}(E_{i,0}) = \int_{E_{i,0}}^{+\infty} E \frac{\mathrm{d}N_i}{\mathrm{d}E}\,\mathrm{d}E \tag{6}$$

où $E_{i,0}$ est l'énergie minimale des ions accélérés exigée par l'application et $\mathrm{d}N_i/\,\mathrm{d}E$ est le nombre d'ions accélérés par intervalle unitaire d'énergie. Cette augmentation de l'énergie $\mathcal{E}_{ion}$ doit toutefois limiter l'énergie laser $\mathcal{E}_{las}$ à investir pour que l'accélération d'ions par laser soit accessible aux technologies actuelles et économiquement intéressante. Pour donner un ordre de grandeur, on calcule qu'un faisceau mono-énergétique de 10^{10} protons de 200 MeV (intensité et énergie par particules demandées pour les applications oncologiques [38]) représente une énergie de 0.32 J.

Comme l'énergie de l'impulsion laser est d'abord transmise aux électrons avant d'être transmise aux ions de la cible, l'énergie ionique $\mathcal{E}_{ion}$ à obtenir peut être simplement reliée à l'énergie laser $\mathcal{E}_{las}$ à investir par la relation suivante :

$$\mathcal{E}_{ion}(E_{i,0}) = \mathcal{A}_e \eta_{e\to i} f_i(E_{i,0}) \mathcal{E}_{las} \tag{7}$$

où $\mathcal{A}_e$ est le taux d'absorption de l'énergie laser par les électrons, $\eta_{e\to i}$ est le taux de transfert de l'énergie des électrons vers les ions et $f_i(E_{i,0})$ est la fraction (en énergie) d'ions ayant une énergie supérieure à $E_{i,0}$. Ces trois facteurs doivent êtres les plus importants possibles pour optimiser le rendement $\mathcal{E}_{ion}/\mathcal{E}_{las}$.

Les cibles sous-denses, transparentes à l'onde laser et permettant donc un chauffage volumique, semblent, du fait de cette propriété, êtres des candidates intéressantes pour remplir cet objectif. Ces cibles permettent en effet d'avoir des forts taux d'absorption $\mathcal{A}_e$ de l'énergie laser par les électrons et un fort transfert $\eta_{e\to i}$ de l'énergie électronique vers les ions.

L'utilisation de ces cibles de faible densité pour l'accélération d'ions pose encore des difficultés expérimentales et théoriques. On peut notamment mentionner le fait que les études numériques [94] montrent que l'accélération est plus efficace lorsque l'onde laser se propage sur toute la longueur du plasma. Or l'épaisseur courante des plasmas produits par jet de gaz est de l'ordre du millimètre, soit environ dix fois plus importante que celles des plasmas simulés. Cela demande donc des impulsions laser plus énergétiques ou alors la diminution de l'épaisseur des jets de gaz pour que l'accélération reste efficace.

Pour augmenter l'énergie transmise aux ions, il est nécessaire de mieux comprendre les processus de transfert de l'énergie laser vers le plasma afin de l'optimiser. La nécessité de cette optimisation et de l'utilisation d'impulsions laser de forte intensité ainsi que de cibles transparentes s'inscrit donc dans le cadre plus général de l'étude de l'interaction des impulsions lasers d'intensité relativiste avec les plasmas dont la densité est de quelques dizaines de pourcents de la densité critique n_c (3). On les appelle des *plasmas quasi-critiques*.

1.3 L'interaction des impulsions lasers relativistes avec les plasmas quasi-critiques

L'interaction laser-plasma [95, 96] fait l'objet d'une recherche intense depuis les années 1960 et possède de nombreux domaines d'applications comme la fusion par confinement inertiel, l'accélération de particules, la génération d'harmoniques ou l'astrophysique de laboratoire. Historiquement les études menées sur ce sujet étaient principalement réalisées dans le cadre de la fusion par confinement inertiel où les intensités laser étaient modérées (par comparaison avec celles qui sont accessibles aujourd'hui). Puis, avec le développement des installations laser utilisant l'amplification CPA et donc avec la croissance de la puissance des impulsions lasers et de leur intensité sur cible, ces études se sont étendues à l'interaction laser-plasma dans le régime relativiste : pour ces intensités ($I \gtrsim 10^{18}$ W.cm^{-2}), la vitesse d'oscillation des électrons dans l'onde électromagnétique devient en effet comparable à la vitesse de la lumière dans le vide.

Comme cela a été décrit dans la section 1.2.1, on distingue les cibles opaques et transparentes à l'onde laser selon que leur densité d'électrons libres est supérieure ou inférieure à la densité critique (4). Les

plasmas transparents, auxquels je m'intéresse pendant cette thèse ont été l'objet d'une recherche très importante et ont montré une extrême richesse de phénomènes. Sans être exhaustif on peut citer les processus d'absorption de l'énergie laser par le plasma [97-100], les instabilités paramétriques [101-103], la propagation de l'onde laser dans le plasma [104, 105], la filamentation [106, 107], l'autofocalisation [108, 109], le creusement de canaux [71, 110], la génération de champs magnétiques [73], l'accélération des électrons et des ions [6], la formation de solitons [111-114], la formation de vortex électroniques [115],... Ces différents phénomènes feront l'objet d'une description plus détaillée dans le chapitre 1.

L'étude de l'interaction laser-plasma dans le régime relativiste est ainsi d'une grande complexité et pose d'importants défis. Ces phénomènes sont tout d'abord pour la plupart fortement non-linéaires et nécessitent en plus du développement de modèles analytiques, l'utilisation de simulations numériques cinétiques de grande précision. Les codes de simulation nécessaires pour réaliser ces simulations seront décrits au chapitre 2.

Ces études présentent également des difficultés expérimentales. Il est notamment ardu de produire de façon reproductible et contrôlée, des plasmas quasi-critiques pour les impulsions laser intenses usuelles (domaine visible et proche infrarouge). Ces plasmas sont principalement obtenus par des jets de gaz, des mousses ou par l'explosion dans le vide de feuilles minces solides. Hors les mousses sont difficiles à préparer et à simuler. Les feuilles explosées demandent des impulsions laser d'énergie importante et bien contrôlées ainsi que des simulations hydrodynamiques préliminaires.

L'étude de l'interaction d'impulsions lasers relativistes avec les plasmas quasi-critiques est donc d'un important intérêt pour l'accélération par laser d'ions à de hautes énergies. Mais elle est aussi d'un intérêt plus fondamental car beaucoup reste à comprendre sur ce sujet.

2 Objectifs de ce travail

Dans cette thèse, je me suis intéressé à la physique de l'interaction des impulsions lasers d'intensité relativiste avec les plasmas de densité quasi-critique pour la production de faisceaux d'ions énergétiques. Cette thèse s'articule autour de deux principales études : l'absorption de l'énergie laser par le plasma et l'étude des cavités et solitons.

La première étude porte sur l'absorption de l'énergie laser par les plasmas quasi-critiques. Ces plasmas dont la densité est de quelques dizaines de pourcents de la densité critique n_c sont en effet très prometteurs pour atteindre un transfert efficace de l'énergie des impulsions lasers relativistes vers les électrons et les ions du plasma. Ce type de régime est intermédiaire entre :

— Le cas des plasmas très peu denses ($n_e \sim 10^{-2}$-$10^{-4} n_c$) utilisés par exemple pour l'accélération d'électrons par sillage, où l'onde laser excite une onde plasma de grande amplitude ou forme une bulle qui accélère une faible proportion d'électrons du plasma à de grandes énergies [116]. Dans ce cas, très peu d'énergie est transmise aux ions.

— Le cas des plasmas très surcritiques ($n_e \sim 10^2 n_c$) où l'onde laser ne pénètre qu'à la surface du plasma et ne chauffe qu'une faible proportion des électrons de la cible.

Des simulations numériques [84, 117-119] ont d'ailleurs montré que les impulsions lasers de forte intensité subissent une très forte absorption dans les plasmas quasi-critiques. Ces observations ont également été confirmées expérimentalement [7, 120].

Toutefois, les mécanismes dominants de transfert de l'énergie laser vers le plasma dans ce régime ne sont pas établis de façon claire. Les principaux mécanismes établis pour l'accélération d'ions dans les plasmas sous denses (accélération par vortex magnétique et choc électrostatique non-collisionnel) décrivent la formation de canaux dans le plasma, la génération de forts champs électriques et magnétiques mais les détails du transfert de l'énergie laser vers les électrons sont moins décrits. C'est pourtant le premier processus de l'interaction après l'ionisation de la cible. Notre objectif est donc de comprendre comment l'onde laser se couple avec le plasma pour transférer de façon efficace son énergie aux électrons. Forts de cette étude, on peut établir les paramètres plasma et laser favorables à un chauffage efficace des électrons et à une accélération des ions à des énergies élevées.

La deuxième étude s'intéresse à la génération et aux propriétés des cavités électromagnétiques et des solitons pouvant apparaître dans les plasmas. Ces cavités correspondent à des dépressions dans les densités électroniques (et éventuellement ioniques) dans le plasma. Elles contiennent des champs électromagnétiques piégées dont la fréquence est abaissée. Les solitons peuvent eux être de différents types

dans les plasmas : acoustiques, électrostatiques ou électromagnétiques. D'abord prédits théoriquement dans les plasmas, les solitons ont été observés dans les simulations numériques [111, 112, 114] puis dans les expériences [113, 121-123]. De par leur propriété de grande stabilité, ils continuent de faire l'objet d'études analytiques et numériques importantes. Plusieurs d'entre elles ont d'ailleurs montré que les solitons jouent un rôle important dans l'interaction de l'impulsion laser avec le plasma : émission d'ondes électromagnétiques de basse fréquence [124], accélération de particules [125],... D'autres études ont également été dédiées aux processus permettant leur formation [126, 127] dans les plasmas de faible densité. Notre objectif est d'analyser de manière détaillée les mécanismes de formation de ces cavités électromagnétiques et de piégeage des champs. Une part importante de notre étude porte également sur la façon dont les solitons et les cavités interagissent avec le plasma et perturbent l'interaction de ce dernier avec des impulsions laser de forte intensité.

3 Organisation du manuscrit

Ce manuscrit de thèse est divisé en quatre chapitres.

Chapitre 1 : Nous donnons dans le chapitre 1 les principales notions théoriques de l'interaction laser-plasma dans le régime relativiste qui sont nécessaires à l'analyse et à la compréhension des résultats obtenus pendant cette thèse et décrits dans les chapitres 3 et 4. Ce chapitre donne ainsi une revue non exhaustive des principaux phénomènes d'interaction laser-plasma dans le régime relativiste.

Chapitre 2 : Après avoir introduit les différents types de méthodes de description numérique de l'interaction laser-plasma, nous donnons une description du code Particle-In-Cell que nous avons utilisé (le code OCEAN [128]) et nous en décrivons les principes. Les simulations de convergence qui ont permis de déterminer les paramètres numériques utilisés dans le reste du manuscrit ainsi que quelques méthodes d'analyse des simulations y sont également décrites.

Chapitre 3 : Nous donnons une description détaillée de l'absorption d'impulsions lasers intenses dans les plasmas quasi-critiques dans le chapitre 3. L'analyse des simulations soulignent le rôle très important de la diffusion Raman stimulée dans le transfert de l'énergie laser vers le plasma. Ce transfert aboutit à un chauffage très efficace et homogène des électrons qui permet une accélération importante des ions. Des cavités électromagnétiques y sont également observées.

Chapitre 4 : La description des cavités électromagnétiques observées dans les simulations est effectuée dans le chapitre 4. Nous y présentons une étude détaillée des mécanismes de formation des cavités et du piégeage des champs électromagnétiques. La seconde partie de ce chapitre porte sur la façon dont les cavités observées interagissent avec le reste du plasma.

Les **conclusions et les perspectives** de ce travail seront ensuite présentées à la fin du manuscrit.

Chapitre 1

Physique de l'interaction laser plasma dans le régime relativiste

Sommaire

1.1 Définition du champ laser . . . 30
1.2 Mouvement relativiste d'un électron dans le champ d'une onde électromagnétique . . . 31
1.2.1 Force pondéromotrice . . . 31
1.3 Ondes électromagnétiques et électrostatiques dans un plasma . . . 32
1.4 Instabilités paramétriques et cinétiques . . . 35
1.4.1 Généralités sur les instabilités paramétriques . . . 35
1.4.1.1 Instabilités de désintégration . . . 36
1.4.1.2 Instabilités modulationnelles . . . 36
1.4.2 Description de quelques instabilités . . . 36
1.4.2.1 Diffusion Raman stimulée . . . 36
1.4.2.2 La diffusion Brillouin stimulée . . . 39
1.4.2.3 L'instabilité modulationnelle . . . 39
1.4.2.4 La filamentation . . . 40
1.4.2.5 L'auto-focalisation . . . 41
1.4.3 Modèles analytiques du développement linéaire des instabilités . . . 41
1.4.3.1 Traitement relativiste des instabilités SRS et RMI . . . 41
1.5 Solitons et cavités électromagnétiques dans les plasmas . . . 44
1.5.1 Introduction sur les solitons & principales équations . . . 44
1.5.2 Les solitons dans les plasmas . . . 45
1.6 Absorption des impulsions lasers par les plasmas . . . 49
1.6.1 Absorption collisionnelle . . . 49
1.6.1.1 Profil de densité doux . . . 49
1.6.1.2 Profil de densité raide . . . 49
1.6.2 Absorption collective . . . 49
1.6.2.1 Profil de densité doux : l'absorption résonante . . . 49
1.6.2.2 Profil de densité raide : le chauffage Brunel et le chauffage par la force d'Ampère . . . 50
1.6.3 Accélération des électrons par les ondes plasmas . . . 50
1.6.4 L'accélération directe d'électrons par l'onde laser . . . 52
1.6.5 Chauffage stochastique . . . 52
1.7 Conclusions . . . 53

La physique de l'interaction laser-plasma est un domaine extrêmement riche de par ses nombreuses applications et a suscité la publication de beaucoup d'ouvrages [129, 130] et de revues d'état de l'art [95, 96, 131, 132]. Le développement dans les années 1990 des installations laser utilisant l'amplification par dérive de fréquence (*Chirped Pulse Amplification* [40]) a permis d'augmenter la puissance des impulsions laser et donc l'intensité de rayonnement sur cible : $I_l\lambda_0^2 \sim 10^{18}$ W.cm^{-2}.μm^2. Lorsque l'onde laser atteint une telle intensité, les électrons oscillent avec une vitesse très proche de la vitesse de la lumière de sorte que leur mouvement doit être traité avec les équations relativistes du mouvement. Ce régime

d'interaction laser-plasma est donc appelé le *régime relativiste*. Ce chapitre vise à décrire les principales notions intervenant dans ce régime. Cette physique étant extrêmement riche, ce chapitre introductif se focalise sur les principaux phénomènes auxquels je me suis intéressé pendant cette thèse et ne peut évidemment pas être exhaustif.

1.1 Définition du champ laser

L'onde laser, dans une approche simplifiée, peut être considérée comme une onde plane de fréquence ω_0 et de vecteur d'onde k_0 se propageant dans le vide avec la vitesse c selon la direction x et polarisée dans le plan (Oyz). Son champ peut être exprimé, dans le vide, par le potentiel vecteur :

$$\vec{A}_{l,l}(x,t) = A_{0,l}\cos(k_0x - \omega_0 t)\,\vec{e}_y \qquad \text{polarisation linéaire (P)} \tag{1.1}$$

$$\vec{A}_{l,c}(x,t) = A_{0,c}\left(\cos(k_0x - \omega_0 t)\,\vec{e}_y \pm \sin(k_0x - \omega_0 t)\,\vec{e}_z\right) \qquad \text{polarisation circulaire} \tag{1.2}$$

où $A_{0,l}$ et $A_{0,c}$ correspondent aux amplitudes maximales du potentiel vecteur.

Il est très courant d'introduire le *potentiel vecteur normalisé* a_0 (appelé aussi *paramètre de force du laser*). Ce paramètre est égal au rapport de la quantité de mouvement que possède un électron dans le champ laser par l'impulsion caractéristique relativiste $m_e c$. Il est donc relié à l'amplitude du potentiel vecteur :

$$a_{0,l/c} \equiv \frac{p_e}{m_e c} = \frac{eA_{0,l/c}}{m_e c} \tag{1.3}$$

Les champs électriques et magnétiques s'écrivent en polarisation linéaire :

$$\vec{E}_{l,l}(x,t) = -A_{0,l}\omega_0\sin(k_0x - \omega_0 t)\,\vec{e}_y \tag{1.4}$$

$$\vec{B}_{l,l}(x,t) = -A_{0,l}k_0\sin(k_0x - \omega_0 t)\,\vec{e}_z \tag{1.5}$$

et en polarisation circulaire :

$$\vec{E}_{l,c}(x,t) = -A_{0,c}\omega_0\sin(k_0x - \omega_0 t)\,\vec{e}_y \pm A_{0,c}\omega_0\cos(k_0x - \omega_0 t)\,\vec{e}_z \tag{1.6}$$

$$\vec{B}_{l,c}(x,t) = \mp A_{0,c}k_0\cos(k_0x - \omega_0 t)\,\vec{e}_y - A_{0,c}k_0\sin(k_0x - \omega_0 t)\,\vec{e}_z \tag{1.7}$$

Le vecteur de Poynting de l'onde laser s'écrit alors :

$$\vec{P}_{l,l}(x,t) = \frac{A_{0,l}^2\omega_0 k_0}{\mu_0}\sin^2(k_0x - \omega_0 t)\,\vec{e}_x \qquad \text{polarisation linéaire (P)} \tag{1.8}$$

$$\vec{P}_{l,c}(x,t) = \frac{A_{0,c}^2\omega_0 k_0}{\mu_0}\,\vec{e}_x \qquad \text{polarisation circulaire} \tag{1.9}$$

L'intensité laser est définie comme la moyenne de la norme du vecteur de Poynting sur une période optique $I_l = \left\langle \left\| \vec{P}_l \right\| \right\rangle_{T_0}$, et est donc donnée par :

$$I_{l,l} = \frac{A_{0,l}^2\omega_0^2}{2\mu_0 c} \qquad \text{polarisation linéaire (P)} \tag{1.10}$$

$$I_{l,c} = \frac{A_{0,c}^2\omega_0^2}{\mu_0 c} \qquad \text{polarisation circulaire} \tag{1.11}$$

On peut transformer ces relations pour donner l'expression du potentiel vecteur normalisé en fonction de l'intensité laser et de la longueur d'onde :

$$a_{0,l} = \sqrt{\frac{e^2}{2\pi^2 m_e^2 c^5 \varepsilon_0} I_{l,l}\lambda_0^2} \approx 0.85\sqrt{I_{18}\lambda_{\mu\mathrm{m}}^2} \qquad \text{polarisation linéaire (P)} \tag{1.12}$$

$$a_{0,c} = \sqrt{\frac{e^2}{4\pi^2 m_e^2 c^5 \varepsilon_0} I_{l,c}\lambda_0^2} \approx 0.60\sqrt{I_{18}\lambda_{\mu\mathrm{m}}^2} \qquad \text{polarisation circulaire} \tag{1.13}$$

où I_{18} est l'intensité laser exprimée en 10^{18} W.cm^{-2} et $\lambda_{\mu\mathrm{m}}$ est la longueur d'onde exprimée en μm.

1.2 Mouvement relativiste d'un électron dans le champ d'une onde électromagnétique

Le mouvement d'un électron est régi par l'équation relativiste :

$$\frac{\mathrm{d}\vec{p}_e}{\mathrm{d}t} = -e(\vec{E} + \vec{v}_e \wedge \vec{B}) \tag{1.14}$$

où $\vec{p}_e = m_e \gamma \vec{v}$ est la quantité de mouvement l'électron et γ_e est son facteur relativiste donné par :

$$\gamma_e = \frac{1}{\sqrt{1 - v_e^2/c^2}}. \tag{1.15}$$

On a négligé dans l'équation (1.14), la force de frottement radiatif qui s'avère importante aux intensités lasers au delà de 10^{22} W.cm^{-2}, qui sont hors du régime considéré dans ce travail [133].

En utilisant les potentiels vecteurs et scalaire, l'équation du mouvement des électrons s'écrit :

$$\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}t}\left(\vec{p}_e - e\vec{A}\right) = e\vec{\nabla}\phi - e\left(\vec{\nabla}\vec{A}\right) \cdot \vec{v}_e \tag{1.16}$$

En l'absence de charges (c'est-à-dire dans le vide), et si l'électron est au repos avant l'arrivée de l'onde, on montre que

$$\vec{p}_{\perp,e} = e\vec{A} \qquad p_x = \frac{\vec{p}_{\perp,e}^{\,2}}{2m_e c} \qquad \gamma_e = 1 + \frac{\vec{a}_{l,l/c}^{\,2}}{2} \tag{1.17}$$

D'après le théorème de Lawson-Woodward, comme $\vec{p}_{\perp,e} = e\vec{A}$, l'électron ne peut pas gagner d'énergie grâce à une onde plane dans le vide car, comme cette onde a nécessairement une durée finie, l'électron va être décéléré et retrouver son impulsion initiale après le passage de cette onde. En revanche, lorsque l'onde laser interagit avec un plasma, composé d'électrons et d'ions lourds, elle peut créer du fait de son gradient d'intensité, des champs électrostatiques qui déphasent l'électron par rapport l'onde laser et lui permettent alors de gagner effectivement de l'énergie.

Notons également que ces équations restent identiques si on considère le mouvement d'un ion, à condition de faire les remplacements :

$$m_e \to m_i \qquad -e \to Ze \qquad a_{0,l/c} \to \frac{ZeA_{0,l/c}}{m_i c} \tag{1.18}$$

On calcule alors, que pour donner une énergie de 100 MeV à un proton dans le champ d'une onde laser, il faudrait une intensité d'environ 2.0×10^{24} W.cm^{-2}. Ces intensités sont hors de portée des installations laser actuelles. Nous allons toutefois voir que les processus collectifs ayant lieu lors de l'interaction d'une impulsion laser modérément relativiste avec un plasma peut produire des ions d'énergie comparable.

1.2.1 Force pondéromotrice

Lorsque une onde électrostatique ou électromagnétique présente une amplitude inhomogène en espace dans le plasma, elle produit une dérive des particules vers les zones où l'amplitude de l'onde est la plus faible. Ce mouvement de dérive s'ajoute alors au mouvement d'oscillation des électrons et des ions dans le champ de l'onde. La force qui produit cette dérive est appelée la *force pondéromotrice*.

Pour établir son expression, nous considérons d'abord le cas d'une onde électromagnétique $\vec{E}_{osc} = \vec{E}_0(\vec{r})\sin(\omega t - \vec{k}\cdot\vec{r})$ d'amplitude non relativiste se propageant dans un plasma homogène de densité $n_0 = n_\alpha$ [134, 135]. La vitesse de chaque espèce est alors la somme d'une vitesse moyenne et d'une vitesse d'oscillation dans le champ de l'onde :

$$\vec{u}_\alpha = \vec{u}_{\alpha,av} + \vec{u}_{\alpha,osc}. \tag{1.19}$$

On considère que la période d'oscillation $2\pi/\omega$ est très inférieure au temps caractéristique du mouvement du plasma et on se place dans l'approximation fluide. Le mouvement de l'espèce $\alpha = i, e$ est alors décrit par l'équation d'Euler :

$$m_\alpha\left(\frac{\partial \vec{u}_\alpha}{\partial t} + \left(\vec{u}_\alpha \cdot \vec{\nabla}\right)\vec{u}_\alpha\right) = q_\alpha\left(\vec{E} + \vec{u}_\alpha \wedge \vec{B}\right) - \frac{1}{n_\alpha}\vec{\nabla}P_\alpha \tag{1.20}$$

où n_α, $\vec{u}_\alpha$ et $P_\alpha = 3n_\alpha k_B T_\alpha$ sont respectivement la densité, la vitesse et la pression thermique de l'espèce fluide α. Dans cette équation, nous avons considéré un plasma isotrope et sans viscosité. Les collisions électron-ion ont également été négligées.

En ne conservant que les termes de premier ordre oscillant à la fréquence ω, l'équation (1.20) se réduit à :

$$m_\alpha \frac{\partial \vec{u}_{\alpha,osc}}{\partial t} \approx q_\alpha \vec{E}_0 \sin\left(\omega t - \vec{k}\cdot\vec{r}\right) \tag{1.21}$$

et a pour solution :

$$\vec{u}_{\alpha,osc} = -\frac{q_\alpha}{m_\alpha \omega}\vec{E}_0 \cos\left(\omega t - \vec{k}\cdot\vec{r}\right) \tag{1.22}$$

On obtient l'équation du mouvement lent du plasma en faisant la moyenne de l'équation (1.20) sur une période $2\pi/\omega$:

$$\begin{aligned} m_\alpha\left(\frac{\partial \vec{u}_{\alpha,av}}{\partial t} + \left(\vec{u}_{\alpha,av}\cdot\vec{\nabla}\right)\vec{u}_{\alpha,av}\right) =& q_\alpha\left(\vec{E}_{av} + \vec{u}_{\alpha,av}\wedge\vec{B}_{av}\right) - \frac{1}{n_\alpha}\vec{\nabla}P_\alpha \\ & - m_\alpha\left\langle\left(\vec{u}_{\alpha,osc}\cdot\vec{\nabla}\right)\vec{u}_{\alpha,osc}\right\rangle + q_\alpha\left\langle\vec{u}_{\alpha,osc}\wedge\vec{B}_{osc}\right\rangle \end{aligned} \tag{1.23}$$

Les deux derniers termes du membre de droite correspondent à la force pondéromotrice. Ces termes décrivent la contribution oscillante due aux champs des ondes dans le mouvement moyen. En incluant l'expression du champ magnétique $\vec{B}_{osc} = \frac{1}{\omega}\vec{\nabla}\wedge\vec{E}_0\cos(\omega t - \vec{k}\cdot\vec{r})$, obtenue par l'équation de Faraday, dans cette expression, on obtient l'expression de la force pondéromotrice :

$$\vec{F}_p = -\frac{q_\alpha^2}{4m_\alpha\omega^2}\vec{\nabla}\left|\vec{E}_0\right|^2 = -\vec{\nabla}U_p \tag{1.24}$$

où $U_p = q_\alpha^2|\vec{E}_0|^2/4m_\alpha\omega^2$ est le potentiel pondéromoteur. Cette quantité correspond à l'énergie moyenne d'oscillation des particules dans le champ laser.

L'expression (1.24) montre que la force pondéromotrice est indépendante du signe de la charge des particules et inversement proportionnelle à leur masse. Pour cette raison, cette force agit préférentiellement sur les électrons plus légers et les pousse vers les zones de basse intensité. On peut lui associer une pression $n_0 U_p$ qui s'ajoute à la pression thermique P_α des particules. Les électrons sont donc expulsés des zones de haute pression thermique et de haute intensité d'onde.

Lorsque le plasma est peu dense, et les particules modérément relativistes, l'expression de la force pondéromotrice peut-être généralisée au cas des ondes d'amplitudes relativistes [136] :

$$\vec{f}_p = -\frac{q_\alpha^2}{2\langle\gamma_\alpha\rangle m_\alpha}\vec{\nabla}\langle A^2\rangle \tag{1.25}$$

où $\langle\gamma\rangle$ est le facteur relativiste moyen des particules

$$\langle\gamma_\alpha\rangle = \sqrt{1 + \frac{\langle p_\alpha\rangle^2 + q_\alpha^2\langle A^2\rangle}{m_\alpha^2 c^2}} \tag{1.26}$$

Cette force peut également s'écrire sous la forme :

$$\vec{f}_p = -m_\alpha c^2\vec{\nabla}\langle\gamma_\alpha\rangle \tag{1.27}$$

1.3 Ondes électromagnétiques et électrostatiques dans un plasma

Nous considérons maintenant la propagation d'ondes électromagnétiques et électrostatiques dans un plasma homogène et isotrope. Les équations de Gauss et d'Ampère dans la jauge de Coulomb ($\vec{\nabla}\cdot\vec{A} = 0$) s'écrivent [137] :

$$\Delta\phi + \frac{\rho}{\varepsilon_0} = 0 \qquad\qquad \Delta\vec{A} - \frac{1}{c^2}\frac{\partial^2\vec{A}}{\partial t^2} + \mu_0\vec{j} - \frac{1}{c^2}\vec{\nabla}\left(\frac{\partial\phi}{\partial t}\right) = 0 \tag{1.28}$$

L'onde électromagnétique qui se propage dans le plasma selon l'axe Ox est une onde transverse (le vecteur $\vec{A} = \vec{A}_\perp$ n'a pas de composante selon Ox). Nous reprenons les équations (1.28) en séparant

les composantes transverse et parallèle (à l'axe de propagation de l'onde laser) du courant électronique $\vec{j} = j_x \vec{e}_x + \vec{j}_\perp$. Les équations de Maxwell-Gauss et de Maxwell-Ampère s'écrivent alors :

$$\Delta\phi + \frac{\rho}{\varepsilon_0} = 0 \qquad\qquad \Delta\vec{A}_\perp - \frac{1}{c^2}\frac{\partial^2\vec{A}_\perp}{\partial t^2} + \mu_0\vec{j}_\perp = 0 \tag{1.29}$$

Dans la direction transverse, l'équation (1.16) conduit toujours, pour un plasma froid, à $\vec{p}_{e,\perp} = e\vec{A}_\perp$. Ainsi, il vient :

$$\vec{j}_{e,\perp} = -en_e\vec{v}_{e,\perp} = -en_e\frac{\vec{p}_{e,\perp}}{\gamma_e m_e} = -\frac{e^2 n_e}{m_e}\frac{\vec{A}_\perp}{\gamma_e} = -\varepsilon_0\omega_{pe0}^2\frac{\vec{A}_\perp}{\gamma_e} \tag{1.30}$$

où $\omega_{pe0} = \sqrt{n_{e0}e^2/m_e\varepsilon_0}$ est la fréquence plasma électronique et $\gamma_e = \sqrt{1+\vec{a}^2}$ est le facteur relativiste d'un électron oscillant transversalement dans le champ laser. Ce cas d'oscillation dans le plasma doit être distingué de celui où l'électron se trouve dans le vide (section 1.2). Ici, le mouvement longitudinal de l'électron est compensé par le potentiel ϕ de séparation de charges et son facteur de Lorentz s'écrit simplement $\gamma_e = \sqrt{1+\vec{p}_\perp^{\,2}/m_e^2c^2}$. Son énergie cinétique est alors limitée par le potentiel pondéromoteur :

$$U_p = m_e c^2\left(\sqrt{1+a_0^2} - 1\right) \tag{1.31}$$

Nous introduisons l'expression du courant (1.30) dans les équations (1.29), ce qui permet d'obtenir :

$$\Delta\vec{A}_\perp - \frac{1}{c^2}\frac{\partial^2\vec{A}_\perp}{\partial t^2} = \frac{\omega_{pe0}^2}{\gamma_e c^2}\vec{A}_\perp \tag{1.32}$$

dans le plan transverse, et :

$$\frac{\mathrm{d}p_x}{\mathrm{d}t} = e\frac{\partial\phi}{\partial x} - \frac{e^2}{2m_e\gamma_e}\frac{\partial A_\perp^2}{\partial x} - \frac{1}{n_e}\nabla P_e \tag{1.33}$$

selon l'axe (Ox).

L'équation (1.32) ne possède de solutions simples que pour une onde polarisée circulairement[1] (1.2). Pour de telles ondes, en injectant la formule (1.2) dans l'équation (1.32), avec $P_e = 0$ ou $e\frac{\partial\phi}{\partial x} = \frac{1}{n_e}\frac{\partial P_e}{\partial x}$, on obtient la relation de dispersion suivante :

$$D_{em}(\omega_0, k_0) = \omega_0^2 - c^2k_0^2 - \frac{\omega_{pe0}^2}{\gamma_e} = 0 \tag{1.34}$$

Cette relation de dispersion pour les ondes électromagnétiques s'écrit aussi $\varepsilon(\omega_0) = N^2$ où $\varepsilon(\omega_0)$ est la permittivité diélectrique relative et $N = ck_0/\omega_0$ est l'indice de réfraction :

$$\varepsilon(\omega_0) = 1 - \frac{\omega_{pe0}^2}{\gamma_e\omega_0^2} \qquad\qquad N(\omega_0) = \sqrt{1 - \frac{\omega_{pe0}^2}{\gamma_e\omega_0^2}}. \tag{1.35}$$

La relation (1.34) permet également d'établir les expressions de la vitesse de phase $\vec{v}_\phi(\vec{k})$ et de la vitesse de groupe $\vec{v}_g(\vec{k})$ de l'onde électromagnétique :

$$\vec{v}_\phi(\vec{k}) \equiv \frac{\omega\vec{k}}{k^2} = c\left(1 - \frac{\omega_{pe0}^2}{\gamma_e\omega_0^2}\right)^{-1/2}\vec{u} \tag{1.36}$$

$$\vec{v}_g(\vec{k}) \equiv \frac{\partial\omega}{\partial\vec{k}} = c\left(1 - \frac{\omega_{pe0}^2}{\gamma_e\omega_0^2}\right)^{1/2}\vec{u} \tag{1.37}$$

où $\vec{u} = \vec{k}/k = \vec{e}_x$ est le vecteur unitaire orienté dans le sens de propagation de l'onde.

Lorsque l'onde électromagnétique est d'amplitude non relativiste et donc que les électrons ont un mouvement d'oscillation classique ($\gamma_e - 1 \approx 0$), on retrouve bien sûr la relation de dispersion :

$$\omega_0^2 = c^2k_0^2 + \omega_{pe0}^2 \tag{1.38}$$

1. Pour une telle onde, les quantités A^2 et γ_e sont constantes.

et les expressions des vitesse de phase v_ϕ et de groupe v_g :

$$v_\phi = c(1-\omega_{pe0}^2/\omega_0^2)^{-1/2} \qquad v_g = c(1-\omega_{pe0}^2/\omega_0^2)^{1/2} \tag{1.39}$$

des ondes électromagnétiques. La vitesse de groupe, qui est la vitesse de transport de l'énergie de l'onde électromagnétique, diminue lorsque la densité électronique augmente, jusqu'à s'annuler lorsque la densité n_{e0} devient égale à la densité de coupure :

$$n_c = \frac{m_e \varepsilon_0 \omega_0^2}{e^2}. \tag{1.40}$$

Si $n_{ne0} > n_c$, l'onde électromagnétique ne peut plus se propager dans le plasma et le nombre d'onde k_0 devient un nombre imaginaire pur. L'onde ne pénètre dans le plasma que sous forme d'une onde évanescente (fonction exponentielle décroissante) caractérisée par une longueur de peau $l_p \approx c/\omega_{pe0}$.

En revanche, lorsque une onde électromagnétique a une amplitude relativiste, la densité de coupure dépend de l'énergie d'oscillation des électrons dans le champ de l'onde et s'écrit :

$$n_{c,rel} = \gamma_e n_c \tag{1.41}$$

Une telle onde peut donc se propager dans un plasma de densité électronique supérieure à la densité de coupure n_c considérée classiquement. Ce phénomène porte le nom de transparence induite par effet relativiste (*Relativsitic self-induced transparency*) [138, 139]. Physiquement, lorsque les électrons oscillent dans le champ de l'onde électromagnétique de façon relativiste, le courant électronique sature et ne compense plus le courant de déplacement de l'onde. Cela permet la propagation de l'onde dans un plasma sur-dense du point de vue classique. On peut aussi dire que l'oscillation relativiste des électrons entraîne une augmentation de leur masse (inertielle) et donc une diminution de la fréquence plasma électronique qui vaut alors

$$\omega_{pe,rel} = \frac{\omega_{pe0}}{\sqrt{\gamma}}. \tag{1.42}$$

Ces effets de transparence induite et de diminution de la fréquence plasma électronique effective seront d'une grande importance dans toute la suite du manuscrit.

D'autre part, l'équation (1.33) en combinaison avec l'équation de continuité et l'équation de Poisson donne l'équation de dispersion des ondes plasma électroniques (appelées aussi *ondes de Langmuir*) dans un plasma sans collision, dans la limite $k_{pe}\lambda_{De} \ll 1$:

$$D_{pe} = \omega_{pe}^2 - \omega_{pe0}^2\left(1 + 3k_{pe}^2\lambda_{De}^2\right) = 0 \tag{1.43}$$

Les vitesses de phase et de groupe de l'onde plasma sont alors données par :

$$v_\phi(k_{pe}) = \frac{\omega_{pe}}{k_{pe}} \approx \frac{\omega_{pe0}}{k_{pe}} \tag{1.44}$$

$$v_g(k_{pe}) = 3\frac{k_{pe}v_{th,e}^2}{\omega_{pe}} \tag{1.45}$$

Ces relations nous permettent de faire deux remarques. D'abord, contrairement au cas des ondes électromagnétiques dont la vitesse de phase est supérieure à c, les ondes plasma peuvent interagir de façon résonante avec les particules du plasma et par conséquent échanger de l'énergie avec elles (voir section 1.6.3). Enfin, lorsque les électrons sont chauds, les ondes plasmas ont une vitesse de groupe non nulle leur permettant de transporter de l'énergie. Cette vitesse de groupe est cependant inférieure à la vitesse thermique des électrons.

Lorsque le plasma est froid et que les électrons oscillent dans le champ de l'onde électromagnétique, la relation de dispersion (1.43) des ondes plasmas électroniques s'écrit simplement :

$$D_{pe} = \omega_{pe}^2 - \frac{\omega_{pe0}^2}{\gamma_e} = 0 \tag{1.46}$$

où γ_e est le facteur relativiste des électrons.

Les ondes acoustiques ioniques [134] ont une fréquence beaucoup plus basse que celle des électrons et leur relation de dispersion, dans la limite $\omega_{ai} \ll k_{ai} v_{the}$, s'écrit :

$$\omega_{ai}^2 = \frac{k_{ai}^2 c_s^2}{1 + k_{ai}^2 \lambda_{De}^2} + 3 k_{ai}^2 v_{ti}^2 \tag{1.47}$$

où $c_s = \sqrt{Z k_B T_e / m_i}$ est la vitesse acoustique ionique. La vitesse de phase de ces ondes est petite devant la vitesse thermique des électrons et grande devant la vitesse thermique des ions.

Les ondes plasmas peuvent subir un amortissement lorsque des particules du plasma entrent en résonance[2] avec l'onde. Cela se produit lorsque ces particules se propagent à une vitesse proche de la vitesse de phase de l'onde. C'est l'*amortissement Landau* [140, 141] (voir aussi section 1.6.3).

Le taux d'amortissement des ondes de Langmuir est donné par [135] :

$$\gamma_{Lpe} = \sqrt{\frac{\pi}{8}} \frac{\omega_{pe}}{k_{pe}^3 \lambda_{De}^3} \exp\left(-\frac{3}{2} - \frac{1}{2 k_{pe}^2 \lambda_{De}^2} \right) \tag{1.48}$$

Cet amortissement croît fortement avec le nombre d'onde k_{pe} et devient comparable à ω_{pe} pour $k_{pe}\lambda_{De} \sim 0.4$. Cet amortissement est absent pour les grandes longueurs d'ondes ($k_{pe} \to 0$) où les électrons ont une vitesse trop faible par rapport à la vitesse de phase. Pour les petites longueurs d'onde, la vitesse de phase des ondes de Langmuir devient comparable à la vitesse thermique des électrons ce qui provoque leur amortissement : la relation (1.48) n'est alors plus valable.

Le taux d'amortissement des ondes acoustiques ioniques, dans la limite $k\lambda_{De} \ll 1$ et $ZT_e/T_i > 4$, est donné par [135] :

$$\gamma_{Lpi} = \sqrt{\frac{\pi}{8}} k_{ai} v_s \left(\frac{\omega_{pi0}}{\omega_{pe0}} + \left(\frac{v_s}{v_{ti}} \right)^3 \mathrm{e}^{-v_s^2/2v_{ti}^2} \right) \tag{1.49}$$

Cet amortissement comprend à la fois la contribution des électrons et des ions. Cette relation n'est plus valable lorsque la température des ions est trop élevée, les ondes acoustiques ioniques sont alors très amorties.

1.4 Instabilités paramétriques et cinétiques

Dans le régime relativiste, mais aussi classique, les équations décrivant l'évolution des ondes électrostatiques et électromagnétiques à l'intérieur d'un plasma sont couplées par des termes non-linéaires : facteur relativiste γ_e, courants électroniques, force pondéromotrice,... Par exemple lors de la présence de deux ondes électromagnétiques $(\omega_1, \vec{k}_1)$ et $(\omega_2, \vec{k}_2)$ dans le plasma, la force pondéromotrice qui leur est associée peut produire un couplage entre ces ondes et conduire à l'excitation d'une onde électrostatique de mode $(\omega_1 \pm \omega_2, \vec{k}_1 \pm \vec{k}_2)$. Si, de plus, cette onde vérifie la relation de dispersion qui lui est associée $D(\omega, k) = 0$, ce couplage est résonant et permet un transfert important de l'énergie des ondes (1) et (2) vers l'onde électrostatique. Ce phénomène de couplage entre les ondes présentes dans le plasma correspond aux *instabilités paramétriques* [101-103]. Ces instabilités apparaissent pour des irradiances laser $I_l \lambda_0^2 \geqslant 10^{14}$ W.μm^2.cm^{-2}. Elles peuvent permettre la production d'électrons supra-thermiques et entraîner des taux de rétro-diffusion importants de l'impulsion laser incidente. Elles sont ainsi, depuis plusieurs décennies, un sujet majeur de recherche en interaction-laser-plasma, notamment dans le cadre de la fusion par confinement inertiel [30, 129, 142].

1.4.1 Généralités sur les instabilités paramétriques

On distingue deux grands types d'instabilités paramétriques :

— les *instabilités paramétriques de désintégration* ("*decay parametric instabilities*") : couplage résonant à trois ondes,

— et les *instabilités paramétriques modulationnelles* ("*modulation parametric instabilities*") : couplage non résonant à quatre ondes.

2. À noter que l'amortissement des ondes plasmas peut aussi provenir des collisions électron-ions.

1.4.1.1 Instabilités de désintégration

Les *instabilités de désintégration* correspondent à un couplage résonant à trois ondes. Une onde $(\omega_0, \vec{k_0})$ de grande fréquence se couple avec une onde de basse fréquence $(\omega_1, \vec{k_1})$ présente dans le plasma (par exemple du fait du bruit thermique) et ainsi excite une deuxième onde $(\omega_2, \vec{k_2})$ telle que :

$$\omega_0 = \omega_1 + \omega_2 \qquad \vec{k}_0 = \vec{k}_1 + \vec{k}_2 \tag{1.50}$$

Cette onde $(\omega_2, \vec{k_2})$, qui correspond au mode *Stokes*, peut elle-même se coupler avec l'onde pompe $(\omega_0, \vec{k_0})$ et donc renforcer l'onde $(\omega_1, \vec{k_1})$. Ces ondes filles (1) et (2) doivent également vérifier leur propre relation de dispersion

$$D(\omega_{1,2}, \vec{k}_{1,2}) = 0 \tag{1.51}$$

ce qui explique qu'on parle de *couplage résonant*. Ce phénomène de rétroaction des ondes filles vers l'onde mère est instable et conduit à la croissance exponentielle des ondes filles (1) et (2) au détriment de l'onde pompe $(\omega_0, \vec{k_0})$. Selon que cette croissance exponentielle se fait en temps ou en espace, on peut distinguer les instabilités :

— de nature *absolue* : en chaque point, la perturbation croit de façon exponentielle.

— ou de nature *convective* : en chaque point, la perturbation disparaît aux temps longs mais croît de façon exponentielle au cours de sa propagation. Comme dans la pratique, les milieux plasmas sont de taille finie, aucune instabilité ne peut subir un développement infini, on parle d'instabilité convective lorsque l'amplification de la perturbation se fait spatialement.

Parmi ces instabilités de désintégration, on peut citer : la diffusion Raman stimulée, la diffusion Brillouin stimulée, l'instabilité à deux plasmons.

1.4.1.2 Instabilités modulationnelles

Les *instabilités modulationnelles* correspondent à un couplage non résonant à quatre ondes. L'onde mère se couple d'abord avec une perturbation de basse fréquence $(\omega_1, \vec{k_1})$ ce qui fait apparaître deux autres ondes :

— une onde correspondant au mode *Stokes* $(\omega_0 - \omega_1, \vec{k_0} - \vec{k_1})$,

— une onde correspondant au mode *anti-Stokes* $(\omega_0 + \omega_1, \vec{k_0} + \vec{k_1})$

L'onde pompe et les ondes Stokes et anti-Stokes sont toutes les trois de hautes fréquences et résonantes car elles vérifient chacune leur relation de dispersion $D(\omega_\alpha, \vec{k}_\alpha) = 0$. En revanche, la perturbation de basse fréquence $(\omega_1, \vec{k_1})$ ne vérifie pas sa propre relation de dispersion : $D(\omega_1, \vec{k}_1) \neq 0$ et n'est donc pas résonante.

Parmi ces instabilités, on peut citer : l'instabilité modulationnelle relativiste, l'instabilité de filamentation, l'auto-focalisation.

1.4.2 Description de quelques instabilités

Les instabilités paramétriques qui peuvent apparaître lors de l'interaction d'une impulsion laser avec un plasma sont nombreuses. Il n'est donc pas question ici d'en donner une liste exhaustive. On se contente de décrire celles que nous sommes susceptibles de rencontrer dans le régime d'interaction qui nous intéresse.

1.4.2.1 Diffusion Raman stimulée

La diffusion Raman spontanée a été originellement découverte dans les années 1920 dans les milieux solides [3] par un physicien indien, C. V. Raman. On a plus tard donné son nom à ce processus. Dans les plasmas, on parle de *diffusion Raman stimulée* (SRS pour *Stimulated Raman Scattering*). C'est la diffusion spontanée amplifiée par une rétro-action. Cette instabilité correspond au couplage d'une onde électromagnétique de grande amplitude $(\omega_0, \vec{k_0})$ avec une onde plasma électronique $(\omega_{pe}, \vec{k}_{pe})$ et une seconde

3. La diffusion Raman découverte originellement correspond à la diffusion de la lumière dans les milieux solides transparents par des phonons optiques.

onde électromagnétique diffusée $(\omega_s, \vec{k_s})$ (mode Stokes) telle que :

$$\omega_0 = \omega_{pe} + \omega_s \tag{1.52}$$
$$\vec{k}_0 = \vec{k}_{pe} + \vec{k}_s \tag{1.53}$$

Physiquement, l'onde laser en se propageant dans le plasma est diffusée par une perturbation de densité électronique δn_e de fréquence ω_{pe}. Cela génère un courant électronique $\vec{j} = -e\delta n_e \vec{v}_{osc}$ qui diffuse l'onde électromagnétique à la fréquence $\omega_s = \omega_0 - \omega_{pe}$. La force pondéromotrice associée au champ électrique total de l'onde laser et de l'onde diffusée crée à son tour une modulation de densité à la fréquence de battement. Si cette modulation de densité est en phase avec la modulation initiale, le système devient instable.

On rappelle dans cette section, l'analyse du développement linéaire de cette instabilité dans un plasma homogène de densité n_0 [129]. Les ions sont considérés comme fixes et jouent le rôle de milieu neutralisant. Les électrons oscillent de façon non relativiste dans le champ de l'onde laser avec la vitesse $\vec{u}_{e,\perp} = e\vec{A}_\perp / m_e$.

L'équation d'Ampère (1.29) dans cette limite classique, nous permet d'obtenir l'équation de propagation des ondes électromagnétiques dans le plasma :

$$\left(\Delta - \frac{1}{c^2}\frac{\partial^2}{\partial t^2}\right)\vec{A}_\perp = \frac{e^2\mu_0}{m_e} n_e \vec{A}_\perp \tag{1.54}$$

D'autre part, l'équation d'Euler électronique et l'équation de continuité s'écrivent :

$$\frac{\partial u_x}{\partial t}\vec{e}_x = \frac{e}{m_e}\vec{\nabla}\phi - \frac{1}{2}\vec{\nabla}\left(u_x\vec{e}_x + \frac{e\vec{A}_\perp}{m_e}\right)^2 - \frac{3v_{th,e}^2}{n_e}\vec{\nabla}n_e \tag{1.55}$$
$$\frac{\partial n_e}{\partial t} = -\vec{\nabla}\cdot(n_e\vec{u}_e) \tag{1.56}$$

On réalise alors une analyse perturbative de ces équations en supposant que le plasma est soumis à une perturbation de densité électronique n_{e1} et à la présence d'une onde diffusée $\vec{A}_s$ telle que :

$$\begin{aligned} n_e &= n_{e0} + n_{e1} & n_{e1} &\ll n_{e0} \\ \vec{A}_\perp &= \vec{A}_l + \vec{A}_s & A_s &\ll A_l \\ u_x &= u_1 & u_1 &\ll eA_\perp/m_e \\ \phi &= \phi_1 & \phi_1 &\ll m_e c \end{aligned} \tag{1.57}$$

Les équations linéarisées où l'on a éliminé les termes de second ordre et utilisé l'équation de continuité dans l'équation d'Euler, s'écrivent :

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial t^2} + \omega_{pe0}^2 - c^2\frac{\partial^2}{\partial x^2}\right)\vec{A}_s = -\omega_{pe0}^2\frac{n_{e1}}{n_{e0}}\vec{A}_l \tag{1.58}$$
$$\left(\frac{\partial^2}{\partial t^2} + \omega_{pe0}^2 - 3v_{th,e}^2\frac{\partial^2}{\partial x^2}\right)n_{e1} = \frac{n_{e0}e^2}{m_e^2}\Delta\left(\vec{A}_l\cdot\vec{A}_s\right) \tag{1.59}$$

La première équation décrit la production d'ondes électromagnétiques diffusées par le courant transverse. La deuxième équation décrit la génération de fluctuations de densités par le battement des ondes électromagnétiques.

On recherche les solutions de ce système dans l'espace de Fourier sous la forme d'ondes planes $\vec{A}_s, n_{e1} \propto \mathrm{e}^{\mathrm{i}(kx-\omega t)}$ ce qui permet d'obtenir l'équation de dispersion suivante :

$$D_{pe}(\omega,k) = \frac{k^2\omega_{pe0}^2 u_{e,\perp}^2}{4}\left(\frac{1}{D_{em}(\omega-\omega_0,k-k_0)} + \frac{1}{D_{em}(\omega+\omega_0,k+k_0)}\right) \tag{1.60}$$

où l'on a éliminé les termes $f\,(k \pm 2k_0, \omega \pm 2\omega_0)$ considérés comme non-résonants. On a également introduit dans cette relation les équations de dispersion $D_{em}(\omega,k)$ des ondes électromagnétiques et $D_{pe}(\omega,k)$ des ondes plasmas qui sont respectivement définies par :

$$D_{em}(\omega,k) = \omega^2 - \omega_{pe0}^2 - k^2c^2 \tag{1.61}$$
$$D_{pe}(\omega,k) = \omega^2 - \omega_{pe0}^2 - 3v_{th,e}^2k^2. \tag{1.62}$$

L'équation de dispersion (1.60) se simplifie d'avantage en éliminant le mode $(\omega+\omega_0, k+k_0)$ (mode anti-Stokes) considéré comme non-résonant [4] :

$$D_{em}(\omega-\omega_0, k-k_0)D_{pe}(\omega,k) = \frac{k^2\omega_{pe0}^2 u_{e,\perp}^2}{4} \tag{1.63}$$

Pour déterminer le taux de croissance de l'instabilité, on recherche alors les solutions de l'équation de dispersion en supposant que les ondes plasmas et électromagnétiques diffusées sont résonantes, c'est-à-dire que $D(\omega-\omega_0, k-k_0) \approx 0$ et que $D_p(\omega,k) \approx 0$. En posant alors $\omega = \omega_{pe0}^2 - 3v_{th,e}^2k^2 + \mathrm{i}\Gamma$, on obtient le taux de croissance maximal de l'instabilité Raman :

$$\Gamma_{SRS,0} = \frac{kv_{os}}{4}\sqrt{\frac{\omega_{pe0}}{\omega_0-\omega_{pe0}}} \tag{1.64}$$

où est le vecteur d'onde k est donné par :

$$k = k_0 \pm \frac{\omega_0}{c}\sqrt{1-2\frac{\omega_{pe0}}{\omega_0}} \tag{1.65}$$

Le signe $\pm$ dans cette expression distingue respectivement le cas de la diffusion vers l'arrière (signe $+$, *rétro-diffusion*) de la diffusion vers l'avant (signe $-$, *anté-diffusion*). Ces deux relations font ainsi apparaître que la rétro-diffusion Raman est celle qui a le taux de croissance le plus fort, et qui va donc être prépondérante pendant l'interaction.

Il faut noter que l'expression (1.64) du taux de croissance de l'instabilité SRS a été obtenu en ne tenant pas compte de l'amortissement des ondes excitées. Or cet amortissement peut empêcher le développement de l'instabilité. La nouvelle expression du taux de croissance qui tient compte de cet amortissement est alors donnée par :

$$\Gamma_{SRS} = -\frac{\nu_{pe}+\nu_s}{2} + \sqrt{\frac{(\nu_{pe}-\nu_s)^2}{4}+\Gamma_{SRS,0}} \tag{1.66}$$

où ν_{pe} et ν_s sont respectivement les taux d'amortissement de l'onde plasma et de l'onde électromagnétique diffusée. Pour que la diffusion Raman stimulée apparaisse, il faut donc que le taux Γ_{SRS} soit supérieur à un seuil donné par :

$$\Gamma_{SRS,0} > \sqrt{\nu_{pe}\nu_s} \tag{1.67}$$

Comme on l'a dit plus haut dans la description des instabilités de désintégration, l'instabilité SRS peut à priori avoir un régime de développement absolu ou convectif [103]. Dans le dernier cas, le maximum de la perturbation croît en temps et en espace, ce qui demande de définir en plus du taux de croissance temporel Γ, un taux de croissance spatial donné par (pour $\nu_s/v_{g,s} \gg \nu_{pe}/v_{g,pe}$) :

$$\kappa_{SRS} = \frac{\Gamma_{SRS,0}^2 - \nu_{pe}\nu_s}{\nu_s|v_{g,pe}|} \tag{1.68}$$

où $v_{g,pe}$ est la vitesse de groupe de l'onde plasma.

En régime non relativiste, les ondes plasma électronique et électromagnétique excitées ont une fréquence supérieure à la fréquence plasma au repos :

$$\omega_{pe}, \omega_s > \omega_{pe0} \tag{1.69}$$

Ainsi cette instabilité ne peut se produire que dans les plasmas dont la densité est inférieure à $n_c/4$ (voir relation (1.65)). Par ailleurs, pour des densités plasma inférieures à $0.01n_c$, la longueur d'onde plasma devient très faible et l'amortissement Landau empêche le développement de l'instabilité SRS.

Soulignons enfin que l'analyse précédente décrit le développement linéaire de l'instabilité SRS. Si celle-ci montre une croissance exponentielle de l'amplitude des ondes filles, cette évolution n'est pas infinie. Des processus non linéaires vont devenir prépondérants et limiter le développement de l'instabilité qui va atteindre un régime de *saturation*. Ces processus peuvent être de différente nature :

— amortissement de l'onde pompe ;
— effets cinétiques non linéaires qui changent les taux d'amortissement des ondes filles ou détruisent les conditions de résonance (1.50) [143, 144] ;

4. En réalité, dans le cas de la diffusion Raman vers l'avant ($\omega \ll \omega_0$, $k \ll k_0$), le terme anti-Stokes n'est pas négligeable. Dans le cas du régime (relativiste) qui nous intéresse, les termes Stokes et anti-Stokes seront pris en compte : voir section 1.4.3.1.

1.4.2.2 La diffusion Brillouin stimulée

Dans la *diffusion Brillouin stimulée*[5] (SBS pour *Stimulated Brillouin Scattering*), l'onde électromagnétique $(\omega_0, \vec{k_0})$ se couple à une onde acoustique ionique $(\omega_{ai}, \vec{k}_{ai})$ et à une seconde onde électromagnétique diffusée $(\omega_s, \vec{k_s})$ (mode Stokes) telle que :

$$\omega_0 = \omega_{ai} + \omega_s \tag{1.70}$$
$$\vec{k}_0 = \vec{k}_{ai} + \vec{k}_s \tag{1.71}$$

Comme la fréquence des ondes ioniques est très faible en comparaison de celle des ondes électromagnétiques, on a $\omega_s \approx \omega_0$. Ainsi, cette instabilité peut se produire sur toute la distance où l'onde laser peut se propager c'est-à-dire jusqu'à ce que la densité électronique atteigne la densité critique. Les modulations ioniques excitées par cette instabilité peuvent produire une rétrodiffusion très importante (voire totale) de l'onde laser, ce qui a fait de cette instabilité un objet majeur d'étude dans le contexte de la FCI.

Il est possible de réaliser le même type de développement analytique que pour le cas de la diffusion Raman stimulée en considérant cette fois-ci le cas où l'onde électrostatique est une onde acoustique ionique de basse fréquence. On obtient une équation de dispersion pour cette onde qui permet de donner le taux de croissance de la rétro-diffusion Brillouin ainsi que la fréquence de l'onde acoustique ionique excitée dans le cas du régime faiblement couplé ($\Gamma \ll k_0 c_s$) [135],

$$\Gamma_{SBS,0} = \frac{\omega_{pi0} v_{os}}{2\sqrt{2}c}\left(1 - \frac{\omega_{pe0}^2}{\omega_0^2}\right)^{1/4} \qquad \omega = k c_s \tag{1.72}$$

et du régime fortement couplé ($\Gamma \gg k c_s$) :

$$\Gamma_{SBS,0} = \frac{\sqrt{3}}{2}\left(\frac{k_0^2 v_{os}^2 \omega_{pi0}^2}{2\omega_0}\right)^{1/3} \qquad \omega = k c_s + \frac{1}{2}\left(\frac{k_0^2 v_{os}^2 \omega_{pi0}^2}{2\omega_0}\right)^{1/3} \tag{1.73}$$

Cette instabilité ne peut se développer que si le taux de croissance $\Gamma_{SBS,0}$ est tel que :

$$\Gamma_{SBS,0} > \sqrt{\nu_0 \nu_{ai}} \tag{1.74}$$

où ν_0 et ν_{ai} sont respectivement les taux d'amortissement des ondes électromagnétiques et des ondes acoustiques ioniques.

1.4.2.3 L'instabilité modulationnelle

Les ondes de Langmuir, les ondes acoustiques et les ondes électromagnétiques peuvent subir une modulation longitudinale de leur amplitude au cours de leur propagation. Cela est dû au développement de l'instabilité modulationnelle.

L'instabilité modulationnelle relativiste (RMI pour *Relativistic modulationnal instability*) [108, 145] correspond à un couplage non résonant à quatre ondes entre l'onde laser, une perturbation électronique de basse fréquence ($\omega_{pe} \ll \omega_{pe0}^2/\omega_0$, $k_{pe}^2 \ll k_0^2$) et deux ondes électromagnétiques correspondant aux modes Stokes et anti-Stokes. Cette instabilité conduit à l'apparition d'une modulation[6] longitudinale (i.e. dans la direction de propagation) de l'amplitude de l'onde (mère) dans le plasma. L'analyse de cette instabilité s'effectue de façon analogue à ce qui a été présenté dans la section 1.4.2.1, c'est-à-dire par une linéarisation des équations de propagation des ondes électromagnétiques dans le plasma avec la présence d'une perturbation électronique (où $\vec{k}_{pe} \parallel \vec{k}_0$). On conserve cette fois-ci les termes relativistes en v_e/c et on considère la présence de deux ondes électromagnétiques en plus de l'onde pompe [108]. La résolution de l'équation de dispersion obtenue donne le taux de croissance (temporel) maximal et le nombre d'onde associé :

$$\Gamma_{RMI,0} = \frac{\omega_{pe0}^2}{4\omega_0} a_0^2 q \qquad k_{pe} = \frac{\omega_0}{c} a_0 \sqrt{\frac{q}{2}} \tag{1.75}$$

5. Comme la diffusion Raman, la diffusion Brillouin a originellement été découverte dans les solides avant d'être mise en évidence dans les plasmas. Elle a été prédite théoriquement par Léon Brillouin en 1914 puis découverte expérimentalement par Leonid Mandelstam quatorze ans plus tard.

6. Cette modulation est le résultat de la superposition de l'amplitude de l'onde mère et des deux ondes électromagnétiques Stokes et anti-Stokes

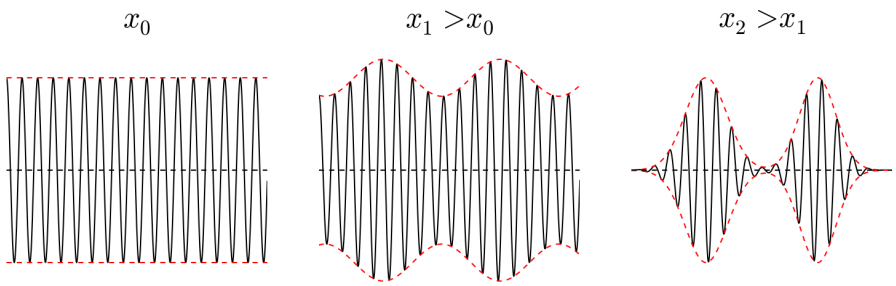


FIGURE 1.1: Schéma de l'instabilité modulationnelle pour une onde plane. D'après [150].

où $q = \frac{3}{4} - \frac{\omega_0^2 - \omega_{pe0}^2}{4\omega_0^2 - \omega_{pe0}^2}$. Le taux de croissance spatial maximal est donné par :

$$\kappa_{RMI} = \frac{\Gamma_{RMI,0}}{v_g}. \tag{1.76}$$

La figure 1.1 montre schématiquement la modulation subie par l'onde électromagnétique au cours de sa propagation dans le plasma. L'instabilité modulationnelle apparaît dans bien d'autres domaines que la physique des plasmas [146]. Et si elle est suffisamment forte elle peut couper une onde plane en un train de solitons enveloppes [147, 148]. On l'appelle alors aussi l'instabilité de *Benjamin-Feir* [149]. Nous reviendrons plus en détail sur ce point dans la section 1.5 et dans le chapitre 4.

1.4.2.4 La filamentation

L'instabilité de filamentation [106, 107] est l'instabilité analogue de l'instabilité modulationnelle (mais modulation de l'amplitude de l'onde mère) dans la direction transverse à la direction de propagation de l'onde laser. Elle correspond à un couplage non résonant de l'onde pompe $(\omega_0, \vec{k}_0)$ avec une perturbation de la densité ionique de basse fréquence $(\omega_{ai}, \vec{k}_{ai})$ et deux ondes électromagnétiques Stokes $(\omega_0 - \omega_{ai}, \vec{k}_0 - \vec{k}_{ai})$ et anti-Stokes $(\omega_0 + \omega_{ai}, \vec{k}_0 + \vec{k}_{ai})$.

Elle peut se produire lorsque le plasma possède initialement une modulation d'indice dans la direction transverse (cela pouvant être dû à une modulation de densité électronique ou d'intensité laser). Cette modulation d'indice va concentrer l'énergie laser autour des maxima d'indice $N(\omega_0) = (1 - \omega_{pe0}^2/\omega_0^2)^{1/2}$ ce qui entretient l'instabilité. On la distingue en trois types :

- la *filamentation thermique*. La surintensité produit une augmentation de l'absorption collisionnelle, donc de la température, donc de l'expansion thermique. La densité des électrons suit alors le déplacement des ions pour assurer la neutralité du plasma.
- la *filamentation pondéromotrice*. La force pondéromotrice expulse les électrons de la zone de surintensité, ce qui aboutit à la diminution de la densité électronique. Les ions suivent les électrons par la force de rappel.
- la *filamentation relativiste*. L'oscillation relativiste des électrons dans le champ d'une onde électromagnétique intense diminue localement la fréquence plasma électronique $\omega_{pe0}/\sqrt{\gamma_e}$ et augmente alors l'indice optique du plasma dans les zones de sur-intensités.

Tous ces processus conduisent à une accentuation de la modulation d'indice et donc entretiennent l'instabilité.

L'analyse de la filamentation pondéromotrice peut s'effectuer avec le même formalisme que celui de la diffusion Brillouin stimulée, en conservant le mode anti-Stokes. Dans ce cas, le vecteur d'onde de la perturbation ionique est orthogonal au vecteur d'onde laser $\vec{k}_0$. Cette instabilité correspond donc à une modulation du front de l'onde laser dans la direction transverse avec la période spatiale $2\pi/k$. Pour $\omega \ll kc_s$, le taux de croissance maximal et le nombre d'onde associé sont donnés par [135] :

$$\Gamma_{fil} = \frac{v_{os}^2 \omega_{pe0}^2}{8 v_{the}^2 \omega_0} \qquad k = \frac{\omega_{pe0} v_{os}}{2 c v_{the}} \tag{1.77}$$

Cette instabilité entraîne une croissance monotone des modulations de densité jusqu'à la division du faisceau laser en plusieurs filaments de taille π/k dans la direction transverse.

Ajoutons que cette instabilité est convective, c'est-à-dire que l'instabilité se développe en espace et en temps. La zone où le taux de croissance est maximal se déplace donc à la vitesse de groupe $v_g = k_0 c^2/\omega_0$ de l'onde laser. On peut donc définir également le taux de croissance spatial de cette instabilité :

$$\kappa = \frac{v_0^2 \omega_{pe0}^2}{8 v_{the}^2 k_0 c^2} \tag{1.78}$$

Cette instabilité peut donc augmenter localement l'intensité laser et donc augmenter localement le taux de croissance des instabilités SRS ou SBS.

1.4.2.5 L'auto-focalisation

L'auto-focalisation peut être vue comme un cas particulier de l'instabilité de filamentation.

En particulier, la puissance critique de l'auto-focalisation peut-être obtenue à partir la description de la filamentation pondéromotrice donnée plus haut, en prenant $k = 1/R_b$, où R_b est le rayon du faisceau laser. Cette instabilité est possible si $\pi/R_b < \omega_{pe0} v_{os}/\sqrt{2} c v_{the}$ soit si l'impulsion laser dépasse la puissance [135]

$$P_{s,pond} = \frac{1.86c}{r_e}\frac{n_c}{n_e} T_e \approx 32 T_{keV}\frac{n_c}{n_e}\ \text{MW} \tag{1.79}$$

où $r_e = e^2/4\pi\varepsilon_0 m_e c^2$ est le rayon classique de l'électron. Ce seuil pondéromoteur caractérise l'équilibre entre la réfraction du faisceau induite par la force pondéromotrice et la diffraction naturelle que ce dernier subit du fait de sa taille transverse finie.

Il existe aussi un seuil d'auto-focalisation relativiste donné par [109] :

$$P_s = 3.851\frac{\omega^2}{\omega_p^2}\frac{2\pi c^3 m_e^2}{\mu_0 e^2} \approx 16.2\frac{\omega^2}{\omega_p^2}\ \text{GW} \tag{1.80}$$

Au dessus de cette puissance, l'onde laser peut s'autoguider à travers le plasma et creuser un canal d'une longueur supérieure à la longueur de Rayleigh. La force pondéromotrice participe alors à l'évacuation des électrons à l'intérieur de ce canal [109, 151].

1.4.3 Modèles analytiques du développement linéaire des instabilités

Avec le développement des sources laser de haute puissance et la perspective de leur utilisation dans le schéma de l'allumage rapide [33] pour la FCI, de gros efforts ont été fournis dans les années 90 pour mettre au point des modèles analytiques décrivant le développement linéaire des instabilités dans le régime relativiste. Ces modèles montrent que les différentes instabilités que nous avons mentionnées peuvent co-exister pour les plasmas proches de la densité critique, ce qui encourage le développement et l'utilisation de modèles aussi complets que possible. Ces modèles seront également d'un grand intérêt pour notre étude.

Les instabilités SRS et RMI ont d'abord été étudiées dans le cas d'une onde pompe d'intensité faiblement relativiste interagissant avec un plasma de faible densité [152, 153]. Puis A. S. Sakharov et V. I. Kirsanov ont traité le problème pour une onde pompe d'amplitude arbitraire dans des cas limites de densité plasma [154, 155]. S. Guérin et al. ont ensuite traité le problème dans le cadre généralisé d'une onde d'amplitude arbitraire et de polarisation circulaire dans un plasma froid (et chaud) de densité également arbitraire [156]. Lehmann [157] a ensuite repris le modèle de S. Guérin pour traiter aussi le cas de l'instabilité Brillouin. Ces modèles étaient mono-dimensionnels.

Après un premier travail en géométrie multi-dimensionnelle sur les plasmas de faible densité de Sakharov [158], B. Quesnel et al. ont repris le modèle de S. Guérin pour l'étendre à d'autres géométries [159, 160], toujours en polarisation circulaire. Plus tard, H. C. Barr et al. ont généralisé le traitement des instabilités paramétriques électroniques pour n'importe quelle polarisation laser [161]. Comme il n'est pas possible de donner une expression exacte de la relation de dispersion en polarisation linéaire, les auteurs proposent une méthode semi-numérique pour obtenir les modes instables de l'onde laser dans un plasma de densité arbitraire.

1.4.3.1 Traitement relativiste des instabilités SRS et RMI

Nous reprenons ici le modèle de S. Guérin et al. [156] qui décrit le développement linéaire des instabilités paramétriques dans la géométrie 1D. Dans ce modèle, S. Guérin et al. étudient la stabilité de

la propagation d'une onde électromagnétique polarisée circulairement dans un plasma froid, face à une petite perturbation de la densité électronique, les ions jouant le rôle de milieu neutralisant. Cette analyse est très similaire à celle qui a été décrite en section 1.4.2.1 mais cette fois, l'onde électromagnétique possède une amplitude arbitraire.

Nous reprenons les équations (1.32) et (1.33) [156, 162] :

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} - \frac{1}{c^2}\frac{\partial^2}{\partial t^2}\right)\vec{A}_\perp = \frac{\omega_{pe0}^2}{\gamma_e c^2}\frac{n_e}{n_{e0}}\vec{A}_\perp \tag{1.81}$$

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial t^2} + \frac{\omega_{pe0}^2}{\gamma_e}\right)\frac{n_e}{n_{e0}} = \frac{e^2c^2}{2\gamma_e^2 m_e^2 c^2}\frac{\partial^2 \vec{A}_\perp^2}{\partial x^2} \tag{1.82}$$

Nous étudions alors avec ces équations la stabilité des ondes vis à vis de petites perturbations :

$$n_e = n_{e0} + n_{e1} \qquad\qquad \vec{A}_\perp = \vec{A}_l + \vec{A}_s \tag{1.83}$$

où

$$\begin{aligned} n_{e1} &= \delta n_e \mathrm{e}^{\mathrm{i}(kx-\omega t)} \\ \vec{A}_l &= A_0 \mathrm{e}^{\mathrm{i}(k_0 x - \omega_0 t)}\frac{\vec{e}_y \pm \mathrm{i}\vec{e}_z}{\sqrt{2}} + \text{c.c.} \\ \vec{A}_s &= \left(A_+ \mathrm{e}^{\mathrm{i}(kx-\omega t)} + A_- \mathrm{e}^{-\mathrm{i}(kx-\omega^* t)}\right)\mathrm{e}^{\mathrm{i}(k_0 x - \omega_0 t)}\frac{\vec{e}_y \pm \mathrm{i}\vec{e}_z}{\sqrt{2}} + \text{c.c.} \end{aligned} \tag{1.84}$$

Le champ électromagnétique s'écrit ainsi comme la somme du champ[7] $\vec{A}_l$ de l'onde laser, et du champ $\vec{A}_s$ des deux ondes filles (modes Stokes et anti-Stokes). Les équations (1.81) et (1.82) se linéarisent sous la forme :

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} - \frac{1}{c^2}\frac{\partial^2}{\partial t^2} - \frac{\omega_{pe0}^2}{c^2\gamma_e}\right)\vec{A}_s = \frac{\omega_{pe0}^2}{c^2}\left(\frac{\delta n_e}{n_0}\frac{\vec{A}_0}{\gamma_e} - \frac{e^2\vec{A}_0}{\gamma_e^3}\frac{\vec{A}_0\cdot\vec{A}_1}{m_e^2c^2}\right) \tag{1.85}$$

$$\left(-\omega^2 + \frac{\omega_{pe0}^2}{\gamma_e}\right)\frac{\delta n_e}{n_0} = \frac{k^2e^2}{\gamma_e^2 m_e^2}A_0(A_+ + A_-^*) \tag{1.86}$$

D'où l'on tire :

$$\left((\omega_0+\omega)^2 - (k_0^2+k^2)c^2 - \frac{\omega_{pe0}^2}{\gamma_e}\right)A_+ = \frac{\omega_{pe0}^2 A_0}{\gamma_e}\delta n_e - \frac{e^2\omega_{pe0}^2 A_0^2}{\gamma_e^3}(A_+ + A_-^*) \tag{1.87}$$

$$\left((\omega_0-\omega)^2 - (k_0^2-k^2)c^2 - \frac{\omega_{pe0}^2}{\gamma_e}\right)A_-^* = \frac{\omega_{pe0}^2 A_0}{\gamma_e}\delta n_e - \frac{e^2\omega_{pe0}^2 A_0^2}{\gamma_e^3}(A_+ + A_-^*) \tag{1.88}$$

ce qui nous donne l'équation de dispersion[8] :

$$D_{em,+}D_{em,-} = \frac{\omega_{pe0}^2 a_{0,c}^2}{2\gamma_e^3}\left(\frac{k^2c^2}{D_{pe}} - 1\right)(D_{em,+} + D_{em,-}) \tag{1.89}$$

où $\gamma_e = \sqrt{1+a_{0,c}^2}$ est le facteur relativiste des électrons et D_{pe} et $D_{em,\pm}$ sont les relations de dispersion respectives de l'onde plasma électrostatique et des ondes électromagnétiques Stokes et anti-Stokes définis par :

$$D_{pe} = \omega^2 - \frac{\omega_{pe0}^2}{\gamma_e} \qquad\qquad D_{em,\pm} = (\omega \pm \omega_0)^2 - (k \pm k_0)^2c^2 - \frac{\omega_{pe0}^2}{\gamma_e} \tag{1.90}$$

7. A noter que le potentiel vecteur normalisé a_0^G défini par le modèle de S. Guérin est deux fois plus faible que celui $a_{0,c}$ défini dans ce manuscrit du fait des différences dans la définition du potentiel vecteur : voir annexe A.

8. Cette équation de dispersion a été écrite dans le système de convention du manuscrit pour exprimer le potentiel vecteur : voir annexe A.

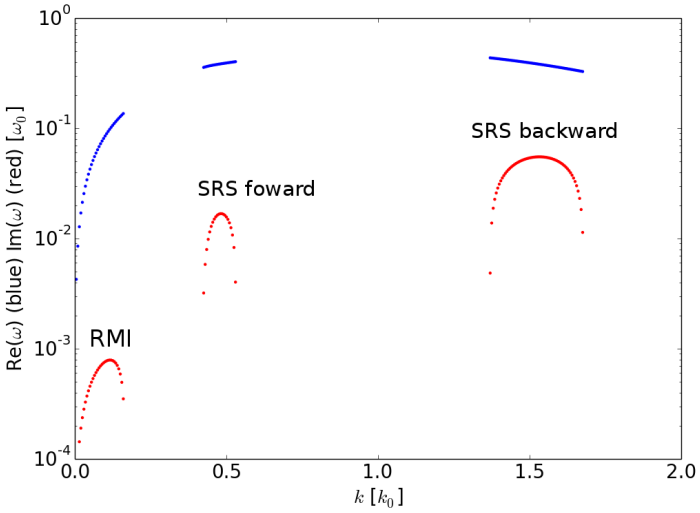


FIGURE 1.2: Branches d'instabilité SRS et RMI pour le cas d'une onde laser $a_{0,c} \approx 0.14$ interagissant avec un plasma froid de densité $n_0 = 0.15\, n_c$ d'après le modèle de S. Guérin et al [156]. Le taux de croissance Γ et la fréquence plasma $\mathrm{Re}(\omega)$ de l'onde électrostatique sont respectivement tracés en rouge et bleu. D'après [156].

Cette équation du sixième ordre en ω et du quatrième ordre en k possède quatre racines réelles et deux racines qui sont soit réelles soit complexes conjuguées. Ce sont ces dernières solutions qui nous intéressent puisque les modes (ω, k) pour lesquels $\Gamma > 0$ correspondent aux ondes électrostatiques qui peuvent se coupler avec l'onde laser et les ondes Stokes et anti-Stokes pour aboutir au développement des instabilités SRS et RMI. Nous résolvons l'équation (1.89) dans l'espace des k ce qui nous donne des intervalles de solutions instables ($\Gamma > 0$) séparés par des solutions stables ($\Gamma \leqslant 0$). Ces intervalles où $\Gamma > 0$ correspondent aux *branches* des instabilités.

À titre d'exemple, on représente en figure 1.2 les modes instables de l'onde électrostatique dans l'espace (ω, k) pour le cas d'une impulsion laser de faible intensité ($a_{0,c} \approx 0.14$) en interaction avec un plasma de densité sous quart critique ($n_0 = 0.15\, n_c$). Pour chaque valeur de k correspondant à un mode instable, on trace la fréquence $\mathrm{Re}\,\omega$ de l'onde plasma excitée (points bleus) et le taux de croissance Γ associé (points rouges). Ce diagramme comprend trois branches bien distinctes qui sont, dans l'ordre croissant des k :

— Une branche pour $k \ll k_0 = \omega_0/c$ correspondant à l'instabilité modulationnelle relativiste ;

— Une branche pour $k < k_0$. Du fait de la conservation des nombres d'ondes (1.53), $k_s > 0$. Cette branche correspond donc à la diffusion Raman vers l'avant (anté-diffusion) ;

— Une branche pour $k > k_0$. Du fait de la conservation des nombres d'ondes (1.53), $k_s < 0$. Cette branche correspond donc à la diffusion Raman vers l'arrière (rétro-diffusion).

On constate, pour ces paramètres, que c'est bien la rétro-diffusion Raman qui a le taux de croissance le plus important. La *branche modulationnelle* (associée à l'instabilité RMI) est bien présente mais a un taux de croissance beaucoup plus faible.

S. Guérin et al. ont menée une étude détaillée des modes instables de l'onde électrostatique pour différentes valeurs de densité plasma et d'intensité laser. Ils ont notamment obtenu la figure 1.3 qui donne les différents domaines d'instabilité dans l'espace (n_{e0}, a_0^G). Le nombre de branches instables est écrit au centre de chaque domaine.

On constate ainsi dans le domaine 3a qu'une onde laser de faible intensité interagissant avec un plasma de faible densité donne lieu aux trois branches d'instabilité que nous avons mentionnées précédemment et observées sur la figure 1.2. Lorsque la densité plasma augmente, et que l'amplitude laser reste constante, les deux branches SRS fusionnent avant de disparaître pour laisser place à la branche modulationnelle (domaine 1) : la diffusion Raman étant effectivement exclue pour les plasmas de densité $n_e > n_c/4$. Il n'y a évidemment pas de branche dans le domaine 0 puisque celui-ci correspond à la

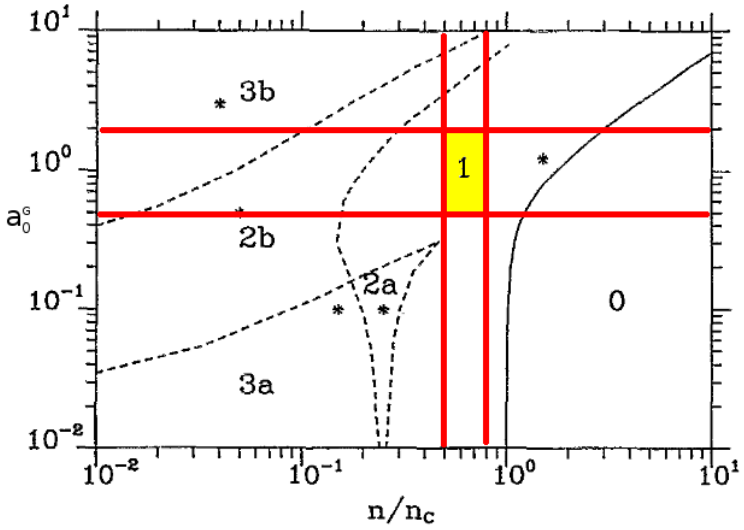


FIGURE 1.3: Domaines de solutions de l'équation de dispersion (1.89) des ondes plasmas en fonction de la densité du plasma n_0/n_c et de l'amplitude laser maximale a_0. Le chiffre indiqué dans chaque domaine correspond aux nombre de branches instables. Le domaine jaune met en évidence le domaine de densité et d'amplitude laser que nous avons étudié. D'après [156].

zone de l'espace (a_0^G, n_0) où le plasma est opaque à l'onde laser [9].

Lorsque cette fois-ci, on augmente l'amplitude de l'onde laser à partir du domaine 3a, on constate que les branches modulationelle et Raman avant fusionnent (dans le domaine 2b) avant de se re-séparer dans le domaine 3b.

Lorsque enfin, on augmente à la fois la densité plasma et l'amplitude de l'onde laser, on observe une fusion des trois branches d'instabilité (domaine 1). Cette branche devient très large en k et possède des taux de croissance importants allant jusqu'à $0.52\,\omega_0$ (pour $k \approx 1.66\omega_0/c$ et $n_0/\gamma_e n_c \approx 0.57$). S. Guérin et al. ont montré que les instabilités SRS et RMI étaient de nature absolue dans ce domaine. ***La région jaune sur la figure 1.3 met en évidence le domaine de densité et d'amplitude laser auquel nous allons nous intéresser dans nos simulations.***

S. Guérin et al. ont également établi une nouvelle expression de l'équation de dispersion (1.89) lorsque le plasma est chaud, ou plus exactement lorsque les électrons possèdent une dispersion selon p_x. L'analyse de cette relation de dispersion et des simulations numériques montre une forte baisse du taux Γ de l'instabilité lorsque le plasma est chaud.

1.5 Solitons et cavités électromagnétiques dans les plasmas

1.5.1 Introduction sur les solitons & principales équations

Les *ondes solitaires* sont des ondes progressives localisées spatialement possédant des propriétés de stabilité exceptionnelles [150]. En particulier, les ondes solitaires peuvent se télescoper et se traverser sans subir de déformation, tout comme cela se passerait pour une collision élastique entre particules. Pour cette raison N. J. Zabusky et M. D. Kruskal leur ont donné le nom de *soliton* [163]. Les différentes classes de solitons sont solutions de diverses équations de propagation non linéaires et parviennent, grâce à la non-linéarité de ces équations, à se propager dans des milieux dispersifs sans se déformer. C'est cet *équilibre stable entre non-linéarité et dispersion* qui leur donne leur exceptionnelle stabilité. Les solitons étant des objets non linéaires, leur vitesse est reliée à l'amplitude de la déformation du milieu qu'ils imposent.

Ils ont été observés pour la première fois par John Scott Russell [164] en 1834 : il s'agissait d'une ondelette solitaire se propageant à la surface de l'eau d'un canal. Mais aujourd'hui les solitons ont été observés et interviennent dans des domaines très variés [150] : ondes dans les fluides (comme les tsunamis), ondes dans les plasmas, propagation de signaux dans les fibres optiques, ...

9. Ce domaine diminue de taille lorsque l'amplitude laser augmente du fait de la transparence induite (voir section 1.3).

On distingue ainsi différentes classes de solitons [150]. Pour chacune de ces classes, on donne l'équation de propagation correspondante associée à un champ ϕ.

— Les premiers solitons observés John Scott Russell étaient des *solitons acoustiques*. Ceux-ci sont solutions de l'équation de Korteweg-deVries [165]. Cette équation décrit la déformation d'un champ ϕ et s'écrit dans le repère se déplaçant à la vitesse du son c_s :

$$\frac{\partial \phi}{\partial \tau} + 6\phi \frac{\partial \phi}{\partial \xi} + \frac{\partial^3 \phi}{\partial \xi^3} = 0 \tag{1.91}$$

où ξ et τ sont des variables normalisées de position et de temps. Cette équation possède plusieurs types de solutions analytiques exactes dont certaines sont localisées spatialement [10] (ie les solitons !) :

$$\phi = \frac{A}{\cosh^2\left(\sqrt{\frac{A}{2}}\left(\xi - 2A\tau\right)\right)} \tag{1.92}$$

où $A > 0$ est l'amplitude du soliton, $2A$ sa vitesse et $\sqrt{2/A}$ sa largeur. Comme cette expression est donnée dans le repère se propageant à la vitesse c_s, on en déduit que les solitons acoustiques se propagent à des vitesses *supersoniques*. Ces solitons ne subissent aucune déformation grâce à un *équilibre stable entre la non-linéarité et la dispersion* du milieu de propagation. À la différence d'un choc, la matière en amont du soliton est dans le même état que celle en aval du soliton.

— les *solitons topologiques* décrits par l'équation de sine-Gordon [166] :

$$\frac{\partial^2 \phi}{\partial t^2} - c_0^2 \Delta \phi + \omega_0^2 \sin \phi = 0 \tag{1.93}$$

qui interviennent en physique du solide.

— les *solitons enveloppes* décrits par l'équation de Schrödinger non-linéaire [167] :

$$\mathrm{i}\frac{\partial \phi}{\partial t} + P\frac{\partial^2 \phi}{\partial x^2} + Q\left|\phi\right|^2 \phi = 0 \tag{1.94}$$

où P et Q sont des coefficients qui dépendent du problème physique. Lorsque $PQ > 0$, cette équation possède des solutions localisées spatialement, qui correspondent à des ondes planes (ondes porteuses), modulées par un signal d'enveloppe, d'où le nom de ces solitons. Leur expression est donnée par :

$$\phi(x,t) = \phi_0 \frac{1}{\cosh\left(\frac{x - u_e t}{L_e}\right)} \mathrm{e}^{\mathrm{i}(\kappa x - \mu t)} \tag{1.95}$$

où $L_e = \frac{1}{\phi_0}\sqrt{\frac{2P}{Q}}$, $\kappa = \frac{u_e}{2P}$ et $\mu = \frac{u_e u_p}{2P}$. Dans cette expression, ϕ_0 est l'amplitude du soliton, L_e sa largeur, u_p la vitesse de la porteuse et u_e la vitesse de l'enveloppe. Comme les solitons acoustiques, ces solitons ont une largeur inversement proportionnelle à leur amplitude. Ces solitons peuvent notamment apparaître lorsqu'une onde plane est soumise à l'instabilité modulationnelle. Si cette instabilité se produit pendant une durée suffisante, elle peut annuler le champ de l'onde en certains points et former ainsi un train de solitons. Ce phénomène porte parfois le nom d'instabilité de *Benjamin-Feir* [149].

L'étude des propriétés de ces équations et de leurs méthodes de résolutions a suscité un grand intérêt de la part des mathématiciens et des physiciens, notamment avec le développement de la méthode de la diffusion inverse par C. S. Gardner et al. [168].

1.5.2 Les solitons dans les plasmas

Les ondes solitaires sont également présentes en physique des plasmas [150, 169]. On en distingue trois grands types :

10. Une des conditions nécessaires pour obtenir ces solutions localisées spatialement est d'imposer $\phi(\pm\infty, \tau) = 0$.

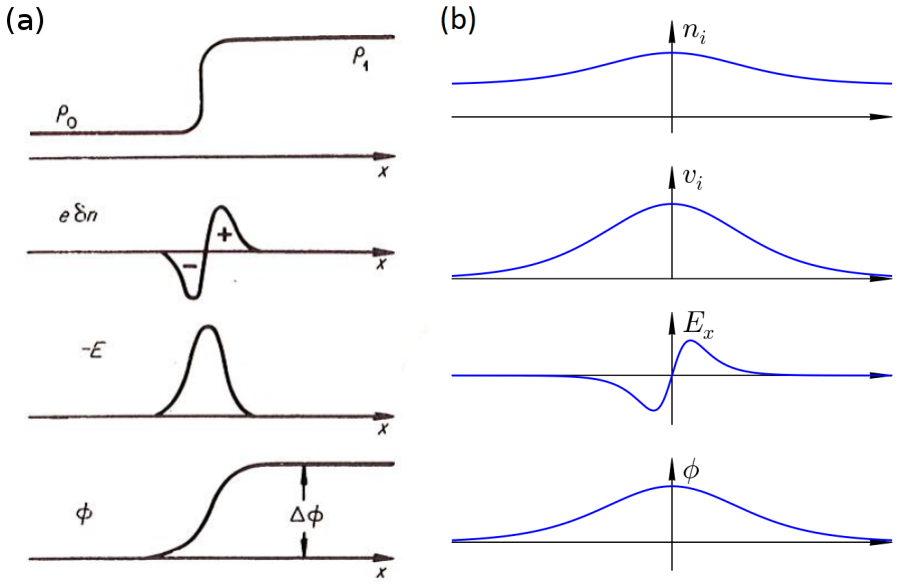


FIGURE 1.4: Comparaison entre les profils de densité, de champ électrostatique et de potentiel pour une onde de choc [176] (a) et un soliton acoustique ionique (b)

— les *solitons acoustiques* [170, 171], solutions de l'équation de Korteweg-deVries. Ces solitons sont issues d'une excitation impulsionnelle du plasma. Ces solitons acoustiques correspondent dans les plasmas à des ondes acoustiques ioniques [172] de grande longueur d'onde ($k^2\lambda_{De}^2 \ll 1$). Ces ondes ne peuvent apparaître que lorsque $ZT_e \gg 3T_i$. Dans le cas d'un plasma isotherme, ces ondes sont fortement amorties. On compare en figure 1.4 les profils de densité, de champ électrostatique et de potentiel pour une onde de choc et un soliton acoustique ionique.

— les *solitons enveloppes* ou *électromagnétiques* [173, 174], solutions de l'équation de Schrödinger non linéaire. Ces solitons sont issues d'une excitation oscillante du plasma.

— les *solitons électrostatiques* qui correspondent à des ondes de Langmuir piégées dans des creux de densité ionique (*cavitation* [175]). En trois dimensions, il subissent un collapse.

Ces structures sont à distinguer des chocs électrostatiques qui peuvent se propager dans le plasma grâce à un équilibre entre la non linéarité des équations de propagation et la dissipation du milieu. Ils sont décrits par l'équation de Burgers.

$$\frac{\partial \phi}{\partial \tau} + \phi \frac{\partial \phi}{\partial \xi} = \nu \frac{\partial^2 \phi}{\partial \xi^2} \tag{1.96}$$

où ν est un coefficient de viscosité.

Modèles analytiques

L'existence de solutions solitaires dans les plasmas a été démontrée par une perturbation des équations fluides ioniques. Cette étude analytique permet d'obtenir l'équation de Korteweg-deVries [172]. De telles solutions correspondent donc à des solitons acoustiques ioniques. La perturbation de densité ionique associée est donnée par [171] :

$$n_i = \frac{n_{ias}}{\cosh^2\left(\frac{x - u_{ias} t}{D_{ias}}\right)} \tag{1.97}$$

où n_{ias}, u_{ias} et D_{ias} sont respectivement l'amplitude, la vitesse et la largeur du soliton. Ces trois quantités sont reliées entre elles par les équations suivantes :

$$u_{ias} = \left(1 + \frac{n_{ias}}{3n_{i0}}\right) c_s \qquad D_{ias} = \sqrt{\frac{6n_{i0}}{n_{ias}}} \lambda_{De} \tag{1.98}$$

où n_{i0} est la densité ionique du milieu non perturbé et c_s est la vitesse du son. Ces relations montrent que les solitons acoustiques se déplacent à des vitesses supersoniques. Ils se déplacent d'autant plus vite et ils sont d'autant plus étroits que la perturbation de densité n_{ias}/n_{i0} qu'ils imposent au milieu est grande. Un soliton est représenté sur la figure 1.4.b. L'étude de ces solitons a fait l'objet de nombreuses études analytiques ultérieures, certaines s'intéressant notamment au rôle de la température des électrons et des ions [177-179].

Un grand nombre d'études ont également été réalisées sur les solitons enveloppes (ou électromagnétiques) [173, 180-182]. M. Lontano et al. se sont notamment intéressés aux *solitons électromagnétiques relativistes* dans les plasmas d'électrons et de positrons [183, 184] puis dans les plasmas d'électrons et d'ions [185].

Dans cette dernière référence, les auteurs considèrent le cas d'une onde électromagnétique d'amplitude arbitraire polarisée circulairement dans un plasma d'électrons et d'ions. La fonction de distribution de chacune des espèces α est solution de l'équation de Vlasov [184] et s'écrit sous la forme :

$$f_\alpha(W_\alpha, \vec{P}_{\alpha,\perp}) = \frac{n_\alpha, 0}{2m_\alpha K_1(1/\beta_\alpha)} \delta(\vec{P}_{\alpha,\perp}) \exp\left(-\frac{W_\alpha}{T_\alpha}\right) \tag{1.99}$$

où W_α et $\vec{P}_\alpha$ sont respectivement l'énergie totale (somme de l'énergie au repos, de l'énergie cinétique et de l'énergie potentielle) et l'impulsion généralisée des électrons ou des ions données par :

$$W_\alpha(\vec{r},t) = \sqrt{1 + \frac{\vec{P}_\alpha(\vec{r},t) - q_\alpha \vec{A}(\vec{r},t)}{m_\alpha^2 c^2}} m_\alpha c^2 + q_\alpha \phi(\vec{r},t) \qquad \vec{P}_\alpha(\vec{r},t) = \vec{p}_\alpha + q_\alpha \vec{A}(\vec{r},t) \tag{1.100}$$

et où $\vec{A}(\vec{r},t)$ et $\phi(\vec{r},t)$ sont les potentiels vecteur et électrostatique, $\beta_\alpha = T_\alpha/m_\alpha c^2$ et $K_1(x)$ est la fonction de MacDonald du premier ordre. La fonction de distribution (1.99) est fortement anisotropique dans la direction transverse du fait de l'oscillation des particules dans le champ de l'onde électromagnétique et quasi-thermalisée dans la direction longitudinale.

M. Lontano et al. recherchent alors des solutions sous forme d'ondes stationnaires $\vec{A}_\perp(x,t) = \vec{A}(x)e^{i\omega t}$ aux équations (1.32)-(1.33). Une approche perturbative permet alors de déterminer les conditions d'existence de ces solutions en fonction de la température du plasma et du rapport ω/ω_{pe0}. La fréquence temporelle du soliton doit notamment être inférieure à la fréquence de coupure du plasma : le soliton électromagnétique est donc piégé (voir Sec II dans [184] pour plus de détails). En se limitant aux solutions stationnaires, c'est-à-dire celles où la quasi-neutralité a été atteinte, ce modèle prévoit des ondes solitaires piégées dans des dépressions (cavités) de densité électronique et ionique. L'équilibre entre la pression de radiation et la pression thermique impose la taille de la cavité tandis que celui entre l'amplitude du champ piégé et l'agitation thermique des électrons imposent sa profondeur. Ajoutons également que la largeur de la cavité correspond à la demi-longueur d'onde du soliton électromagnétique piégé : on parle de *subcycle soliton*.

Dans le cas où les électrons et les ions sont expulsés, et donc que la cavité est quasiment vide, on peut trouver une expression simple du potentiel vecteur associé au soliton électromagnétique ainsi que du champ électrostatique de séparation de charges :

$$A(x,t) = \frac{1}{\omega_t}\sqrt{\frac{2n_0}{\varepsilon_0}\left(T_e + \frac{T_i}{Z}\right)} \cos\left(\frac{x\omega_t}{c}\right) \tag{1.101}$$

$$E_x(x,t) = \frac{T_i \omega_{pe0}^2}{eZ\omega_t c}\left(\frac{1}{\left(1+\sigma\cos^2\left(\frac{x\omega_t}{c}\right)\right)^{1/2}} - \frac{T_e}{T_i}\frac{m_e Z^2}{\left(m_i^2 + \sigma m_e^2 Z^2 \cos^2\left(\frac{x\omega_t}{c}\right)\right)^{1/2}}\right) \sin\left(\frac{2x\omega_t}{c}\right) \tag{1.102}$$

où ω_t est la fréquence du soliton piégé et $\sigma = 2\omega_{pe0}^2(T_e + T_i/Z)/\omega_t^2 m_e c^2$.

Simulations numériques

Les *solitons électromagnétiques* ont été observés par S. V. Bulanov et al. lors de l'interaction d'impulsions laser d'intensité relativiste avec des plasmas peu denses $n_e < n_c/4$, dans des simulations PIC 1D [117, 186, 187], 2D [111] et finalement 3D [188]. Ces auteurs ont également mis en évidence que la formation du soliton électromagnétique pouvait aboutir à une dépression dans la densité ionique : ils nomment alors cette structure un *post-soliton* [112]. On pourrait aussi l'appeler une *cavité électromagnétique*.

Ces cavités électromagnétiques avaient également été observées dans des simulations numériques 2D lors de l'interaction d'impulsions lasers de faible intensité ($I \sim 10^{15}$ W.cm^{-2}) avec des plasmas de densité proche de la densité quart-critique $n_c/4$ [126]. La formation des cavités est alors accompagnée par le développement de la diffusion Raman stimulée et la décomposition en deux plasmons. Ils se comportent comme des pièges pour les champs électromagnétiques. Des simulations réalisées avec des paramètres d'interaction similaires ont fait l'objet de publications plus récentes [189, 190].

Modèles de formation des solitons électromagnétiques

Pour expliquer la façon dont ces solitons électromagnétiques sont formés dans les plasmas, plusieurs scénarios ont été proposés.

Le scénario proposé par A. B. Langdon [126] reposait sur l'instabilité modulationnelle subie par les ondes électromagnétiques diffusées lors de la diffusion Raman stimulée. Ces ondes diffusées modulées en espace peuvent alors être piégées dans des dépressions déjà présentes dans le plasma, du fait des fluctuations de densité. Leur fréquence prend alors la valeur du mode de la dépression de densité et peut notamment décroître, pour devenir inférieure à la fréquence de coupure du plasma.

Plus tard, S. V. Bulanov et al. [186] ont proposé un scénario différent. Dans celui-ci, des paquets d'onde électromagnétiques de faible durée se propagent dans le plasma et excitent des ondes électrostatiques et magnétostatiques dans leur sillage. Ces paquets d'onde (en fait des solitons électromagnétiques) transfèrent leur énergie de façon adiabatique aux ondes plasmas, c'est-à-dire en conservant leur nombre N de photons. Comme leur énergie diminue $\mathcal{E} = N\hbar\omega$ diminue, leur fréquence ω diminue également. Cela produit alors un ralentissement de ces solitons, du fait de la décroissance de leur vitesse $v_g = c(1 - \omega_{pe0}^2/\omega^2)$, jusqu'à ce qu'ils soient complètement stoppés (lorsque $\omega = \omega_{pe0}$).

Observations expérimentales

Les solitons ne sont pas seulement des objets théoriques prédits par les modèles ou observés dans les simulations.

Les solitons acoustiques ont été observés en laboratoire eu début des années 70 par H. Ikezi et al. [191, 192] en imposant une impulsion de tension à un plasma confiné d'argon de faibles densité ($n_0 \sim 10^9$ cm^{-3}) température ($T_e \sim$ 1.3-3 eV). Ils ont également été observés lors de l'interaction d'une impulsion laser de $\tau_0 \sim 470$ ps et d'intensité $I_l \sim 10^{15}$ W.cm^{-2} avec un plasma produit par l'ablation d'une cible solide [193].

Les solitons électromagnétiques ont été observés pour la première fois au début des années 2000 [113] lors de l'interaction d'une onde laser intense avec un plasma de faible densité. Ces observations ont été confirmées dans d'autres expériences [121-123, 194]. Ces solitons ont été observés grâce à la déviation d'un faisceau de protons par le champ de séparation de charges présente dans le post-soliton. Ces observations sont d'ailleurs parfois réalisées plusieurs dizaines de picosecondes après l'interaction montrant ainsi la longévité et la robustesse de ces structures.

Manifestations des solitons : interaction avec le reste du plasma

Des simulations numériques ont par ailleurs montré que même si les solitons sont par nature des structures solitaires, ils peuvent tout de même interagir avec le reste du plasma et y jouer un rôle important.

S. Weber et al. ont observé la formation de cavités électromagnétiques lors de l'interaction d'une impulsion laser d'intensité modérée ($I_l \sim 10^{15}$-10^{16} W.cm^{-2}) avec un plasma sous-dense dans des simulations PIC 1D [195, 196]. Ils ont montré que celles-ci produisent un abaissement du niveau de saturation de la diffusion Brillouin stimulée, et donc une forte baisse du taux de réflectivité du plasma, qui atteint quelques pourcents. Ces auteurs ont également mené une étude plus détaillée des solitons électromagnétiques piégés à l'intérieur de ces cavités [197, 198] et ont ainsi montré un très bon accord avec les modèles de M. Lontano et al. [184, 185]. Ces observations ont ensuite été confirmées dans des simulations 2D [199].

Ces solitons peuvent également participer à l'accélération de particules et notamment à l'accélération d'ions lors de leur formation [114, 125, 200]. Enfin, si les solitons sont poussés vers les bords du plasma, ils peuvent libérer les champs électromagnétiques qu'ils renferment conduisant ainsi à l'observation d'une composante de basse fréquence dans les champs diffusés par le plasma [124].

1.6 Absorption des impulsions lasers par les plasmas

Comme nous l'avons décrit dans la section 1.2, des électrons libres ne peuvent pas obtenir d'énergie dans le champ d'une onde électromagnétique plane car lorsque celle-ci va disparaître, du fait de la conservation de l'impulsion généralisée, les électrons vont revenir au repos. Cela n'est en revanche plus le cas lors de l'interaction d'une impulsion laser avec un plasma. Dans ce cas, grâce au champ de rappel des ions, les électrons n'oscillent plus de façon cohérente dans l'onde laser mais obtiennent un mouvement thermique qu'ils gardent après le passage de l'onde laser. L'énergie absorbée par les électrons est ensuite partiellement transmise à une partie des ions du plasma.

1.6.1 Absorption collisionnelle

1.6.1.1 Profil de densité doux

A basse intensité ($I_l \lesssim 10^{15}$ W.cm^{-2}), le principal mécanisme d'absorption d'une onde laser dans un plasma est l'*absorption par rayonnement de freinage* ("*inverse Bremsstrahlung*"). Dans ce mécanisme, l'intensité laser I_l suit la relation [201] :

$$\frac{\mathrm{d}I_l}{\mathrm{d}x} = -A_{ib} I_l \tag{1.103}$$

où

$$A_{ib} = \frac{\nu_{ei}}{c}\frac{n_e}{n_c}\left(1-\frac{n_e}{n_c}\right)^{-1/2} \qquad \nu_{ei} = \frac{Ze^2 n_e \ln\Lambda_{ei}}{3\varepsilon_0^2 m_e (2\pi T_e)^{3/2}} \tag{1.104}$$

sont respectivement le taux d'absorption collisionnel et la fréquence de collisions électron-ion. $\ln\Lambda_{ei}$ est appelé le logarithme coulombien. C'est un phénomène linéaire : le coefficient d'absorption ne dépend pas de l'intensité laser. Ce processus domine si le profil de densité du plasma est suffisamment lisse (sa longueur caractéristique est plus grande que la longueur d'onde laser λ_0).

1.6.1.2 Profil de densité raide

Dans le cas contraire où le plasma possède un bord raide et une densité sur-critique, l'absorption s'effectue sur l'épaisseur de peau l_p c'est-à-dire sur la distance caractéristique de pénétration de l'onde évanescente (laser) dans le plasma sur-dense. On peut distinguer quatre cas limites [202]. On différencie ces cas selon les valeurs du libre parcours moyen des électrons $v_{th,e}/\nu_{ei}$, de la distance parcourue entre deux oscillations laser $v_{th,e}/\omega_0$ et de l'épaisseur de peau l_p.

Le premier groupe de ces cas limites sont les processus "collisionnels" pour lesquels le libre parcours moyen des électrons $v_{th,e}/\nu_{ei}$ et la distance parcourue entre deux oscillations laser $v_{th,e}/\omega_0$ sont tous les deux très inférieurs à l'épaisseur de peau l_p. Les électrons qui obtiennent l'énergie du champ laser transmettent ainsi leur énergie au reste du plasma uniquement sur l'épaisseur de peau. On peut distinguer l'*effet de peau normal* (NSE pour *normal skin effect*) ($\omega_0 \ll \nu_{ei}$) et l'*effet de peau normal haute fréquence* [11] (HFSE pour *high frequency skin effect*) ($\omega_0 \gg \nu_{ei}$).

Lorsque la température des électrons croît sous l'effet du chauffage par l'onde laser, le libre parcours moyen $v_{th,e}/\nu_{ei}$ des électrons augmente également et peut ainsi devenir supérieur à l'épaisseur de peau l_p. Comme le champ laser est très amorti au delà de cette distance, on peut considérer que les mécanismes qui se produisent à la surface du plasma sont *non-collisionnels*. On distingue alors l'effet de peau anormal (ASE pour *anormal skin effect*) ($v_{th,e}/\omega_0 \gg l_p$) [203] et l'absorption par rayonnement de freinage dans la gaine (SIB pour *sheath inverse Bremsstrahlung*) ($v_{th,e}/\omega_0 \ll l_p$) [204]. Ces deux mécanismes découverts séparément sont en fait les limites d'un même processus [205].

1.6.2 Absorption collective

1.6.2.1 Profil de densité doux : l'absorption résonante

Le mécanisme de l'*absorption résonante* [206, 207] apparaît lorsque le plasma présente une longue rampe de densité de longueur L_n ($c/\omega_0 \ll L_n$), en face avant :

$$n_e(x) = \frac{x n_c}{L_n} \tag{1.105}$$

11. On parle aussi d'*absorption collisionnelle*.

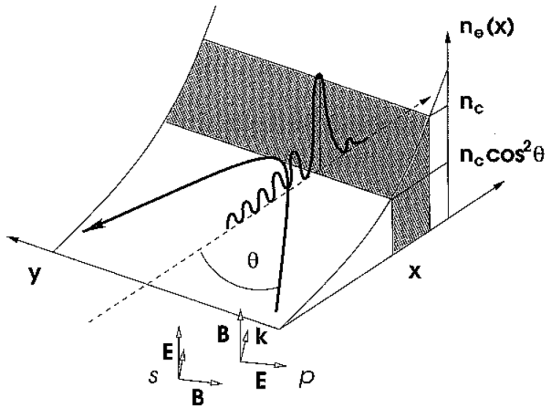


FIGURE 1.5: Schéma de l'absorption résonante. Figure issue de [130]

et lorsque l'onde laser, qui doit être polarisée linéairement P, interagit avec lui en incidence oblique (voir figure 1.5 : $\vec{E} \cdot \vec{\nabla} n_e \neq 0$). L'onde électromagnétique ne peut pas se propager au delà de la densité $n_e = n_c \cos\theta$ où θ est l'angle d'incidence par rapport à la normale à la cible. Le champ de l'onde laser est toutefois non-nul au delà de cette densité : ainsi l'onde évanescente parvient à exciter une onde plasma à la densité $n_e = n_c$, à la fréquence ω_{pe0}, c'est-à-dire à la fréquence de résonance.

Le taux d'absorption de ce processus est donné par [135] :

$$A_{ar} = \pi C^2 q \exp\left(-\frac{4}{3} q^{3/2}\right) \tag{1.106}$$

où $C \approx 0.917$ et $q = (\omega L_n / c)^{2/3} \sin^2\theta$. Le taux d'absorption, selon cette formule, peut atteindre une valeur de 80 % pour $\theta_r \approx 0.8 (c/\omega L_n)^{1/3}$. Toutefois, des études plus précises basées sur des simulations numériques ont montré que ces valeurs étaient surestimées et que ce taux pouvait plutôt atteindre des valeurs de l'ordre de 50 % [208]. Notons que l'expression (1.106) ne dépend pas de la fréquence de collision électron-ion. L'absorption résonante est effectivement un processus non collisionnel : l'énergie de l'onde laser est transférée à une onde plasma. À basse température, si la fréquence caractéristique de collision est suffisamment importante : $\nu_{ei}^c / \omega_0 \gg (\lambda_{De}/L_n)^{2/3}$, l'onde plasma est absorbée par les collisions électroniques. Dans le cas contraire, l'amortissement Landau domine et permet le transfert de l'énergie de l'onde vers les électrons (voir section 1.6.3).

1.6.2.2 Profil de densité raide : le chauffage Brunel et le chauffage par la force d'Ampère

Le *chauffage Brunel* [209, 210] (aussi appelé *vacuum heating* ou *chauffage d'écrantage*) est l'équivalent de l'absorption résonante mais dans le cas d'un plasma possédant un profil de densité raide. Dans ce mécanisme, une onde laser de polarisation linéaire P et de forte intensité interagit en incidence oblique avec un plasma sur-critique. Le champ électrique dû à la superposition de l'onde incidente et de l'onde réfléchie arrache des électrons à la surface du plasma pendant une demi période et les réinjecte dans le plasma pendant la seconde demi-période, lorsqu'il change de signe. Ce mécanisme produit donc, chaque cycle optique, des paquets d'électrons énergétiques qui parviennent à dépenser leur énergie au delà de l'épaisseur de peau. Il est particulièrement efficace lorsque l'onde laser interagit de façon rasante avec la cible et permet d'atteindre des taux d'absorption de l'ordre de 10 % pour $a_0 \sim 1$.

Le *chauffage* $\vec{j} \wedge \vec{B}$ (aussi appelé *chauffage par la force d'Ampère* [211] est similaire au chauffage Brunel. Il doit être considéré à haute intensité, lorsque la vitesse d'oscillation des électrons dans le champ de l'onde laser devient comparable à la celle de la lumière, c'est-à-dire lorsque la composante $\vec{v}_e \wedge \vec{B}$ de la force de Lorentz ne peut plus être négligée. Ce terme oscillant à la fréquence $2\omega_0$ arrache et réinjecte les électrons à la surface de la cible. Il n'existe que lorsque l'onde laser est polarisée linéairement.

1.6.3 Accélération des électrons par les ondes plasmas

Lors de l'absorption résonante ou lors du développement d'instabilités paramétriques comme la diffusion Raman stimulée, de forte ondes de Langmuir sont excitées et conduisent au piégeage et à

l'accélération des électrons.

Pour décrire ce processus, on considère un problème 1D où les électrons oscillent dans le champ électrique $\vec{E} = E_0 \sin(\omega t - kx)\vec{u}_x$ d'une onde électrostatique [135]. Le mouvement de cet électron est décrit classiquement par les équations du mouvement :

$$\frac{\mathrm{d}x}{\mathrm{d}t} = v_x \qquad\qquad m_e \frac{\mathrm{d}v_x}{\mathrm{d}t} = -eE_0 \sin(\omega t - kx) \tag{1.107}$$

On s'intéresse aux particules *résonantes*, c'est-à-dire qui se déplacent à une vitesse proche de la vitesse de phase $v_\phi = \omega/k$ de l'onde électrostatique. En se plaçant dans le repère de l'onde :

$$x = v_\phi t + X \qquad\qquad v_x = v_\phi + V, \tag{1.108}$$

les équations du mouvement se ré-écrivent :

$$\frac{\mathrm{d}X}{\mathrm{d}t} = V \qquad\qquad m_e \frac{\mathrm{d}V}{\mathrm{d}t} = eE_0 \sin(kX) \tag{1.109}$$

On intègre alors ce système pour obtenir :

$$\frac{1}{2} m_e V^2 - \frac{e}{k} E_0 \cos kX = \frac{1}{2} m_e V_0^2 - \frac{e}{k} E_0 \cos kX_0 \tag{1.110}$$

où X_0 et V_0 sont respectivement la position et la vitesse initiales de l'électron. Cette relation décrit la conservation de l'énergie d'un électron évoluant dans un potentiel périodique stationnaire.

Selon la valeur du rapport entre l'énergie potentielle $-eE_0/k$ de l'électron dans l'onde et son énergie cinétique $m_e V_0^2/2$ initiale, on peut distinguer deux types de particules :

— les électrons presque libres tels que $2eE_0/km_eV_0^2 < 1$ dont la vitesse varie peu et dont la fréquence d'oscillations $\omega_b \approx kV_0$ est grande :

— les électrons piégés tels que $2eE_0/km_eV_0^2 > 1$ qui effectuent des oscillations autour des minimum de potentiel et dont la fréquence d'oscillation $\omega_b \approx (ekE_0/m)^{1/2}$ est indépendante de la vitesse mais dépend de l'amplitude E_0 de l'onde. La durée nécessaire pour faire une oscillation complète est de $T_b = 2\pi/\omega_b$.

Dans le régime linéaire, où on considère que l'amplitude de l'onde électrostatique est infiniment faible, les électrons ne peuvent alors pas faire une oscillation complète ($T_b \to +\infty$). En considérant le mouvement de ces électrons pendant un instant δt, on constate alors qu'une partie d'entre eux vont gagner de l'énergie cinétique tandis que d'autres vont en perdre. En faisant un bilan d'énergie pour tous les électrons, nous obtenons le taux d'amortissement ou de croissance de l'onde plasma [135] :

$$\gamma_{pe} = \frac{\pi m_e e^2 \omega}{2k^2 \varepsilon_0} \left.\frac{\partial f(p_x)}{\partial p}\right|_{v_x = v_\phi} \tag{1.111}$$

où $f(p_x)$ est la fonction de distribution des électrons, c'est-à-dire la probabilité de trouver un électron ayant une impulsion p_x à $\mathrm{d}p_x$ près. Cette expression est en parfait accord avec la relation (1.48) décrivant l'amortissement Landau des ondes plasma et fait apparaître que le signe de γ_{pe} dépend directement du signe de la dérivée de la fonction de distribution des électrons autour de $v_x = v_\phi$.

Par ailleurs, la fonction de distribution maxwellienne (1D) s'écrit :

$$f(p) = \frac{1}{\sqrt{2\pi m_e k_B T_e}} \exp\left(-\frac{p^2}{2m_e k_B T_e}\right) \tag{1.112}$$

Le signe de la dérivée de $f(p)$ étant négatif, cela signifie que l'onde plasma s'amortit. En effet, dans une distribution maxwellienne, il y a plus d'électrons ayant une vitesse inférieure à la vitesse de phase que d'électrons qui ont une vitesse supérieure (voir figure 1.6). L'énergie perdue par l'onde plasma est transférée aux électrons qui sont accélérés et chauffés. Comme cela a été décrit dans la section 1.3, ce phénomène se produit pour les ondes plasmas de grande longueur d'onde, c'est-à-dire celles pour lesquelles la vitesse de phase est supérieure à la vitesse thermique des électrons.

Ce traitement de l'amortissement Landau a été étendue au cas non-linéaire dans de nombreuses études. L'un des aspects à considérer est notamment la déformation de la fonction de distribution électronique autour de $v_e \approx v_\phi$ suite au piégeage des électrons par l'onde plasma [212] (formation d'un

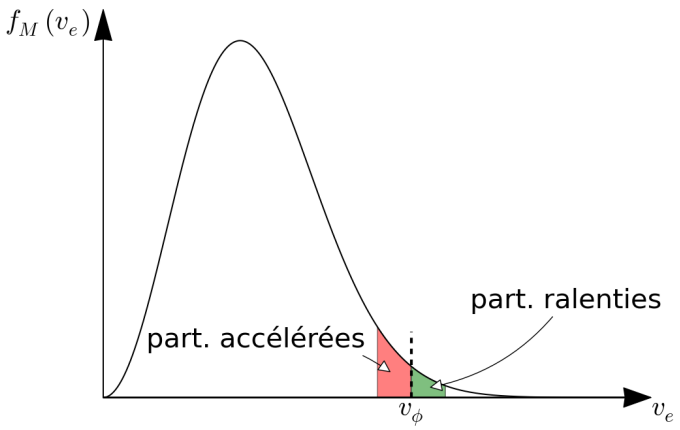


FIGURE 1.6: Particules en résonance avec l'onde plasma dans la fonction de distribution

plateau). Cela diminue (voire annule) la dérivée de la fonction de distribution et donc diminue l'amortissement Landau (1.111). D'autres études se sont également intéressées à la limite de déferlement des ondes plasmas [213-215] : ce déferlement se produit lorsque les électrons accélérés par l'onde plasma ne sont plus ordonnés par rapport à la situation au repos. Des électrons plus rapides dépassent des électrons plus lents ce qui provoque la brisure de l'onde. Ce processus est important pour les ondes plasma de grande amplitude $\delta n_e/n_e \gtrsim 1$ et il permet toutefois aux électrons rapides d'obtenir des énergies importantes par l'onde plasma [216].

Le piégeage des électrons dans les ondes plasmas est aussi un sujet majeur de l'accélération d'électrons par sillage [217, 218] (LWFA pour *laser wakedfield acceleration*). Dans ce mécanisme, une onde laser très intense et de courte durée excite une onde plasma dans son sillage. Des électrons piégés à l'intérieur de cette onde plasma et se trouvant en bas du potentiel peuvent gagner deux fois l'énergie potentielle de l'onde plasma.

1.6.4 L'accélération directe d'électrons par l'onde laser

Lors de l'interaction d'une impulsion très intense avec un plasma de faible densité ($n_e \sim 10^{20}$ cm^{-3}), l'auto-focalisation peut produire la formation d'un canal dans le plasma parallèle à l'axe de propagation de l'onde laser. Il y alors apparition d'un champ électrostatique radial et également d'un champ longitudinal à la face avant du plasma. On peut alors reprendre les équations du mouvement d'un électron oscillant dans le champ laser dans le vide (voir section 1.2) en y ajoutant les composantes du champ électrostatique. Pour cette raison, on parle d'accélération directe d'électrons par l'onde laser (DLA pour *Direct Laser Acceleration*) [219-224]. La différence fondamentale avec l'accélération dans le vide est que le champ électrostatique peut déphaser l'électron par rapport à l'onde laser, c'est-à-dire l'injecter dans le champ de l'onde pour qu'il puisse rester dans le champ accélérateur pendant des durées plus grandes et ainsi atteindre des énergies plus importantes que $(1 + a_0^2/2)m_e c^2$ ou que le potentiel pondéromoteur.

À titre d'illustration, la figure 1.7 montre les résultats d'une simulation PIC 2D réalisée par A. P. L. Robinson et al. Dans cette simulation, une impulsion laser d'intensité $I_l \approx 1.4 \cdot 10^{20}$ W.cm^{-2} ($a_{0,l} = 10$) et de durée 0.5 ps interagit avec un plasma de densité $n_0 = 8 \cdot 10^{19}$ cm^{-3}. La figure 1.7 montre alors la trajectoire d'un électron à la face avant du plasma sous l'effet du mécanisme DLA. Cet électron ressent le fort champ électrostatique E_x de séparation de charges ce qui entraine une diminution de son taux de déphasage $R = \gamma_e - p_x/m_e c$ par rapport à l'onde laser (ligne rouge). Il subit ensuite une forte accélération de la part de l'onde laser (ligne bleue) et obtient une impulsion longitudinale bien supérieure à celle qu'il aurait obtenue $p_x = 50 m_e c$ s'il avait été injecté au repos dans l'onde. Ces électrons sont appelés des électrons *super-pondéromoteurs* et portent environ 14 % de l'énergie électronique totale dans la configuration étudiée par A. P. L. Robinson et al.

1.6.5 Chauffage stochastique

Le chauffage stochastique [225-227] est un mécanisme mono-particulaire (comme le DLA). Les électrons sont accélérés par l'onde stationnaire correspondant à la superposition d'une onde électromagné-

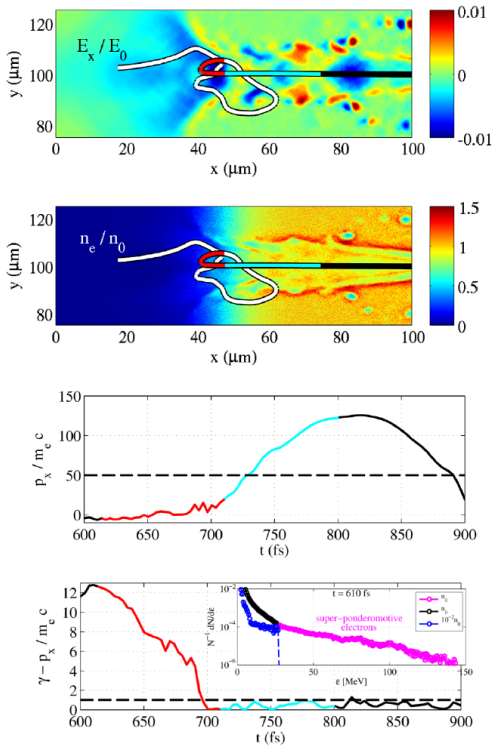


FIGURE 1.7: Accélération directe d'électrons lors de l'interaction d'une impulsion laser intense avec un plasma sous dense. Figure issue de [224].

tique incidente et d'une onde électromagnétique rétro-diffusée. Si la période d'oscillation de l'électron est incommensurable par rapport à la fréquence de l'onde, son mouvement devient chaotique. Les électrons peuvent obtenir une énergie de l'ordre de deux fois le potentiel pondéromoteur.

L'accélération stochastique se produit aussi dans le cas où l'électron se trouve dans plusieurs ondes plasmas de différentes vitesses de phase (et longueur d'onde). L'électron accéléré dans une onde peut être piégé ensuite dans une autre onde possédant une vitesse de phase plus importante. Avec plusieurs ondes plasmas, l'électron est diffusé dans l'espace des phases et peut gagner beaucoup d'énergie. C'est le principe du chauffage des électrons par la turbulence des ondes plasmas.

1.7 Conclusions

Nous avons présenté dans ce chapitre une introduction à l'interaction laser-plasma dans le régime non-relativiste et relativiste. Cette présentation bien évidemment non exhaustive montre qu'une très grande variété de phénomènes non linéaires viennent affecter la propagation et l'absorption d'une onde laser d'intensité relativiste dans un plasma de densité quasi-critique. Il est en particulier notable qu'un certain nombre d'instabilités paramétriques puissent s'y développer simultanément du fait de l'abaissement de la fréquence plasma électronique.

Cette revue a également mis en évidence que ce régime d'interaction permettait la formation de structures cohérentes comme les solitons électromagnétiques et électrostatiques. Même si ces derniers ont fait l'objet d'intenses études théoriques et numériques, l'étude des processus permettant leur formation ainsi que celle de leur interaction avec le reste du plasma reste encore un enjeu important.

Du fait de la complexité de ces processus, l'étude de l'interaction laser-plasma dans le régime relativiste et de la détermination des processus dominants nécessite de réaliser une description cinétique aussi complète que possible. Ce type de description est notamment permise par les codes numériques particulaires que nous allons décrire dans le chapitre suivant.

Chapitre 2

Description cinétique de l'interaction : simulations numériques Particle-In-Cell

Sommaire

2.1 Description cinétique de l'interaction laser-plasma . . . 56
2.1.1 Le code Particle-In-Cell OCEAN . . . 56
2.1.1.1 Principe . . . 57
2.1.1.2 Résolution des équations du mouvement . . . 59
2.1.1.3 Facteurs de forme . . . 59
2.1.1.4 Résolution des équations de Maxwell . . . 60
2.1.1.5 Algorithme et boîte numérique . . . 60
2.2 Quelques outils pour l'analyse des simulations numériques . . . 62
2.2.1 Séparation des composantes propagatives et contra-propagatives des champs électromagnétiques . . . 62
2.2.1.1 Séparation des ondes dans le vide . . . 62
2.2.1.2 Séparation des ondes dans le plasma . . . 63
2.2.2 Diagnostics utilisés ou développés pendant la thèse . . . 64
2.2.2.1 Carte (x, t) des champs électromagnétiques et des densités de particules . . . 64
2.2.2.2 Flux de Poynting . . . 64
2.2.2.3 Densités d'énergie électromagnétique et cinétique . . . 66
2.2.2.4 Énergie moyenne et température des particules . . . 66
2.2.2.5 Analyse temps-fréquence des champs électriques en un point de l'espace . . . 67
2.3 Paramètres physiques et géométrie des simulations présentées dans le manuscrit . . . 67
2.4 Convergence des simulations et choix des paramètres numériques . . . 68
2.4.1 Simulations de convergence dans la géométrie 1D . . . 69
2.4.2 Simulations de convergence dans la géométrie 2D . . . 70
2.5 Conclusions . . . 75

La simulation numérique [228, 229] joue un rôle très important dans l'étude de l'interaction laser-plasma et vient ainsi en complément des études théoriques et de la réalisation d'expériences. En particulier, les simulations numériques permettent de contrôler les paramètres et les conditions initiales de l'interaction, ce qui rend possible la reproductibilité des résultats. Enfin, les diagnostics utilisés dans les simulations peuvent a priori être en nombre illimité et ne perturbent pas l'interaction.

Les simulations numériques fonctionnent sur la méthodologie suivante. Quelle que soit la description numérique utilisée, les simulations s'appuient sur une modélisation du milieu physique à partir des lois fondamentales qui le décrivent. Dans le domaine de l'interaction laser-plasma, ce sont les équations du mouvement des particules, l'équation de Vlasov ou de Fokker-Planck, les équations de Maxwell, les équations de conservation (de la masse, l'impulsion, de l'énergie, ...), ...

Pour décrire l'interaction laser-plasma, plusieurs échelles de description sont possibles :

— *La description fluide*. Chaque espèce du plasma est traitée comme un fluide ayant atteint l'équilibre thermodynamique (espèce décrite par une fonction de distribution Maxwellienne avec une température T_α). Cette approche décrit l'évolution des grandeurs macroscopiques (densité, énergie,

vitesse, pression,...) sur des échelles de l'ordre de la nanoseconde et du millimètre. Cette description est considérée dans les problèmes traitant l'interaction entre un plasma et des lasers de faible intensité, où le comportement des particules reste collectif et les effets résonants ne sont pas importants.

— *La description cinétique*. Cette description décrit pour chaque espèce le mouvement de particules de différentes vitesses. Leur évolution est représentée par la fonction de distribution $f_\alpha(\vec{r},\vec{v},t)$. Les échelles généralement considérées sont de l'ordre de la picoseconde et de la dizaine ou de la centaine de microns. Cette description est plus adaptée à l'interaction laser-plasma à haut flux, où chaque particule a un comportement particulier mais elle demande des puissances de calcul beaucoup plus importantes.

— *La description hybride*. Cette description consiste à traiter chacune des espèces du plasma (ionique et électronique) par une des méthodes décrite ci-dessus. Par exemple, pour modéliser l'interaction laser-plasma, les électrons peuvent être traités de manière cinétique et les ions de manière fluide. Cette description sera choisie lorsque une espèce n'est pas fortement perturbée par la radiation laser, permettant de gagner du temps de calcul.

2.1 Description cinétique de l'interaction laser-plasma

Une description cinétique de l'interaction laser-plasma dans le régime non-collisionnel consiste à résoudre les équations de Vlasov [230] pour chaque espèce :

$$\frac{\partial f_\alpha}{\partial t} + \vec{v}\cdot\vec{\nabla} f_\alpha + \vec{F}_\alpha \cdot \frac{\partial f_\alpha}{\partial \vec{p}} = 0 \tag{2.1}$$

où $F_\alpha = q_\alpha(\vec{E} + \vec{v}_\alpha \wedge \vec{B})$ est la force de Lorentz, ainsi que les équations de Maxwell :

$$\vec{\nabla}\cdot\vec{E} = \frac{\rho}{\varepsilon_0} \qquad \vec{\nabla}\wedge\vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \tag{2.2}$$

$$\vec{\nabla}\cdot\vec{B} = 0 \qquad \vec{\nabla}\wedge\vec{B} = \mu_0\vec{j} + \frac{1}{c^2}\frac{\partial \vec{E}}{\partial t} \tag{2.3}$$

où $\rho = \sum_\alpha \rho_\alpha$ et $\vec{j} = \sum_\alpha \vec{j}_\alpha$ sont les densités totales de charges et de courant. $f_\alpha(\vec{r},\vec{p},t)$ représente la densité de particules de l'espèce α possédant une position comprise entre $\vec{r}$ et $\vec{r}+\mathrm{d}\vec{r}$ et une impulsion comprise entre $\vec{p}$ et $\vec{p}+\mathrm{d}\vec{p}$.

Ce système décrit l'évolution de la fonction de distribution moyenne des particules aux grandes échelles (supérieures à la longueur de Debye λ_{De}) dans un plasma peu dense et non collisionnel où $\vec{E}$ et $\vec{B}$ sont les champs moyens ressentis par les particules. Contrairement à la description hydrodynamique, la description cinétique permet de décrire les plasmas très loin de l'équilibre thermodynamique et notamment de traiter les interactions ondes-particules, les phénomènes de piégeage et d'accélération de particules, la formation de cavités électromagnétiques [195],...

Deux types de codes numériques permettent de résoudre ce système d'équations :

— Les *codes Vlasov*. Ces codes discrétisent l'espace des phases jusqu'à 6 dimensions et résolvent l'équation de Vlasov couplée aux équations de Maxwell par la méthode des différents ou des éléments fini(e)s.

— Les *codes Particle-In-Cell* (PIC). Ces codes résolvent l'équation de Vlasov couplée aux équations de Maxwell par la méthode des caractéristiques. La fonction de distribution des particules y est modélisée à l'aide de macro-particules. Contrairement aux codes Vlasov, les codes PIC ne discrétisent pas l'espace des phases et ne nécessitent donc pas de définir une énergie cinétique maximale pour les particules. Ces dernières peuvent y obtenir une énergie arbitrairement élevée et par conséquent, ces codes sont très adaptés à la modélisation de l'accélération de particules. Ajoutons qu'à la différence des codes Vlasov, les codes PIC donnent lieu par nature à un bruit numérique.

2.1.1 Le code Particle-In-Cell OCEAN

Les simulations numériques réalisées durant cette thèse ont été effectuées avec le code Particle-In-Cell OCEAN, développé par Rachel Nuter [128]. Même si je n'ai pas participé à son développement, je donne dans cette section, une description de ses méthodes numériques afin de mettre en évidence les

hypothèses et les approximations utilisées pour la réalisation des simulations qui seront présentées et analysées dans la suite du manuscrit.

J'ai réalisé, durant cette thèse, des simulations numériques selon deux géométries :

— la géométrie 1D3V[1] où les particules ne se déplacent que selon l'axe (Ox), qui est la direction de propagation de l'onde laser dans la simulation, mais où les trois composantes spatiales des champs et des vitesses des particules sont calculées.

— la géométrie 2D3V[2] où les particules peuvent se déplacer selon l'axe (Ox) (direction de propagation de l'onde laser) mais aussi selon l'axe transverse (Oy) et où les trois composantes des champs et des vitesses sont calculées.

Il faut noter toutefois que même si les particules ne se déplacent effectivement pas selon certains axes ((Oy) et (Oz) pour la géométrie 1D et (Oz) pour la géométrie 2D), les trois composantes des vitesses des particules et des champs électromagnétiques sont tout de même considérées dans les simulations. Cette restriction du domaine de simulation n'empêche donc pas de traiter les phénomènes électrostatiques et électromagnétiques de l'interaction mais simplement de simplifier le problème par des symétries et de diminuer les temps de calcul. Les simulations 1D3V permettent notamment de séparer les ondes électrostatiques présentes sur l'axe Ox, des ondes électromagnétiques présentes dans le plan (Oyz).

2.1.1.1 Principe

Le code OCEAN, comme tous les codes PIC [231-233] modélise la fonction de distribution $f_\alpha(\vec{r},\vec{p},t)$ de chaque espèce par un ensemble de $N_{p,\alpha}$ particules qui en plus de caractéristique physique (masse, charge, ...) possèdent un poids statistique. Les codes PIC ne résolvent alors pas directement l'équation de Vlasov 2.1 mais les équations relativistes du mouvement de ces $N_{p,\alpha}$ particules échantillonnant le plasma :

$$\frac{\mathrm{d}\vec{r}_\alpha}{\mathrm{d}t} = \frac{\vec{p}_\alpha}{\gamma_\alpha m_\alpha} \qquad \frac{\mathrm{d}\vec{p}_\alpha}{\mathrm{d}t} = q_\alpha\left(\vec{E}+\vec{v}_\alpha\wedge\vec{B}\right) \qquad \gamma_\alpha = \sqrt{1+\frac{\vec{p}_\alpha^{\,2}}{m_\alpha^2c^2}} \tag{2.4}$$

Ces particules simulées sont des *macro-particules*. Elles sont considérées comme ponctuelles dans les équations du mouvement[3] mais possèdent une distribution spatiale étendue pour le calcul des densités de charges et de courant. Les macro-particules peuvent être vues comme des nuages de charges reproduisant le comportement statistique d'un nombre beaucoup plus élevé de particules "réelles". C'est la première "astuce" des codes PIC.

Il faut également noter que même si le nombre de particules simulées a été largement diminué grâce à cette technique, il reste inenvisageable de traiter les interactions binaires[4] entre toutes les macro-particules. On introduit alors un maillage spatial aux nœuds desquels les champs électromagnétiques moyens sont calculés. Si les champs électromagnétiques sont décrits de manière eulérienne aux nœuds de ce maillage, les macro-particules peuvent elles se déplacer librement dans tout le domaine spatial. Ce maillage et les macro-particules qui s'y déplacent sont représentés en figure 2.1 en géométrie mono-dimensionnel (1D) et bi-dimensionnel (2D). Avec cette méthode, une macro-particule n'interagit pas avec toutes les autres particules de la simulation mais seulement avec les champs moyens des nœuds qui sont à proximité d'elle. Ce traitement exclut donc le traitement des collisions entre les particules.

Pour simplifier les équations résolues par le code PIC et limiter les erreurs dues au stockage des grandeurs à trop grand nombre de chiffres (densités de l'ordre de 10^{21} particules par cm^3, champs électriques de l'ordre de 10^{12} V/m,...), toutes les grandeurs considérées par le code sont *adimensionnées*, c'est-à-dire qu'elles sont exprimées en fonctions de grandeurs de référence (voir tableau 2.1). Ainsi les grandeurs temporelles et spatiales données par le code OCEAN sont respectivement exprimées par rapport à l'inverse de l'impulsion laser ω_0^{-1} et la longueur c/ω_0.

Les équations du mouvement des particules et les équations de Maxwell sont des équations continues en temps et en espace. Pour être résolues de façon numérique, celles-ci doivent être discrétisées avec un pas de temps Δt et un pas d'espace Δx (en géométrie 1D) ou $(\Delta x,\Delta y)$ (en géométrie 2D). Du fait de cette discrétisation, toutes les grandeurs physiques de la simulation ne sont connues qu'aux instants $t_k = k\Delta t$. Et les pas de discrétisation Δx et Δy correspondent eux aux pas d'espace du maillage spatial sur lesquels les champs électromagnétiques sont définis (voir figure 2.1).

1. Géométrie aussi appelée "PIC 1D 2/2".
2. Géométrie aussi appelée "PIC 2D 1/2".
3. Elles conservent également la charge et la masse des particules "réelles" qu'elles représentent.
4. Il y en a $N_p(N_p-1)/2$ (!), où $N_p = \sum_\alpha N_{p,\alpha}$ est le nombre total de macro-particules. Les algorithmes qui tiennent compte de ces interactions sont les code *particle-particle* (PP) et sont utilisés par exemple pour étudier les plasmas fortement corrélés.

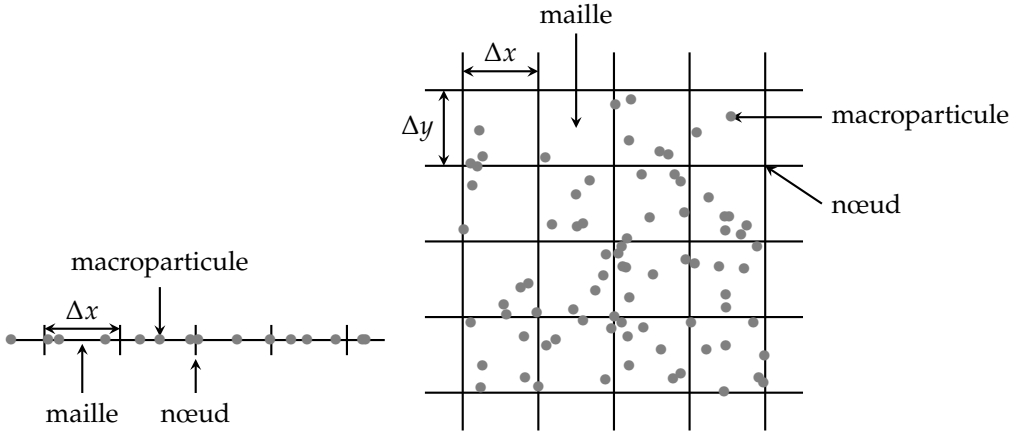


FIGURE 2.1: Maillage simulation 1D et 2D

Grandeur	Grandeur de référence
temps t	$1/\omega_0$
position x	c/ω_0
masse m_α	m_e
vitesse v	c
impulsion p_α	$m_\alpha c$
charge q_α	e
énergie E_α, température T_α	$m_e c^2$
densité n_α	n_c
champ électrique E	$E_c = m_e c\omega_0/e$
champ magnétique B	$B_c = m_e\omega_0/e$
densité d'énergie totale $\mathcal{D}$	$m_e c^2 n_c \lambda_0^D$
densité d'énergie moyennée ξ	$m_e c^2 n_c$

TABLE 2.1: Grandeurs normalisées dans le code PIC. $D = 1, 2$ est la dimension de la géométrie.

2.1.1.2 Résolution des équations du mouvement

Les équations du mouvement des particules sont discrétisées en temps par un schéma de type "saute mouton" (*leap frog*) :

$$\frac{\vec{p}_\alpha^{k+1/2} - \vec{p}_\alpha^{k-1/2}}{\Delta t} = q_\alpha \left(\vec{E}^k + \vec{v}_\alpha^k \wedge \vec{B}^k \right) \qquad \frac{\vec{r}_\alpha^{k+1} - \vec{r}_\alpha^{k}}{\Delta t} = \frac{\vec{p}_\alpha^{k+1/2}}{\gamma_\alpha^{k+1/2} m_\alpha} \tag{2.5}$$

où X^k est la valeur de la grandeur vectorielle ou scalaire X exprimée à l'instant t_k. Pour résoudre ces équations, le code OCEAN utilise le schéma de Boris [234] qui approxime la vitesse $\vec{v}_\alpha^k$ apparaissant dans la force de Lorentz de la façon suivante :

$$\vec{v}_\alpha^k = \frac{\vec{p}_\alpha^{k+1/2} + \vec{p}_\alpha^{k-1/2}}{2 m_\alpha \gamma_\alpha^k}. \tag{2.6}$$

Le terme γ_α^k est alors calculé en considérant uniquement la force exercée sur la particule par le champ électrique sur un demi pas de temps. Nous introduisons alors les impulsions :

$$\vec{p}_\alpha^{-} = \vec{p}_\alpha^{k-1/2} + \frac{q_\alpha \Delta t}{2} \vec{E}^k \qquad \vec{p}_\alpha^{+} = \vec{p}_\alpha^{k+1/2} - \frac{q_\alpha \Delta t}{2} \vec{E}^k. \tag{2.7}$$

Il reste à résoudre algébriquement le système suivant en approximant γ^k par $\gamma^k = \sqrt{1 + (\vec{p}^{\,-})^2}$:

$$\vec{p}_\alpha^{+} - \vec{p}_\alpha^{-} = \frac{q_\alpha \Delta t}{2 m_\alpha \gamma_\alpha^k} \left(\vec{p}_\alpha^{+} + \vec{p}_\alpha^{-} \right) \wedge \vec{B}^k \tag{2.8}$$

L'algorithme de calcul des impulsions est donc le suivant :

1. calcul de $\vec{p}_\alpha^{-}$ à partir de $\vec{p}_\alpha^{k-1/2}$ selon l'équation (2.7),
2. calcul de $\vec{p}_\alpha^{+}$ en résolvant le système (2.8),
3. calcul de $\vec{p}_\alpha^{k+1/2}$ à partir de $\vec{p}_\alpha^{+}$ selon l'équation (2.7).

2.1.1.3 Facteurs de forme

Comme cela a été dit plus haut, les macro-particules n'ont pas une taille ponctuelle mais possèdent une extension spatiale caractérisée par un facteur de forme $S(\vec{r} - \vec{r}_j)$. Ce facteur de forme intervient dans deux schémas distincts :

— Un *schéma de projection*. À partir de la position des particules, on calcule les densités de charges aux nœuds $\vec{r}_i$ du maillage :

$$\rho(\vec{r}_i) = \sum_j q_j W_j S(\vec{r}_i - \vec{r}_j) \tag{2.9}$$

où $\sum_j$ est une somme sur toutes les macro-particules au voisinage du nœud $\vec{r}_i$ et

$$W_{\alpha,j} = n_\alpha \Delta x \Delta y / |q_\alpha| N_{\mathrm{mpm},\alpha} \tag{2.10}$$

est le poids statistique de chacune d'elle. Ce poids est défini à l'initialisation de la simulation.

— Un *schéma d'interpolation*. À partir de la connaissance des champs électromagnétiques aux nœuds du maillage, on calcule la force de Lorentz subie par chaque macro-particule.

Ces deux schémas sont d'une très grande importance pour la cohérence du code et plus précisément pour limiter le *chauffage numérique*, c'est-à-dire le chauffage artificiel que peuvent subir les macro-particules du code. Limiter le chauffage numérique revient à assurer la conservation de l'énergie au cours de l'interaction (voir section 2.4). Dans toutes les simulations réalisées pendant cette thèse et présentées dans ce manuscrit, des fonctions d'interpolation d'ordre 3 (4 points de maillage) ont été utilisées pour les facteurs de forme $S(\vec{r} - \vec{r}_j)$.

2.1.1.4 Résolution des équations de Maxwell

En plus des équations du mouvement, le code OCEAN résout les équations de Faraday et d'Ampère au moyen de la technique appelée *Directional splitting* [228, 235, 236]. Ce schéma numérique consiste, pour les simulations 2D, à résoudre ces équations en séparant les directions (Ox) et (Oy) de la façon suivante :

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} \pm c\frac{\partial}{\partial x}\right) F_{\pm}(x,t) = -\frac{1}{2\varepsilon_0} j_y \tag{2.11}$$

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} \mp c\frac{\partial}{\partial x}\right) G_{\pm}(x,t) = -\frac{1}{2\varepsilon_0} j_z \tag{2.12}$$

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} \mp c\frac{\partial}{\partial y}\right) H_{\pm}(x,t) = -\frac{1}{2\varepsilon_0} j_x \tag{2.13}$$

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} \pm c\frac{\partial}{\partial y}\right) I_{\pm}(x,t) = -\frac{1}{2\varepsilon_0} j_z \tag{2.14}$$

où

$$F_{\pm}(x,t) = \left(\frac{E_y \pm cB_z}{2}\right) \qquad G_{\pm}(x,t) = \left(\frac{E_z \pm cB_y}{2}\right) \tag{2.15}$$

$$H_{\pm}(x,t) = \left(\frac{E_x \pm cB_z}{2}\right) \qquad I_{\pm}(x,t) = \left(\frac{E_z \pm cB_x}{2}\right) \tag{2.16}$$

On se focalise dans la suite de cette section sur les simulations monodimensionnelles où seules les équations (2.11) et (2.12) sont résolues. Ces deux équations étant très similaires, on n'expliquera le détail de cette méthode qu'en se concentrant sur l'équation (2.11), le cas de la résolution de l'équation (2.12) étant identique.

L'équation (2.11) est réduite à une équation différentielle ordinaire le long des lignes caractéristiques d'équation $x(t) = \pm ct + x_0$ (figure 2.2) puis intégrée le long de ces lignes. Elle a pour solution :

$$F_{\pm}(x,t) = F_{\pm,0}(x \mp ct) - \frac{1}{2\varepsilon_0}\int_0^t j_{y,\pm}\left(x \mp c(t-s), s\right) \mathrm{d}s \tag{2.17}$$

En général, il n'est pas possible d'obtenir une expression analytique de l'intégrale du courant. Cette équation est donc discrétisée de sorte que les champs électromagnétiques soient exprimés seulement aux points d'un maillage (x^i, t^k) vérifiant $\Delta x = c\Delta t$. Le membre de gauche de l'équation (2.17) est exprimé exactement sur les points de ce maillage. En revanche, l'intégrale du courant est approximée par la méthode du point milieu. L'équation utilisée dans le schéma numérique est donc la suivante :

$$F_{\pm}(x^i, t^{k+1}) = F_{\pm}(x^{i\mp1}, t^k) - \frac{\Delta t}{2\varepsilon_0} j_{y,\pm}\left(x^{i\mp1/2}, t^{k+1/2}\right) \tag{2.18}$$

Cette relation permet de calculer les champs à l'instant t^{k+1} à partir des champs connus à l'instant t^k. Le courant qui apparaît dans cette expression est calculé au temps $t^{k+1/2}$ à partir des vitesses des électrons et des ions.

En comparant par développement de Taylor l'équation (2.18) avec l'équation (2.17), on peut montrer que ce schéma numérique est d'ordre 2 en temps et en espace. Le pas de temps et le pas d'espace doivent donc être suffisamment réduits pour que les équations de Maxwell soient résolues avec la plus faible erreur possible. On vérifiera par ailleurs en section 2.4 que le chauffage numérique dans nos simulations reste très limité et que la convergence des grandeurs macroscopiques de l'interaction mesurées en fin de simulation est atteinte lorsqu'on diminue les pas $c\Delta t = \Delta x$ et lorsqu'on augmente le nombre de particules par maille.Ceci montre que la résolution choisie est suffisante car les erreurs numériques cumulées restent négligeables pour la durée de nos simulations.

2.1.1.5 Algorithme et boîte numérique

Les équations de Maxwell et celles du mouvement des particules sont résolues, à toutes les itérations t^k, selon l'algorithme PIC résumé en figure 2.3. Ainsi, à chaque itération :

1. Les champs électromagnétiques sont interpolés sur les positions des macro-particules.

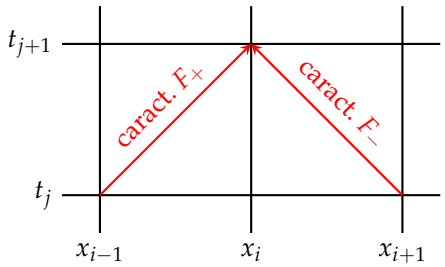


FIGURE 2.2: Discrétisation et résolution de l'équation (2.17) le long des caractéristiques

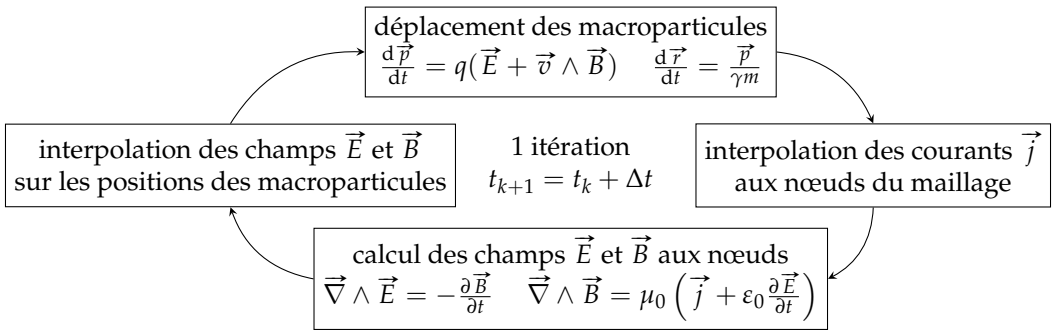


FIGURE 2.3: Algorithme code Particle-In-Cell OCEAN.

2. Les macro-particules se déplacent dans le maillage sous l'effet des champs électromagnétiques $(\vec{E}, \vec{B})$ selon les équations (2.5).
3. Cela définit de nouvelles densités de charges ρ et de courants $\vec{j}$ [237].
4. Ces grandeurs sont les termes sources des équations de Maxwell que l'on résout pour obtenir les nouvelles valeurs des champs électromagnétiques $(\vec{E}, \vec{B})$ à l'itération suivante.

Ce cycle se répète N_t fois et permet ainsi de simuler l'interaction d'une impulsion laser avec un plasma pendant une durée de simulation $t_s = N_t \Delta t$.

Même si les macro-particules peuvent se déplacer sur tout le maillage, ce dernier est tout de même délimité par le domaine spatial de simulation, appelé *boîte numérique*. C'est uniquement dans cette boîte que l'interaction laser-plasma est simulée. Elle possède alors des conditions aux bords pour les champs électromagnétiques et les macro-particules. Elles peuvent ainsi être réfléchissantes, absorbantes ou périodiques.

Le code OCEAN est un code *massivement parallélisé* : il sépare le domaine spatial de la boîte numérique en plusieurs sous-domaines, chacun étant simulé par un processeur. Les processeurs résolvent chacun les équations du mouvement et les équations de Maxwell pour les particules et les champs électromagnétiques de leur sous-domaine. Et ils s'échangent à chaque itération les informations sur les interfaces de ces sous-domaines. Les macro-particules peuvent également passer d'un sous-domaine à un autre.

Ce code fournit une grande quantité d'informations sur les simulations en donnant :

— la distribution spatiale des densités n_α et des champs $(\vec{E}, \vec{B})$ à des instants fixés ;

— l'espace des phases des particules $(\vec{r}_\alpha, \vec{p}_\alpha)$ à des instants fixés ;

— l'évolution de l'énergie cinétique totale des différentes espèces du plasma et de l'énergie des champs électromagnétiques contenues dans la boite de simulation en fonction du temps (résolution temporelle de Δt) ;

— le flux laser et les flux de Poynting instantanés aux bords de la boîte numérique en fonction du temps (résolution temporelle de Δt) ;

— l'évolution des champs $(\vec{E}(\vec{r}_i), \vec{B}(\vec{r}_i))$ à une ou plusieurs positions $\vec{r}_i$ de la boîte, en fonction du temps (résolution temporelle de Δt).

2.2 Quelques outils pour l'analyse des simulations numériques

2.2.1 Séparation des composantes propagatives et contra-propagatives des champs électromagnétiques

Pour étudier l'interaction et notamment le développement d'instabilités paramétriques où des ondes électromagnétiques sont diffusées par le plasma, il sera très utile d'extraire de la distribution des champs électromagnétiques $(\vec{E}, \vec{B})$ donnée par le code, les composantes des champs électromagnétiques se propageant vers les x croissant et vers les x décroissant.

Nous discutons dans cette section des méthodes utilisées pour réaliser cette séparation dans le vide et dans le plasma, dans le cas des simulations 1D où les ondes électromagnétiques sont nécessairement des ondes planes.

2.2.1.1 Séparation des ondes dans le vide

Dans le vide, les champs électromagnétiques répondent aux équations de d'Alembert :

$$\frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial x^2} - \frac{1}{c^2}\frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} = 0 \qquad \frac{\partial^2 \vec{B}}{\partial x^2} - \frac{1}{c^2}\frac{\partial^2 \vec{B}}{\partial t^2} = 0 \tag{2.19}$$

dont les solutions s'écrivent sous la forme :

$$\vec{E}(x,t) = \vec{E}_+\left(t - \frac{x}{c}\right) + \vec{E}_-\left(t + \frac{x}{c}\right) \tag{2.20}$$

$$\vec{B}(x,t) = \vec{B}_+\left(t - \frac{x}{c}\right) + \vec{B}_-\left(t + \frac{x}{c}\right) \tag{2.21}$$

Ainsi, les ondes planes dans le vide sont forcément la somme d'une onde $(\vec{E}_+, \vec{B}_+)$ se propageant vers les x croissants et d'une autre onde $(\vec{E}_-, \vec{B}_-)$ se propageant vers les x décroissants. Ces deux ondes se déplacent à la vitesse c.

Comme les ondes électromagnétiques sont transverses, les relations (2.20)-(2.21) s'écrivent également :

$$\vec{E}(x,t) = \left(E_{y+}(u) + E_{y-}(v)\right)\vec{e}_y + \left(E_{z+}(u) + E_{z-}(v)\right)\vec{e}_z \tag{2.22}$$

$$\vec{B}(x,t) = \left(B_{y+}(u) + B_{y-}(v)\right)\vec{e}_y + \left(B_{z+}(u) + B_{z-}(v)\right)\vec{e}_z \tag{2.23}$$

où $u = \left(t - \frac{x}{c}\right)$ et $v = \left(t + \frac{x}{c}\right)$

De plus, l'équation de Maxwell-Faraday donne pour chaque onde se propageant vers les x croissants et les x décroissants :

$$\vec{B}_+ = \frac{\vec{i}_+ \wedge \vec{E}_+}{c} \qquad \vec{B}_- = \frac{\vec{i}_- \wedge \vec{E}_-}{c} \tag{2.24}$$

où $\vec{i}_+ = \vec{k}_+/k_+$ et $\vec{i}_- = \vec{k}_-/k_-$ sont le vecteurs unitaires orientés dans le sens de propagation des ondes électromagnétiques. Comme les ondes considérées se propagent suivant l'axe (Ox), les relations (2.24) s'écrivent :

$$B_{y+} = -\frac{E_{z+}}{c} \qquad B_{z+} = \frac{E_{y+}}{c} \tag{2.25}$$

$$B_{y-} = \frac{E_{z-}}{c} \qquad B_{z-} = -\frac{E_{y-}}{c} \tag{2.26}$$

Soit finalement :

$$E_{y,\pm} = \frac{E_y \pm cB_z}{2} \qquad E_{z,\pm} = \frac{E_z \mp cB_y}{2} \tag{2.27}$$

$$B_{y,\pm} = \frac{B_y \mp E_z/c}{2} \qquad B_{z,\pm} = \frac{B_z \pm E_y/c}{2} \tag{2.28}$$

Ces relations sont exactes dans le vide quelle que soit l'enveloppe et le spectre des ondes qui s'y propagent. Ajoutons par ailleurs que les champs $E_{y,\pm}$ et $E_{z,\pm}$ correspondent aux quantités $F_\pm$ et $G_\pm$ calculées dans les relations (2.11) et (2.12) par le schéma de résolution des équations de Maxwell (section 2.1.1.4). Dans le cas où les courants j_y et j_z sont nuls, ces relations décrivent effectivement la propagation de $F_\pm$ et $G_\pm$ à la vitesse c dans le vide.

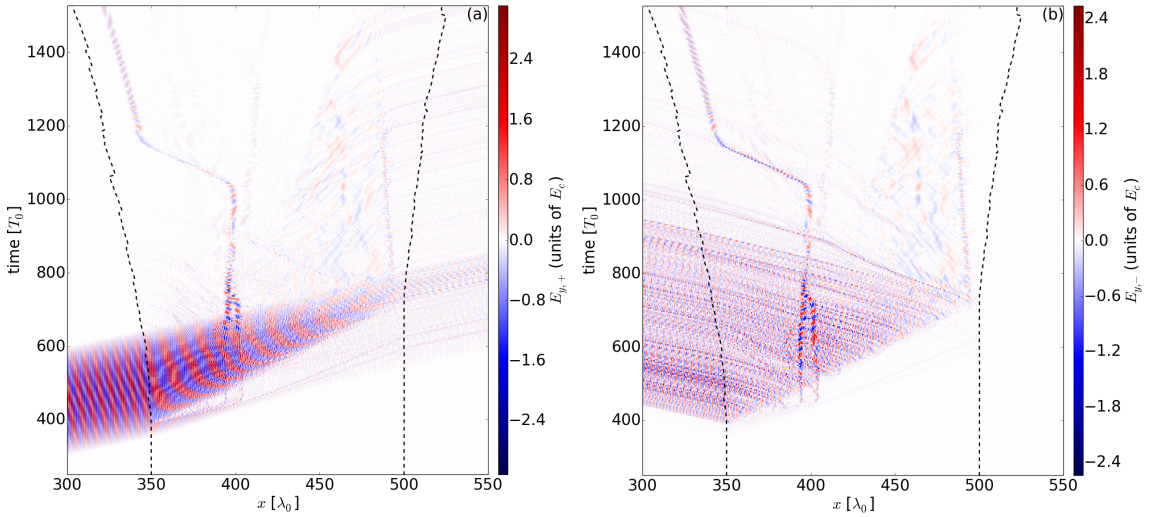


FIGURE 2.4: Distribution des champs $E_{y,+}$ se propageant vers les x croissants (a) et des champs $E_{y,-}$ se propageant vers les x décroissants (b) en fonction de la position et du temps. Ces champs sont calculés à partir des relations (2.27). Les lignes noires représentent les bords du plasma ($n_p > 0.1 n_c$).

2.2.1.2 Séparation des ondes dans le plasma

Dans le plasma, nous utilisons également les relations (2.27)-(2.28) pour séparer les composantes propagatives et contra-propagatives des champs électromagnétiques. Comme on l'a dit plus haut, les champs $E_{y,\pm}$ et $E_{z,\pm}$ sont calculées dans le schéma de résolution des équations de Maxwell utilisé par le code. Mais il faut noter que même si la résolution des équations de propagation est réalisée selon la méthode des caractéristiques, cela ne signifie pas que les ondes se propagent à la vitesse c des caractéristiques. Le courant des particules, non nul dans le plasma, joue le rôle de terme source dans les équations de propagation des ondes électromagnétiques de sorte que leur vitesse de phase et de groupe n'est pas égale à c.

Nous vérifions a posteriori la validité de cette séparation dans les diagnostics utilisés pour l'analyse des simulations. À titre d'exemple, on donne, en figure 2.4, la distribution des champs $E_{y,+}$ et $E_{y,-}$, calculés à partir des relations (2.27), se propageant respectivement vers les x croissants et vers les x décroissants. Les bords du plasma sont délimités par les lignes noires en pointillés.

Les figures 2.4.a et 2.4.b montrent alors des perturbations localisées (c'est-à-dire des ondes !) se propageant respectivement vers les x croissants et vers les x décroissants, lorsque le temps t croît. Ces ondes sont visibles sur ces figures par des droites de pente positive (2.4.a) ou de pente négative (figure 2.4.b) et ne présentent pas de discontinuité à l'interface vide-plasma malgré le fait que les relations (2.27) utilisées pour les calculer soient exactes dans le vide et à priori approchées dans le plasma. On observe notamment, sur la figure 2.4.a, la propagation de l'onde laser de durée $\tau_0 = 300\, T_0$, dans le vide puis dans le plasma. On observe également la présence d'ondes stationnaires vers $x \sim 400\, \lambda_0$: ce sont des solitons électromagnétiques piégés à l'intérieur du plasma, qui feront l'objet d'une description détaillée dans le chapitre 4.

Ajoutons enfin qu'il est trivial de montrer que les composantes $E_{y,\pm}$ tracées sur ces figures et calculées (2.27) vérifient bien :

$$E_{y,+} + E_{y,-} = E_y. \tag{2.29}$$

Ces relations pour séparer les composantes des ondes seront utilisées pour l'étude des simulations 1D. Dans les simulations 2D présentées dans le manuscrit, l'onde laser et le plasma avec laquelle elle interagit ont initialement un profil homogène selon Oy. Ces méthodes de séparation des composantes propagatives et contra-propagatives des champs électromagnétiques seront donc également utilisées dans les simulations 2D, en considérant que les ondes électromagnétiques étudiées sont, en première approximation, des ondes planes.

2.2.2 Diagnostics utilisés ou développés pendant la thèse

2.2.2.1 Carte (x,t) des champs électromagnétiques et des densités de particules

Comme on l'a dit, le code OCEAN est un code parallélisé où chaque processeur résout les équations de Maxwell et du mouvement dans son domaine spatial. Ainsi, au cours d'une simulation, chacun d'eux crée périodiquement plusieurs fichiers donnant la distribution spatiale des densités de particules, des champs électromagnétiques et de l'espace des phases des particules. Une partie de mon travail d'exploitation des données fournies par le code PIC a consisté à regrouper efficacement ces données pour tracer les cartes de distribution de densité, des champs électromagnétiques ou des densités d'énergie en fonction de l'espace et du temps, dans les simulations 1D (voir par exemple les figures 2.4). Ces diagnostics sont d'une grande richesse et nous permettent d'observer facilement l'excitation, le déplacement et l'absorption des ondes électromagnétiques, ainsi que le chauffage électronique et ionique,... Les cartes de densités de particules nous permettent notamment d'extraire la position des bords du plasma ou de ceux des cavités électromagnétiques (qui sont des dépressions dans les densités électroniques et ioniques se formant dans le plasma). La position des bords de la cavité est ensuite d'un grand intérêt pour connaître par exemple l'évolution de sa taille et de sa densité d'énergie au cours du temps.

2.2.2.2 Flux de Poynting

Pour étudier l'absorption de l'énergie laser par le plasma dans les simulations, il est d'un grand intérêt de calculer les flux de Poynting instantanés $P(x,t)$ à la face avant ($x=0$) et arrière ($x=L_x$) de la boite numérique. Et comme l'expression du champ laser est parfaitement connu, le flux laser $P_{las}(x,t)$ en $x=0$ peut lui aussi être calculé. Les expressions générales de ces flux dont les suivantes :

$$P(x,t) = \int_S \frac{\vec{E}(x,t) \wedge \vec{B}(x,t)}{\mu_0} \cdot \mathrm{d}\vec{S} \qquad P_{las}(t) = \int_S \frac{\vec{E}_l(0,t) \wedge \vec{B}_l(0,t)}{\mu_0} \cdot \mathrm{d}\vec{S} \tag{2.30}$$

où $\vec{E}_l$ et $\vec{B}_l$ sont les champs électromagnétiques de l'impulsion laser et $\mathrm{d}\vec{S}$ un vecteur orienté perpendiculairement à la face avant ou arrière de la boite numérique.

En pratique, l'expression de ces flux dépend de la géométrie de la simulation. Dans les simulations mono-dimensionnelles où seul l'axe (Ox) est considéré, les flux de Poynting sont calculés en un point géométrique ($x=0$ ou $x=L_x$). Dans les simulations 2D, ils sont calculés le long du bord transverse de la boite numérique $[0,L_y]$ en $x=0$ ou $x=L_x$:

$$\begin{aligned}
P^{1D}(x,t) &= \frac{1}{\mu_0}\left(E_y(x,t)B_z(x,t) - E_z(x,t)B_y(x,t)\right) \\
P^{1D}_{las}(t) &= \frac{1}{\mu_0}\Big(E_{l,y}(0,t)B_{l,z}(0,t) - E_{l,z}(0,t)B_{l,y}(0,t)\Big) \\
P^{2D}(x,t) &= \frac{1}{\mu_0 L_y}\int_0^{L_y}\left(E_y(x,t)B_z(x,t) - E_z(x,t)B_y(x,t)\right)\mathrm{d}y \\
P^{2D}_{las}(t) &= \frac{1}{\mu_0 L_y}\int_0^{L_y}\Big(E_{l,y}(0,y,t)B_{l,z}(0,y,t) - E_{l,z}(0,y,t)B_{l,y}(0,y,t)\Big)\mathrm{d}y
\end{aligned} \tag{2.31}$$

où $E_{l,y}$, $E_{l,z}$, $B_{l,y}$ et $B_{l,z}$ sont les composantes du champ laser. Il est important de noter que les champs électromagnétiques modélisant le laser sont injectés au bord gauche de la boîte. Ces quantités sont directement calculées par le code OCEAN.

L'impulsion laser entrant uniquement en face avant de la boite ($x=0$), on déduit l'expression des flux rétro-diffusés et transmis par le plasma lors de l'interaction :

$$P_{retro}(t) = P(0,t) - P_{las}(t) \qquad P_{trans}(t) = P(L_x,t) \tag{2.32}$$

En intégrant ces flux instantanés avec le temps, on obtient les densités d'énergie laser, rétro-diffusée et transmise cumulées :

$$\mathcal{D}_{las}(t) = \int_0^t P_{las}(t')\,\mathrm{d}t' \qquad \mathcal{D}_{retro}(t) = \int_0^t P_{retro}(t')\,\mathrm{d}t' \qquad \mathcal{D}_{trans}(t) = \int_0^t P_{trans}(t')\,\mathrm{d}t' \tag{2.33}$$

Il est important de noter que, du fait de la géométrie des simulations, ces quantités ne sont pas homogènes à des énergies mais bien à des densités d'énergie[5]. Elles s'expriment ainsi en $\mathrm{J/m^2}$ dans les

5. Ces quantités sont homogènes à des énergies (exprimées en joules) seulement dans les simulations en géométrie 3D, où les trois axes de l'espace réel sont simulés.

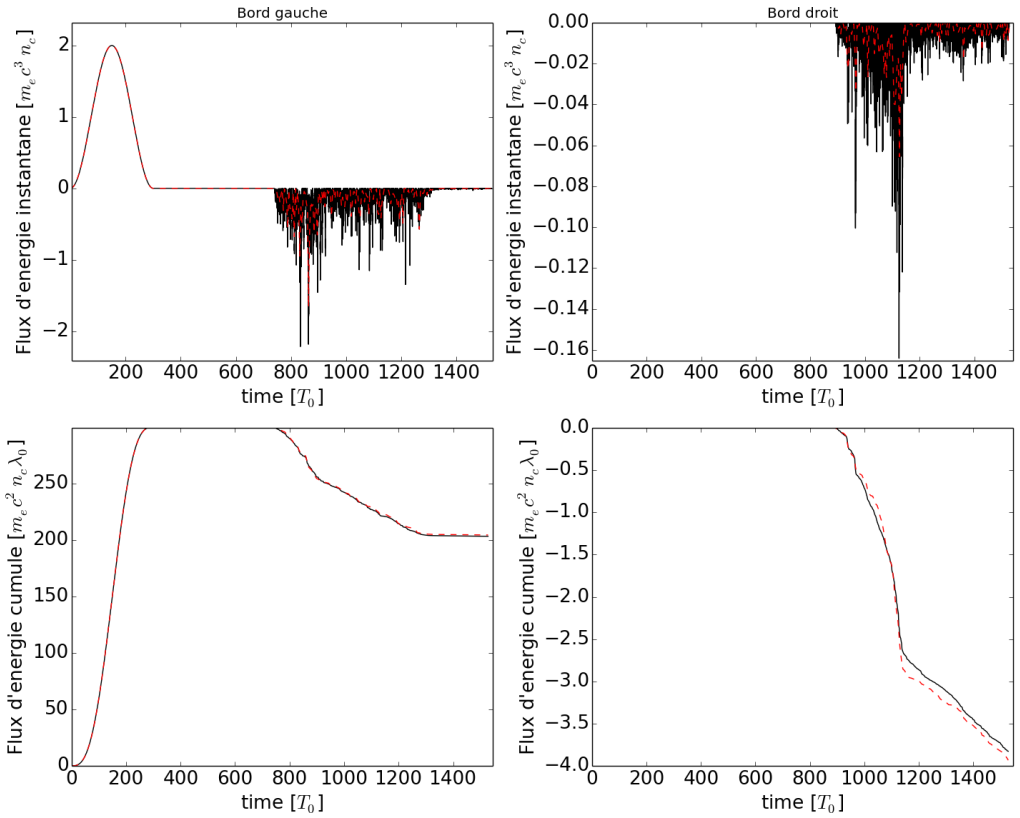


FIGURE 2.5: Comparaison des flux des Poynting instantanés et cumulés aux bords gauche et droit de la boite numérique calculés par le code PIC à chaque itération Δt^{1D} (courbes noires) et pour une résolution plus basse $500\Delta t^{1D}$ donnés par la distribution spatiale des champs (courbes rouges en pointillés).

simulations mono-dimensionnelles et en J/m dans les simulations bi-dimensionnelles. $\mathcal{D}_{las}(t)$, $\mathcal{D}_{retro}(t)$ et $\mathcal{D}_{trans}(t)$ correspondent alors respectivement à la densité d'énergie laser injectée dans la boite numérique (en face avant), à la densité d'énergie rétro-diffusée (en face avant) et à la densité d'énergie transmise (à travers la face arrière) de la boite numérique pendant l'intervalle $[0, t]$.

Nous en déduisons les taux de réflectivité et de transmission à la fin de la simulation ($t = t_s$) :

$$R = \frac{-\mathcal{D}_{retro}(t_s)}{\mathcal{D}_{las}(t_s)} \qquad T = \frac{\mathcal{D}_{trans}(t_s)}{\mathcal{D}_{las}(t_s)} \tag{2.34}$$

Il peut également être utile de calculer les flux de Poynting à des positions différentes de celles des bords de la boite numérique. Pour cela, on calcule les flux à l'aide des relations (2.31) en utilisant les champs électromagnétiques enregistrés tous les Δt à des positions fixes du maillage ou en utilisant la distribution spatiale des champs électromagnétiques qui n'est pas enregistrée par le code OCEAN à toutes les itérations Δt (pour des raisons de coût de stockage et d'exploitation des données) mais seulement périodiquement tous les $N_t \Delta t$ (le plus souvent $N_t = 500$ dans les simulations 1D que l'on considérera). Même si la résolution en temps est plus faible, nous avons pu vérifier la validité de cette méthode notamment en comparant les flux de Poyting cumulés calculés aux bords de la boite numérique par le code OCEAN toutes les itérations Δt avec ceux calculés avec une résolution temporelle moins importante (voir les courbes noires et rouges sur la figure 2.5). Nous utiliserons cette méthode dans le chapitre 4 (section 4.4.1).

2.2.2.3 Densités d'énergie électromagnétique et cinétique

Il est également possible de calculer la densité d'énergie électromagnétique $\mathcal{D}_{\mathrm{EM,box}}(t)$ présente dans la boite numérique :

$$\begin{aligned}\mathcal{D}^{1D}_{EM,box}(t) &= \int_0^{L_x}\left(\frac{1}{2}\varepsilon_0\vec{E}^2(x,t)+\frac{1}{2\mu_0}\vec{B}^2(x,t)\right)\mathrm{d}x\\ \mathcal{D}^{2D}_{EM,box}(t) &= \int_0^{L_x}\int_0^{L_y}\left(\frac{1}{2}\varepsilon_0\vec{E}^2(x,y,t)+\frac{1}{2\mu_0}\vec{B}^2(x,y,t)\right)\mathrm{d}x\,\mathrm{d}y,\end{aligned} \tag{2.35}$$

ainsi que la densité d'énergie cinétique de chaque espèce :

$$\mathcal{D}_{kin,\alpha}(t) = m_\alpha c^2\sum_j(\gamma_{\alpha,j}(t)-1)W_{\alpha,j} \tag{2.36}$$

où $\sum_j$ est la somme sur toutes les macro-particules. Là encore ces quantités sont bien des densités d'énergie et s'expriment en $\mathrm{J/m^2}$ dans les simulations 1D et en $\mathrm{J/m}$ dans les simulations 2D. Ces quantités sont là aussi calculées par le code OCEAN et sont enregistrés comme diagnostics.

En complément de ce qui précède, j'ai développé plusieurs diagnostics pour calculer les densités d'énergie électromagnétique et cinétique dans des zones spatiales plus restreintes que la boite numérique. Les densités d'énergie électromagnétique que l'on calcule sont données par :

$$\begin{aligned}\xi^{1D}_{EM}(x_{ab},t) &= \frac{1}{x_b-x_a}\int_{x_a}^{x_b}\left(\frac{1}{2}\varepsilon_0\vec{E}^2(x,t)+\frac{1}{2\mu_0}\vec{B}^2(x,t)\right)\mathrm{d}x\\ \xi^{2D}_{EM}(x_{ab},y_{ab},t) &= \frac{1}{(x_b-x_a)(y_b-y_a)}\int_{x_a}^{x_b}\int_{y_a}^{y_b}\left(\frac{1}{2}\varepsilon_0\vec{E}^2(x,y,t)+\frac{1}{2\mu_0}\vec{B}^2(x,y,t)\right)\mathrm{d}x\,\mathrm{d}y,\end{aligned} \tag{2.37}$$

et les densités d'énergie cinétique s'écrivent :

$$\begin{aligned}\xi^{1D}_{kin,\alpha}(x_{ab},t) &= \frac{m_\alpha c^2}{x_b-x_a}\sum_{\substack{j\\ x_a\leqslant x_j<x_b}}(\gamma_{\alpha,j}(t)-1)W_{\alpha,j}\\ \xi^{2D}_{kin,\alpha}(x_{ab},y_{ab},t) &= \frac{m_\alpha c^2}{(x_b-x_a)(y_b-y_a)}\sum_{\substack{j\\ x_a\leqslant x_j<x_b\\ y_a\leqslant y_j<y_b}}(\gamma_{\alpha,j}(t)-1)W_{\alpha,j}\end{aligned} \tag{2.38}$$

où $[x_a,x_b]\times[y_a,y_b]$ est le domaine spatial et $x_{ab}=(x_a+x_b)/2$ et $y_{ab}=(y_a+y_b)/2$ définissent la position moyenne où ces densités d'énergie sont évaluées. Ces quantités sont à différencier des densités d'énergie électromagnétiques et cinétiques données respectivement par les relations (2.35) et (2.36) qui correspondent à des densités d'énergie *totales* (exactes) de toute la boite numérique. Les densités ξ sont en revanche des densités d'énergie *moyennées* sur un volume et sont donc toujours exprimées en $\mathrm{J/m^3}$ quelle que soit la géométrie de la simulation (voir table 2.1).

Ce type de diagnostic sera notamment très intéressant pour l'étude de l'absorption de l'énergie laser par les particules du plasma et pour l'étude énergétique des cavités électromagnétiques.

2.2.2.4 Énergie moyenne et température des particules

L'analyse de l'espace des phase nous permet également de calculer l'énergie moyenne des particules dans une zone donnée. Cette énergie cinétique moyenne est donnée par :

$$E_{kin,\alpha}(x_{ab},y_{ab},t) = \left(\langle\gamma_\alpha\rangle(x_{ab},y_{ab},t)-1\right)m_\alpha c^2 \tag{2.39}$$

où

$$\langle\gamma_\alpha\rangle(x_{ab},y_{ab},t) = \frac{\sum_j W_{\alpha,j}\gamma_{\alpha,j}(t)}{\sum_j W_{\alpha,j}} \tag{2.40}$$

est le facteur relativiste moyen calculé dans le domaine d'intérêt $[x_a,x_b]\times[y_a,y_b]$.

Si on assimile la population électronique ou ionique à un gaz parfait, on peut leur associer une température donnée, dans la limite non-relativiste, par :

$$T_\alpha(x_{ab}, y_{ab}, t) = (\alpha_e - 1)\left(\langle\gamma_\alpha\rangle(x_{ab}, y_{ab}, t) - 1\right) m_\alpha c^2 \tag{2.41}$$

où α_e est l'indice adiabatique des électrons qui varie de $5/3$ (dans le cas non relativiste) à $4/3$ (dans le cas ultra-relativiste). Ce type de calcul m'a permis d'obtenir des cartes de la température des électrons et des ions en fonction du temps et de l'espace. J'ai pu vérifier que la température calculée aux premiers instants par ce diagnostic était bien égale à la température imposée initialement dans les paramètres de la simulation.

2.2.2.5 Analyse temps-fréquence des champs électriques en un point de l'espace

Pour étudier le développement des instabilités paramétriques lors de l'interaction, il est très utile de connaître au cours du temps les fréquences des ondes électromagnétiques et électrostatiques excitées à l'intérieur du plasma ou dans le vide. Nous réalisons pour cela une analyse temps-fréquences des champs E_{y+}, E_{y-} et E_x mesurés en un ou plusieurs points fixes de la boite numérique. L'analyse spectrale est alors réalisée par une transformée de Fourier rapide (FFT pour *Fast Fourier Transform*) des champs électriques à cette position. La FFT est calculée sur une fenêtre temporelle de $\tau_\omega = N\Delta t$, où N est le nombre d'itérations, se déplaçant le long de l'axe des temps. Cette méthode permet d'observer l'évolution temporelle de l'excitation et de la disparition des fréquences électromagnétiques dans le plasma. La précision de cette évolution temporelle est limitée par la longueur de la fenêtre temporelle $\frac{1}{2}\tau_\omega$ de la FFT. La résolution en fréquence est elle donnée par $\Delta\omega = 2\pi/N\Delta t$. Il faut donc trouver un équilibre entre une fenêtre temporelle suffisamment longue pour avoir une résolution en fréquence suffisante et suffisamment courte pour avoir une résolution en temps, sur la durée des phénomènes, convenable.

2.3 Paramètres physiques et géométrie des simulations présentées dans le manuscrit

Dans toutes les simulations présentées dans ce manuscrit, nous considérons un plasma d'hydrogène totalement ionisé : il est donc uniquement composé d'électrons et de protons (de masse $m_p = 1836\, m_e$). Il possède un profil de densité homogène n_0 et une température initiale de 51.1 eV. La longueur de Debye électronique vaut donc initialement $\lambda_{De} = \sqrt{\varepsilon_0 k_b T_e / n_e e^2} \approx 0.0023\,\lambda_0$ pour un plasma de densité $n_0 = 0.5\, n_c$ et $\lambda_{De} \approx 0.0018\,\lambda_0$ pour un plasma de densité $n_0 = 0.8\, n_c$. Cette température est choisie suffisamment faible afin que l'énergie thermique initiale du plasma soit négligeable en comparaison de l'énergie apportée par l'impulsion laser. Cette température limite aussi l'expansion du plasma pendant le début de la simulation où l'onde laser doit se propager dans le vide avant d'interagir avec lui. Enfin, comme nous nous intéressons à l'accélération des ions lors de l'interaction, précisons que les protons peuvent se déplacer dans toutes les simulations présentées dans ce manuscrit.

L'impulsion laser possède un profil temporel sinusoïdal, c'est-à-dire que son champ électrique en x dans le vide s'écrit :

$$\vec{E}_{l,l} = \frac{a_{0,l} m_e \omega_0 c}{e} \sin\left(\frac{\pi}{\tau_0}\left(t - \frac{x}{c}\right)\right) \cos\left(\omega_0\left(t - \frac{x}{c}\right)\right) \vec{e}_y \qquad \text{polarisation linéaire P} \tag{2.42}$$

$$\vec{E}_{l,c} = \frac{a_{0,c} m_e \omega_0 c}{e} \sin\left(\frac{\pi}{\tau_0}\left(t - \frac{x}{c}\right)\right) \left(\cos\left(\omega_0\left(t - \frac{x}{c}\right)\right) \vec{e}_y + \sin\left(\omega_0\left(t - \frac{x}{c}\right)\right) \vec{e}_z\right) \qquad \text{polarisation circulaire} \tag{2.43}$$

où τ_0 est la durée de l'impulsion laser. Ce profil est utilisé dans les simulations 1D mais aussi dans les simulations 2D où l'impulsion laser possède initialement un profil homogène selon la direction transverse Oy. Ce profil temporel est tout à fait commun dans les simulations numériques de l'interaction laser-plasma. Il est similaire à un profil gaussien, mais possède une durée finie. Un profil gaussien, au contraire, a une durée infinie de sorte qu'il doit être coupé numériquement à un temps donné ce qui peut créer des sauts d'intensité non désirés.

Dans toutes les simulations, l'impulsion laser entre par le bord gauche de la boite numérique ($x = 0$) à l'instant $t = 0$. La simulation est stoppée lorsque l'impulsion laser a interagi avec le plasma et les électrons ont eu le temps de transmettre au moins une dizaine de pourcents de leur énergie aux ions.

Paramètre	Valeur numérique
$\boldsymbol{\lambda_0}$	$\mathbf{1\ \mu m}$
T_0	3.3 fs
E_c	3.2×10^{12} V/m
B_c	1.1×10^{4} T
$0.5\,n_c$	5.57×10^{20} cm^{-3}
$0.8\,n_c$	8.92×10^{20} cm^{-3}
n_c	1.11×10^{21} cm^{-3}

$a_{0,l}$	$a_{0,c}$	intensité (W.cm^{-2})
1	0.71	1.38×10^{18}
2	1.41	5.54×10^{18}
4	2.83	2.21×10^{19}

TABLE 2.2: Valeurs numériques des paramètres physiques et numériques pour $\lambda_0 = 1\ \mu$m

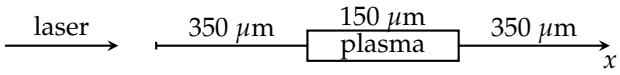


FIGURE 2.6: Configuration plasma et boite numérique dans les simulation en géométrie 1D présentées dans les chapitres 3 et 4.

Même si les grandeurs fournies par le code PIC sont normalisées, il sera régulièrement utile dans notre discussion de présenter des résultats numériques dans les unités du système international et donc non normalisées. On prendra donc le cas d'une impulsion laser infrarouge de longueur d'onde $\lambda_0 = 1$ μm. En conséquence, les différents paramètres plasma et laser prennent les valeurs données dans le tableau 2.2.

Pour ces deux géométries, nous avons utilisé des conditions absorbantes pour les champs électromagnétiques et pour les particules selon la direction (Ox) (direction de propagation de l'onde laser). Et dans le cas des simulations en géométrie bi-dimensionnelle, nous avons choisi des conditions périodiques pour les champs et particules selon la direction (Oy).

Concrètement, lorsque les macro-particules atteignent les bords de la boite numérique selon la direction (Ox), elles sont réinjectées au même point avec une vitesse thermique aléatoirement choisie dans la distribution initiale. Cette réinjection des particules au bord de la boite crée alors un champ électrostatique artificiel. Pour cette raison, nous cherchons à utiliser une boite numérique de grande taille avec un plasma placé au centre, le plus éloigné possible des bords de la boite. À titre d'exemple, la figure 2.6 donne la configuration des simulations monodimensionnelles qui seront présentées dans les chapitres 3 et 4.

2.4 Convergence des simulations et choix des paramètres numériques

Avant de commencer toute étude physique, il est nécessaire de s'assurer que le chauffage numérique dans les simulations n'est pas trop important et que le choix des paramètres numériques (nombre de particules par maille et taille des mailles) n'a pas d'influence sur la valeur des grandeurs macroscopiques de l'interaction : réflectivité cumulée, transmission cumulée, énergie acquise par les électrons et les ions, etc.

Pour mener cette étude, nous avons réalisé plusieurs simulations avec les paramètres physiques typiques du régime d'interaction qui nous intéresse en faisant varier le nombre N_{mpm} de macro-particules par maille et la taille des mailles $c\Delta t = \Delta x$ (et Δy dans les simulations en géométrie 2D). Nous avons alors mesuré la dépendance des différentes grandeurs macroscopiques de l'interaction avec la valeur des paramètres N_{mpm}, $\Delta x = \Delta y = c\Delta t$. Lorsque cette dépendance est réduite à quelques pourcents de l'énergie laser, nous considérons que la *convergence numérique* des simulations est atteinte.

Tout d'abord, les fonctions d'interpolation choisies pour les macro-particules sont du troisième ordre afin de limiter le chauffage numérique du plasma. Ce choix vaut pour toutes les simulations de convergence que nous présentons ci-dessous mais aussi pour toutes les autres simulations présentées dans ce manuscrit.

Ce chauffage numérique peut être calculé à partir de la loi de conservation de l'énergie de la façon suivante :

$$\mathcal{D}_{nh} = \mathcal{D}_{kin,abs} - \mathcal{D}_{EM,lost} \tag{2.44}$$

où $\mathcal{D}_{kin,abs}$ et $\mathcal{D}_{EM,lost}$ sont respectivement la densité d'énergie cinétique totale absorbée par les particules et la densité d'énergie perdue par les champs électromagnétiques :

$$\mathcal{D}_{kin,abs} = \mathcal{D}_{kin,ion}(t_s) + \mathcal{D}_{kin,eon}(t_s) - \mathcal{D}_{kin,ion}(0) - \mathcal{D}_{kin,eon}(0) \tag{2.45}$$

$$\mathcal{D}_{EM,lost} = \mathcal{D}_{las}(t_s) + \mathcal{D}_{EM,box}(0) - \mathcal{D}_{retro}(t_s) - \mathcal{D}_{trans}(t_s) - \mathcal{D}_{EM,box}(t_s) \tag{2.46}$$

A noter que la relation (2.45) comptabilise aussi la densité d'énergie perdue par les particules ayant atteint les bords de la boite numérique dans le cas de bords absorbants.

Si le schéma de résolution du code PIC conservait l'énergie, la différence (2.44) entre la densité énergie gagnée par les particules et celle perdue par les champs électromagnétiques devrait être strictement nulle. Dans la réalité, l'énergie n'est pas conservée par le schéma numérique choisi, et il est donc important de s'assurer que le *chauffage numérique*, c'est-à-dire l'énergie gagnée numériquement par les particules, reste négligeable au regard de la physique étudiée. Nous avons ainsi mesuré que ce chauffage ($\mathcal{D}_{nh}/\mathcal{D}_{las}(t_s)$) était inférieur à 0.6 % à la fin des simulations de convergence 1D et 2D.

2.4.1 Simulations de convergence dans la géométrie 1D

Une impulsion laser polarisée linéairement (P) d'intensité maximale $I_{max} \approx 5.54 \times 10^{18}$ W.cm^{-2} ($a_{0,l} = 2$) et de durée $\tau_0 \approx 63.7\, T_0$ interagit avec un plasma homogène de densité $n_0 = 0.5\, n_c$, composé de protons et d'électrons et possédant une température initiale de 51.1 eV. Ce plasma d'une longueur de $40\, \lambda_0$ est placé au centre d'une boite numérique de $200\, \lambda_0$ aux bords absorbants. La simulation commence par l'entrée de l'impulsion laser dans la boite et est stoppée à $t \approx 382.0\, T_0$.

Plusieurs simulations sont alors réalisées avec ces paramètres physiques, en faisant varier la taille du pas de discrétisation de $\Delta x = 0.2\, c/\omega_0$ à $\Delta x = 0.0125\, c/\omega_0$. Ces valeurs sont légèrement supérieures à la longueur de Debye (échelle de discrétisation d'un code PIC) initiale : $\lambda_D(t_0) \approx 0,014\, c/\omega_0$. L'interaction du plasma avec l'onde laser va toutefois faire rapidement augmenter la température électronique et donc aussi la longueur de Debye qui va alors devenir supérieure à Δx.

Nous traçons en figure 2.7.a les valeurs du chauffage numérique $\mathcal{D}_{nh}$ calculé avec la relation (2.44) à la fin de la simulation en fonction du nombre N_{mpm} de macro-particules par maille pour différents pas de discrétisation $\Delta x = c\Delta t$. La figure 2.7.b donne en complément la moyenne (point) et l'intervalle de variation (segment) des valeurs données en figure 2.7.a pour chaque valeur de Δx. Ces calculs indiquent que le plasma est légèrement chauffé numériquement. Ce chauffage reste cependant limité (inférieur à 0.2 % de l'énergie laser totale dans le pire des cas) et diminue avec le pas de discrétisation $\Delta x = c\Delta t$. Il devient notamment inférieure à 0.02 % de l'énergie laser totale pour $\Delta x \leqslant 0.05\, c/\omega_0$. Pour ces raisons, on exclura les cas où $\Delta x = 0.2\, c/\omega_0$ et $\Delta x \leqslant 0.1\, c/\omega_0$.

Cette étude de convergence est ensuite étendue à l'analyse de la dépendance des grandeurs macroscopiques d'interaction avec les paramètres numériques. L'analyse de convergence s'effectue alors de la façon suivante :

1. Déterminer le pas $\Delta x = c\Delta t$ qui permet la convergence, c'est-à-dire celui pour lequel, lorsque le nombre de macro-particules par maille augmente, les données macroscopiques convergent.
2. Une fois cette valeur de Δx choisie, choisir le nombre N_{mpm} de macro-particules par maille où la convergence est atteinte.

Cette étude est notamment effectuée pour :

— les énergies électroniques $\mathcal{D}_{kin,eon}(t_s)$ et ioniques $\mathcal{D}_{kin,ion}(t_s)$ obtenues en fin de simulation (respectivement tracées en figures 2.8 et 2.9)

— et pour la quantité d'énergie réfléchie ou rayonnée par le plasma durant la simulation (transmission $\mathcal{D}_{trans}(t_s)$ et réflectivité $\mathcal{D}_{retro}(t_s)$) (figure 2.10). À cette somme, on ajoute aussi l'énergie électromagnétique $\mathcal{D}_{EM,box}(t_s)$ contenue dans la boite à la fin de la simulation t_s : cette correction correspond à l'énergie des champs encore en cours de propagation dans le vide (et n'ayant donc pas atteint les bords de la boite à t_s) et l'énergie des champs éventuellement piégés dans le plasma par les cavités électromagnétiques (voir chapitre 4).

On constate alors que pour $\Delta x = 0.2\, c/\omega_0$, les énergies électroniques, ioniques obtenues par le plasma et l'énergie des champs rayonnées ou piégés par le plasma ne convergent pas vers une limite stable lorsque le nombre N_{mpm} de macro-particules augmente. De même, la convergence n'est pas atteinte pour les simulations où $\Delta =\leqslant 0.025 c/\omega_0$ et $\Delta x = 0.0125\, c/\omega_0$. Cela est lié au fait que, même

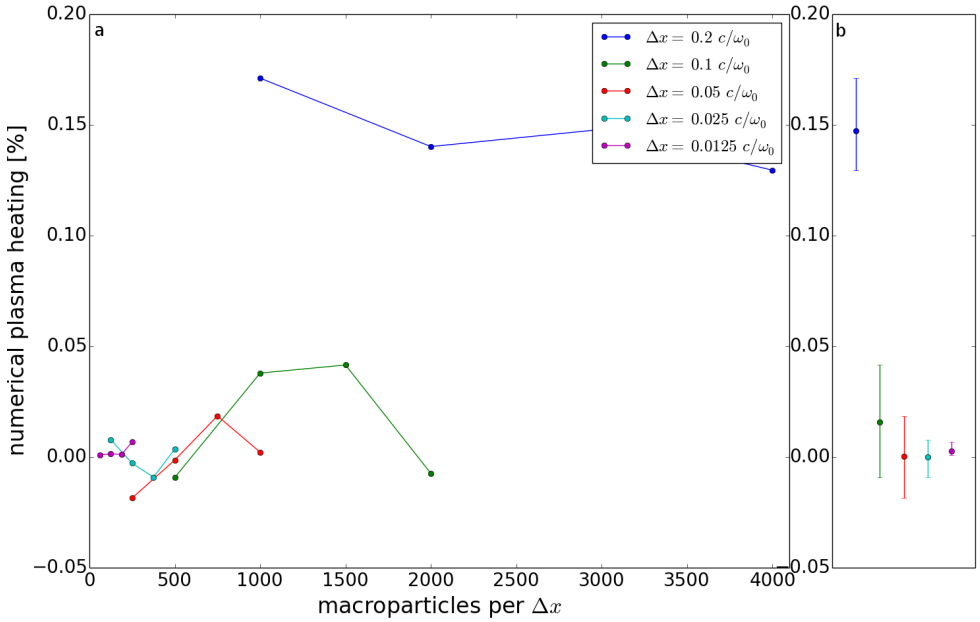


FIGURE 2.7: Chauffage numérique $\mathcal{D}_{nh}$ dans les simulations de convergence en géométrie 1D. La variation du chauffage numérique avec le nombre de particules par maille pour différents pas de discrétisation $\Delta x = c\Delta t$ est donnée en sous-figure (a). L'intervalle de variation et la moyenne (point) des valeurs obtenues pour chaque pas sont donnés en sous-figure (b).

si les pas de temps et d'espace ont fortement été réduits, le nombre de particules par maille reste trop faible pour ces simulations. En revanche, pour $\Delta x = 0.1\, c/\omega_0$ et $\Delta x = 0.05\, c/\omega_0$, la convergence est atteinte. On constate notamment que la dispersion des grandeurs macroscopiques (pour les différentes valeurs des paramètres numériques) reste inférieure à 4% de l'énergie laser totale. Cela est tout à fait raisonnable lorsqu'on considère le fait qu'un code PIC possède par nature un bruit numérique initial dans la fonction de distribution du plasma. Ce bruit est différent dans chaque simulation car les macro-particules sont définies différemment mais ces différences n'empêchent pas d'obtenir les mêmes ordre de grandeur pour l'énergie absorbée ou rayonnée par le plasma.

Finalement, pour les simulations en géométrie 1D, nous allons utiliser les paramètres numériques suivants :

$$N_{mpm}^{1D} = 750 \qquad \Delta x^{1D} \approx 0.00796\, \lambda_0 \approx 0.00796\, \mu\text{m} \qquad \Delta t^{1D} \approx 0.00796 T_0 \approx 0.0265\, \text{fs} \tag{2.47}$$

Ces paramètres permettent d'atteindre la convergence des simulations mais aussi de réduire le chauffage numérique à un niveau inférieur à 0.02 % de l'énergie laser totale en fin de simulation. Nous avons également vérifié la convergence des simulations pour ces paramètres dans le cas de l'interaction d'une impulsion d'intensité 1.38×10^{18} W.cm^{-2} polarisée linéairement ou circulairement avec le même plasma.

2.4.2 Simulations de convergence dans la géométrie 2D

Des simulations de convergence ont également été réalisées en géométrie bi-dimensionnelle. Cette fois ci, un plasma d'hydrogène ayant une épaisseur de $5.9\, \lambda_0$ et une taille transverse $11.5\, \lambda_0$ est placé au centre d'une boite numérique de longueur $38.2\, \lambda_0$ et de largeur $11.5\, \lambda_0$. Cette boite possède, pour les champs et les particules, des bords absorbants dans la direction (Ox) de propagation de l'onde laser et des bords périodiques dans la direction (Oy) transverse. L'impulsion laser qui interagit avec le plasma a une durée de $15.9\, T_0$, une intensité maximale de $I_{max} \approx 5.54 \times 10^{18}$ W.cm^{-2} ($a_0 = 2$) et un profil transverse uniforme sur toute la largeur de la boite numérique. La simulation commence par l'entrée de l'impulsion laser dans la boite à $t = 0$ et se termine à $t \approx 143.2\, T_0$.

Le chauffage numérique $\mathcal{D}_{nh}$ calculé en fin de simulation par la relation (2.44) est également tracé en figure 2.11.a en fonction du nombre N_{mpm} de macro-particules par maille pour différentes valeurs de $\Delta x = \Delta y = c\Delta t$. La moyenne et l'intervalle de variation des valeurs du chauffage numérique tracées en figure 2.11.a sont présentées en 2.11.b pour les différents pas de discrétisation Δx. On constate que ce chauffage est négatif, c'est-à-dire que le plasma n'obtient pas autant d'énergie qu'il devrait, ou que

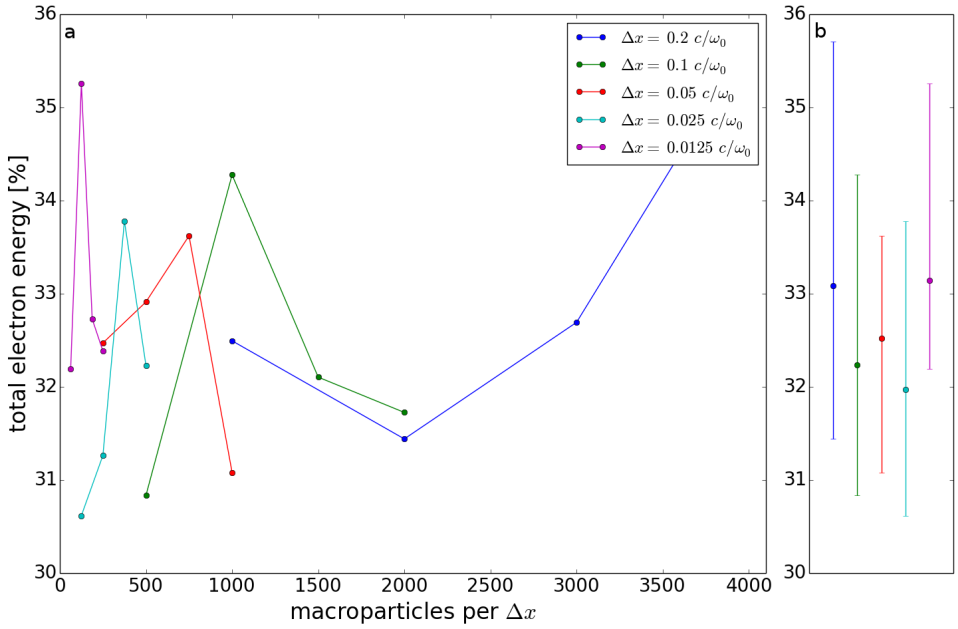


FIGURE 2.8: Énergie électronique $\mathcal{D}_{kin,eon}(t_s)$ dans les simulations de convergence en géométrie 1D. La variation de l'énergie électronique avec le nombre de particules par maille pour différents pas de discrétisation $\Delta x = \Delta y = c\Delta t$ est donnée en sous-figure (a). L'intervalle de variation et la moyenne (point) des valeurs obtenues pour chaque pas sont donnés en sous-figure (b).

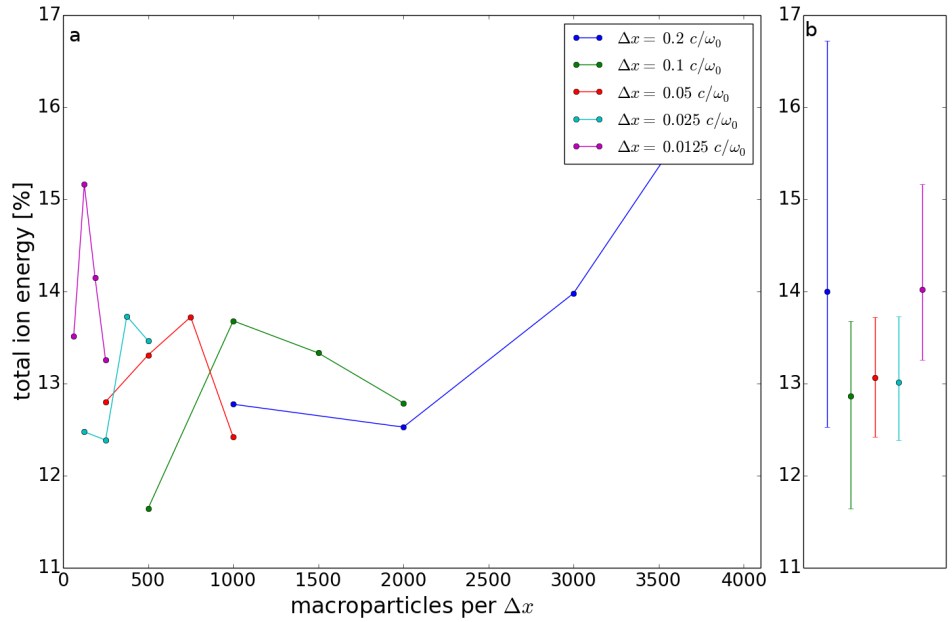


FIGURE 2.9: Énergie ionique $\mathcal{D}_{kin,ion}(t_s)$ dans les simulations de convergence en géométrie 1D. La variation de l'énergie ionique avec le nombre de particules par maille pour différents pas de discrétisation $\Delta x = \Delta y = c\Delta t$ est donnée en sous-figure (a). L'intervalle de variation et la moyenne (point) des valeurs obtenues pour chaque pas sont donnés en sous-figure (b).

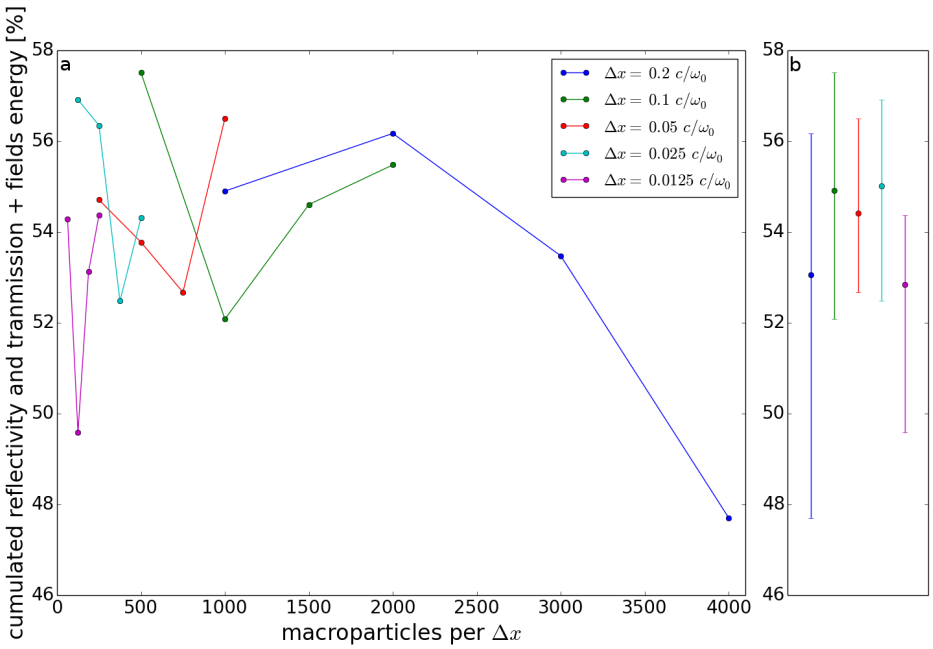


FIGURE 2.10: Transmission, réflectivité et énergie des champs électromagnétiques $\mathcal{D}_{trans}(t_s) + \mathcal{D}_{retro}(t_s) + \mathcal{D}_{EM,box}(t_s)$ en fin de simulation en géométrie 1D. La variation de l'énergie avec le nombre de particules par maille pour différents pas de discrétisation $\Delta x = \Delta y = c\Delta t$ est donnée en sous-figure (a). L'intervalle de variation et la moyenne (point) des valeurs obtenues pour chaque pas sont donnés en sous-figure (b).

les champs électromagnétiques perdent plus d'énergie qu'ils devraient. Cette erreur est toutefois faible : inférieure à 0.95 % en valeur absolue. Comme pour les simulations en géométrie 1D, ce chauffage tend à diminuer avec la diminution de la taille des mailles. On exclue les cas où $\Delta x = 0.6\,c/\omega_0$ et $\Delta x \leqslant 0.3\,c/\omega_0$ qui ont le chauffage numérique le plus important.

Comme pour les simulations en géométrie 1D, on s'intéresse à la dépendance de

— l'énergie obtenue par les électrons ($\mathcal{D}_{kin,eon}(t_s)$),

— l'énergie obtenue par les ions ($\mathcal{D}_{kin,ion}(t_s)$),

— et à l'énergie des champs rayonnés ou piégés par le plasma ($\mathcal{D}_{trans}(t_s) + \mathcal{D}_{retro}(t_s) + \mathcal{D}_{EM,box}(t_s)$),

avec les paramètres numériques : pas de discrétisation $\Delta x = \Delta y = c\Delta t$ et nombre de macro-particules par maille. On constate alors que la dispersion des résultats obtenues reste de l'ordre de 3-4 % de l'énergie laser totale, ce qui est, là encore, très satisfaisant compte tenu du bruit numérique inhérent à un code PIC.

Pour les simulations en géométrie 2D, nous allons donc utiliser les paramètres numériques suivants :

$$N_{mpm}^{2D} = 40 \qquad \Delta x^{2D} = \Delta y^{2D} \approx 0.0239\,\lambda_0 \approx 0.0239\,\mu\text{m} \qquad \Delta t^{2D} \approx 0.0239 T_0 \approx 0.0796\,\text{fs} \tag{2.48}$$

Ces paramètres permettent en effet d'atteindre la convergence et de réduire le chauffage numérique à un niveau de 0.6 % de l'énergie laser totale en fin de simulation.

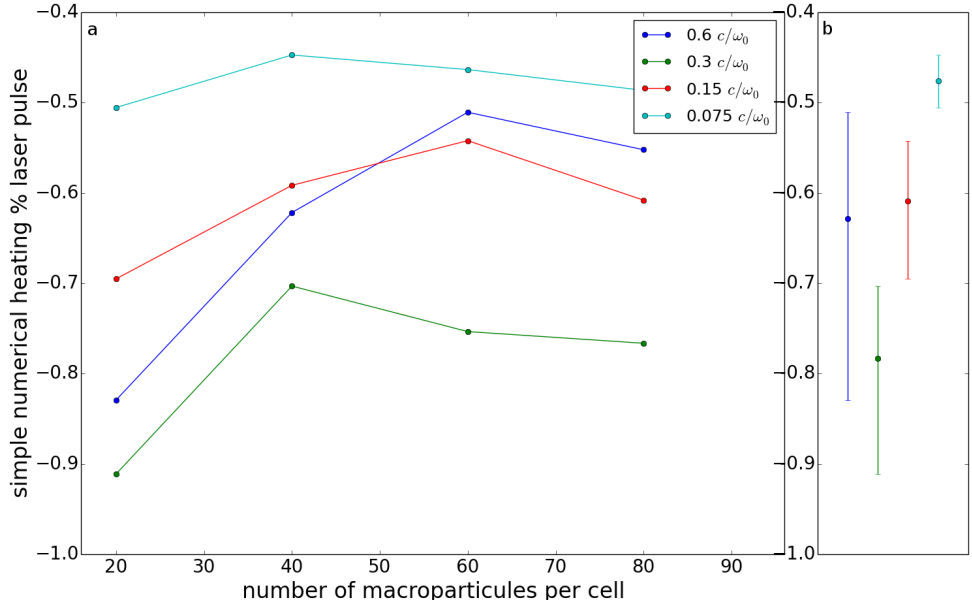


FIGURE 2.11: Chauffage numérique $\mathcal{D}_{nh}$ dans les simulations de convergence en géométrie 2D. La variation du chauffage numérique avec le nombre de particules par maille pour différents pas de discrétisation $\Delta x = \Delta y = c\Delta t$ est donnée en sous-figure (a). L'intervalle de variation et la moyenne (point) des valeurs obtenues pour chaque pas sont donnés en sous-figure (b).

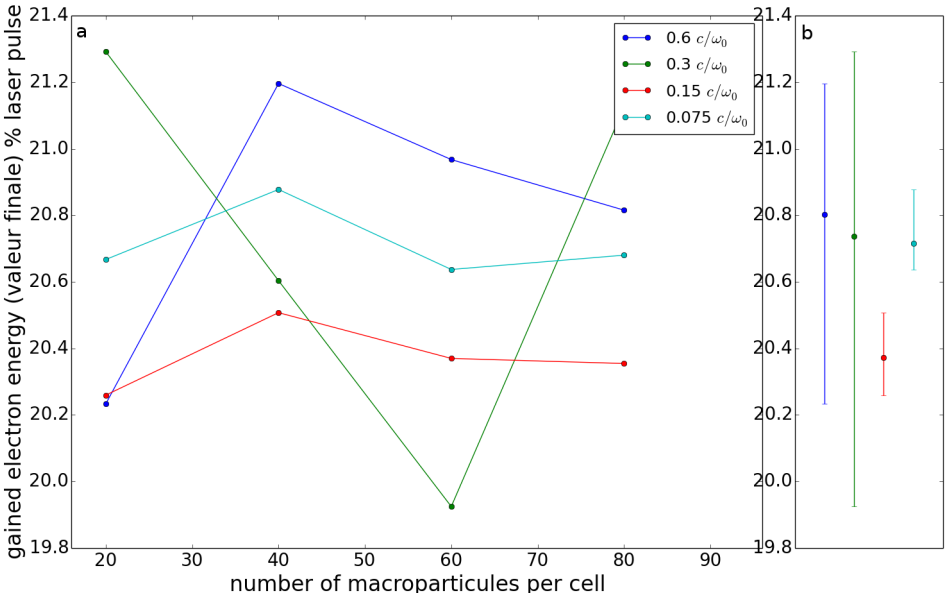


FIGURE 2.12: Énergie électronique $\mathcal{D}_{kin,eon}(t_s)$ dans les simulations de convergence en géométrie 2D. La variation de l'énergie électronique avec le nombre de particules par maille pour différents pas de discrétisation $\Delta x = \Delta y = c\Delta t$ est donnée en sous-figure (a). L'intervalle de variation et la moyenne (point) des valeurs obtenues pour chaque pas sont donnés en sous-figure (b).

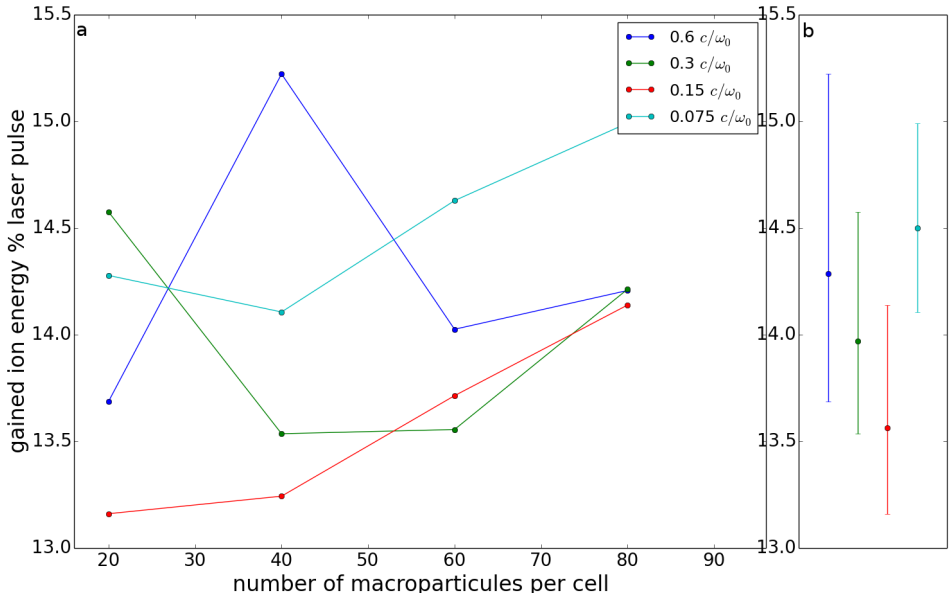


FIGURE 2.13: Énergie ionique $\mathcal{D}_{kin,ion}(t_s)$ dans les simulations de convergence en géométrie 2D. La variation de l'énergie ionique avec le nombre de particules par maille pour différents pas de discrétisation $\Delta x = \Delta y = c\Delta t$ est donnée en sous-figure (a). L'intervalle de variation et la moyenne (point) des valeurs obtenues pour chaque pas sont donnés en sous-figure (b).

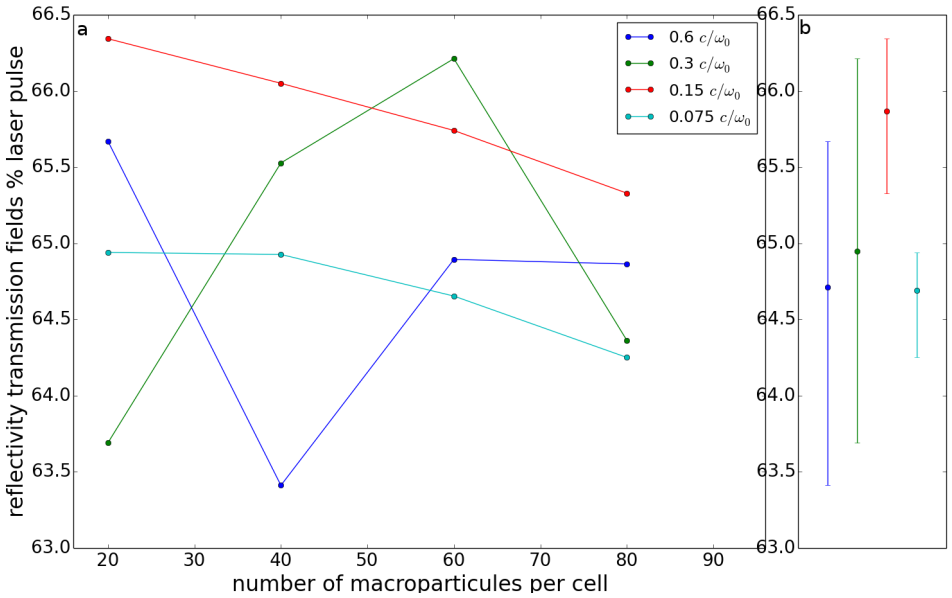


FIGURE 2.14: Transmission, réflectivité et énergie des champs électromagnétiques $\mathcal{D}_{trans}(t_s) + \mathcal{D}_{retro}(t_s) + \mathcal{D}_{EM,box}(t_s)$ en fin de simulation en géométrie 2D. La variation de l'énergie avec le nombre de particules par maille pour différents pas de discrétisation $\Delta x = \Delta y = c\Delta t$ est donnée en sous-figure (a). L'intervalle de variation et la moyenne (point) des valeurs obtenues pour chaque pas sont donnés en sous-figure (b).

2.5 Conclusions

Les simulations Particle-In-Cell permettent une description cinétique de l'interaction laser plasma relativiste en régime fortement non linéaire. Elles décrivent les interactions paramétriques, les processus d'accélération de particules et les formations des cavités électromagnétiques. La description de ces processus est en effet essentielle pour les travaux de cette thèse qui consistent à examiner finement les processus de chauffage plasma, de formation des cavités et de leur interaction avec le reste du plasma.

Le code PIC utilisé pour cette étude est le code OCEAN développé par Rachel Nuter [128] qui sera utilisé dans les géométries mono et bi-dimensionnelle. Ce code fournit une grande quantité de données dépouillées dans les chapitres suivants. Des simulations tests ont par ailleurs permis de déterminer les paramètres numériques

$$N_{mpm}^{1D} = 750 \qquad \Delta x^{1D} \approx 0.00796\,\lambda_0 \approx 0.00796\,\mu\text{m} \qquad \Delta t^{1D} \approx 0.00796 T_0 \approx 0.0265\,\text{fs} \tag{2.49}$$

$$N_{mpm}^{2D} = 40 \qquad \Delta x^{2D} = \Delta y^{2D} \approx 0.0239\,\lambda_0 \approx 0.0239\,\mu\text{m} \qquad \Delta t^{2D} \approx 0.0239 T_0 \approx 0.0796\,\text{fs} \tag{2.50}$$

Ces paramètres et l'utilisation de fonction d'interpolation d'ordre 3 pour les macro-particules et les champs permettent la convergence des résultats donnés par le code et de fortement limiter le chauffage numérique (inférieur à 0.6 % de l'énergie laser).

Même si les collisions électron-ion ne sont pas prises en compte dans ce code, nous montrerons au chapitre 3 que l'interaction laser-plasma dans le régime étudié est essentiellement gouverné par le développement d'instabilités paramétriques qui portent rapidement le plasma à des températures supérieures au keV. À ces températures et aux intensités laser considérées, les fréquences de collision électron-ion sont très faibles de sorte que le plasma peut effectivement être considéré comme non-collisionnel.

Chapitre 3

Absorption d'une impulsion laser relativiste dans un plasma quasi-critique

Sommaire

3.1 Démonstration du développement de l'instabilité SRS . . . 78
3.1.1 Description générale de l'interaction . . . 81
3.1.2 Analyse spectrale des ondes plasma et électromagnétique . . . 86
3.1.3 La diffusion Raman stimulée dans un plasma quasi-critique . . . 94
3.1.4 Chauffage des électrons par les ondes plasma . . . 97
3.1.5 Accélération des ions . . . 100
3.2 Étude paramétrique . . . 101
3.2.1 Polarisation et intensité laser . . . 102
3.2.2 Densité du plasma . . . 103
3.2.3 Modèle d'absorption de l'énergie laser grâce au développement de l'instabilité SRS . . . 104
3.2.3.1 Présentation du modèle . . . 104
3.2.3.2 Analyse des simulations numériques . . . 107
3.3 Conclusions . . . 110

Les principales applications des faisceaux d'ions accélérés par laser demandent la production de paquets d'ions ayant une énergie de plusieurs dizaines, voire centaines de MeV. Pour que l'accélération de tels paquets d'ions soit accessible avec la puissance (petawatt) des meilleures installations lasers actuelles, il faut que le transfert de l'énergie laser vers le plasma soit suffisamment efficace. Ce transfert commence par un couplage de l'onde laser avec les électrons du plasma puis une partie de l'énergie des électrons est transmise aux ions. Or des études numériques [84, 117-119, 238] et expérimentales [7, 120] récentes ont montré que ce transfert d'énergie peut être très important lors de l'interaction d'impulsions lasers relativistes avec les plasmas quasi-critiques. Toutefois, les processus permettant ce transfert important de l'énergie laser vers les plasmas dont la densité est de l'ordre de quelques dizaines de pourcents de la densité critique sont encore mal connus, notamment en comparaison de ceux apparaissant avec les plasmas très sur-critiques.

Ce chapitre est consacré à l'étude de l'absorption de l'énergie d'impulsions lasers d'intensité relativiste dans les plasmas quasi-critiques. Nous montrons que ce transfert peut être extrêmement efficace et que l'instabilité Raman stimulée dans le régime relativiste est le principal processus responsable de ce transfert. La démonstration du développement de cette instabilité et du transfert efficace de l'énergie laser est présenté en section 3.1. Cette étude est basée sur une analyse spectrale des ondes électromagnétiques et électrostatiques diffusées et présentes à l'intérieur du plasma ainsi que sur une comparaison avec un modèle analytique de l'instabilité SRS en régime relativiste [156] (sections 3.1.3 et 3.1.2). Les analyses du chauffage des électrons et de l'accélération des ions sont respectivement présentées en sections 3.1.4 et 3.1.5. Ce chapitre se poursuit par une étude paramétrique (section 3.2) et par le développement d'un modèle analytique simple de l'absorption de l'énergie laser. Cette étude nous permet donc de mettre en évidence des paramètres optimaux permettant un chauffage électronique homogène et une accélération efficace des ions.

Nous nous intéressons, dans ce chapitre, à l'interaction d'impulsions laser d'intensité de l'ordre de 10^{18}-10^{19} W.cm^{-2} avec des plasmas de densité quasi-critique. Ces paramètres sont d'ores et déjà accessibles dans différentes installations comme le laser PETAL (PEtawatt Aquitaine Laser) qui est installé avec le Laser Mégajoule à proximité de la commune du Barp, à 30 kilomètres de Bordeaux (France) [239]. Ce laser produit des impulsions de longueur d'onde $\lambda = 1.053\,\mu$m, d'une énergie de l'ordre du kilojoule et de durée allant de 0.5 à 10 picosecondes.

3.1 Démonstration du développement de l'instabilité SRS

Dans cette section, nous considérons un cas à la fois simple et représentatif de l'interaction d'une impulsion laser intense avec un plasma quasi-critique. L'impulsion laser a une enveloppe temporelle sinusoïdale (définie par la relation (2.42)) avec une intensité maximale de $I_{\max} = 5.5 \times 10^{18}$ W.cm^{-2} ($\lambda_0 = 1\,\mu$m). Cette onde laser interagit avec un plasma homogène d'hydrogène ayant une densité initiale $n_{e0} = 0.5\,n_c$. Ce plasma est initialement totalement ionisé et possède une température de 51 eV.

Il a été montré analytiquement [156] que, lorsque l'onde laser a une intensité relativiste, l'instabilité SRS peut être excitée dans un tel plasma, même si la densité de celui-ci est significativement plus élevée que la densité "quart critique" (voir section 1.4.3.1) . Cela s'explique par l'augmentation relativiste de la masse effective (c'est-à-dire de leur inertie) des électrons oscillant dans une onde laser de grande amplitude. Cette augmentation entraîne une diminution de la fréquence plasma $\omega_p/\sqrt{\gamma_e}$ et permet donc à l'onde rétro-diffusée produite par l'instabilité SRS de se propager dans le plasma du fait de la transparence induite relativiste. Les auteurs de la référence [156] ont notamment établi la relation de dispersion de l'onde plasma excitée dans l'instabilité SRS ou RMI pour le cas d'une onde polarisée circulairement [1] dans un plasma froid (voir section 1.4.3.1) :

$$D_{em,+}D_{em,-} = \frac{\omega_{pe0}^2 a_{0,c}^2}{2\gamma_0^3}\left(\frac{k^2c^2}{D_{pe}} - 1\right)\left(D_{em,+} + D_{em,-}\right) \tag{3.1}$$

où D_{pe} et $D_{em,\pm}$ correspondent, respectivement, aux relations de dispersion de l'onde plasma électronique et des ondes électromagnétiques :

$$D_{pe} = \omega^2 - \frac{\omega_{pe0}^2}{\gamma_0} \qquad\qquad D_{em,\pm} = \omega^2 - k^2c^2 \pm 2(\omega_0\omega - k_0kc^2) \tag{3.2}$$

où $\omega_{pe0}^2/\omega_0^2 = n_{e0}/n_c$ et $\gamma_0 = \sqrt{1 + a_{0,c}^2}$.

Nous résolvons cette équation pour les paramètres de la simulation présentée dans cette section ($n_e = 0.5\,n_c$; $a_{0,l} = 2$ soit $a_{0,c} = 1.41$). Les solutions $\omega = \mathrm{Re}\,\omega + \mathrm{i}\,\mathrm{Im}\,\omega$ vérifiant $\Gamma = \mathrm{Im}\,\omega > 0$ correspondent aux modes instables (ω_{pe}, k_{pe}) de l'onde électrostatique. Ces modes instables et le taux de croissance correspondant sont respectivement représentés en bleu et en rouge sur la figure 3.1. Conformément à la discussion menée dans la section 1.4.3.1 (voir notamment la figure 1.3), nous constatons que, pour ces paramètres d'interaction où le plasma a une densité proche de la densité critique et l'impulsion laser une intensité relativiste, les trois branches d'instabilité modulationnelle et Raman (avant et arrière) ont fusionné, et forment ainsi une large zone instable s'étendant de $k_{pe} \approx 0$ à $3\omega_0/c$. En représentant la valeur du nombre d'onde laser $k_0^{th} = \frac{1}{c}\sqrt{\omega_0^2 - \omega_{pe0}^2/\gamma_e}$, où $\gamma_e = \sqrt{1 + a_{0,c}^2} = \sqrt{1 + a_{0,l}^2/2}$, sur la figure 3.1 (courbe verticale en pointillés verts), on peut toutefois y distinguer :

— d'une part l'instabilité modulationnelle (RMI) et la diffusion Raman vers l'avant (SRSf), pour lesquels $k_{pe} < k_0$

— d'autre part, la diffusion Raman vers l'arrière (SRSb), pour laquelle $k_{pe} > k_0$.

Nous mesurons alors que l'onde plasma électronique peut être excitée dans ce régime avec des taux de croissance importants, atteignant en particulier une valeur maximale pour le cas de la *rétro*-diffusion Raman stimulée $\Gamma_{\max} \approx 0.38\,\omega_0$. Cela permet à cette instabilité de se développer avec des durées extrêmement brèves de l'ordre de $1/\Gamma_{\max} \approx 0.42\,T_0$. Nous notons par ailleurs que le spectre en fréquence temporelle des ondes plasmas excitées est très large puisqu'il s'étend de $\omega_{pe} \approx 0$ à $\omega_{pe} \approx 0.5\omega_0$. Il faut souligner que ces fréquences sont inférieures à la fréquence d'oscillation naturelle des électrons

1. Cette expression de la relation de dispersion est donnée dans le système de convention choisi pour le manuscrit (voir section 1.1). Voir aussi l'annexe A.

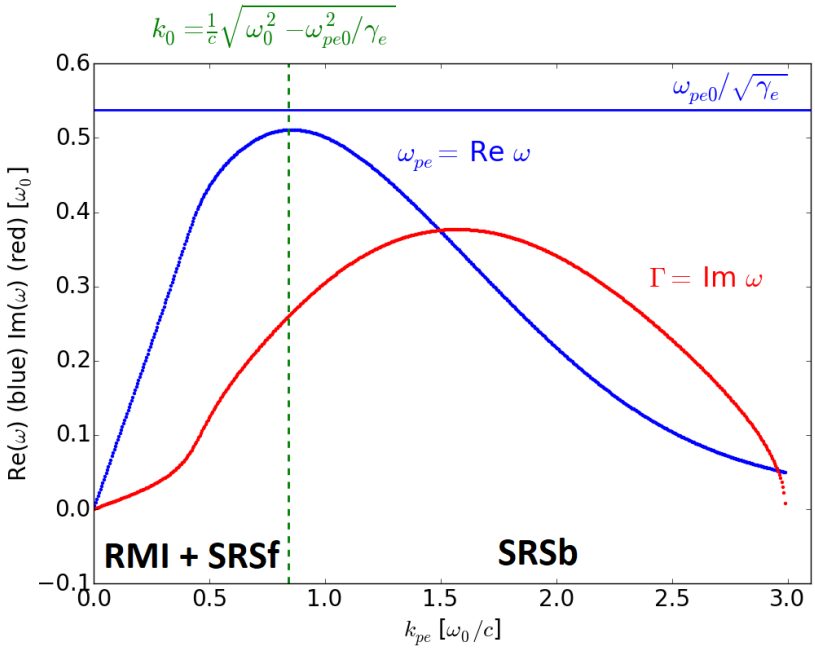


FIGURE 3.1: Fréquence plasma excitée (bleu) et taux de croissance (rouge) en fonction du nombre d'onde k_{pe}, solutions de l'équation de dispersion (1.89), pour le cas de l'interaction d'une impulsion d'intensité $I_{max} = 5.5 \times 10^{18}$ W.cm^{-2} ($a_{0,c} = 1.41$ soit $a_{0,l} = 2$) avec un plasma homogène de densité $n_0 = 0.5\, n_c$. La ligne bleue horizontale et la ligne verte horizontale donnent respectivement la valeur de la fréquence plasma électronique $\omega_{pe0}/\sqrt{\gamma_e}$ et du nombre d'onde laser $k_0^{th} = \frac{1}{c}\sqrt{\omega_0^2 - \omega_{pe0}^2/\gamma_e}$ où $\gamma_e = \sqrt{1 + a_{0,c}^2} = \sqrt{1 + a_{0,l}^2/2}$.

$\omega_{pe0}/\sqrt{\gamma_e}$. Pour ces raisons, il n'y a pas, dans ce régime, de relation univoque entre la fréquence plasma ω_{pe} effectivement excitée et la densité du plasma [2].

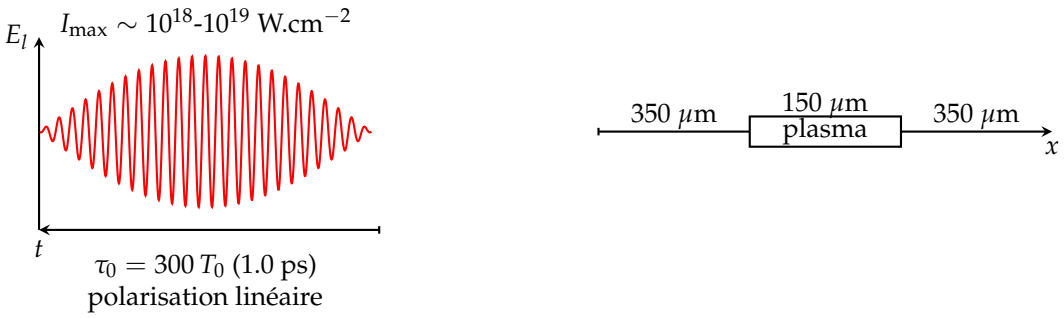
Ce cas est à la fois simulé en géométrie mono-dimensionnelle où nous effectuons une analyse détaillée de l'interaction et en géométrie bi-dimensionnelle où nous vérifions nos prédictions et étudions les effets d'une dimension d'espace supplémentaire.

Dans la simulation 1D, le plasma a une longueur $l = 150\,\lambda_0$ et est situé au milieu d'une boite numérique de $850\,\lambda_0$ (voir figure 3.2.a). Les zones de vide à gauche et à droite du plasma permettent son expansion loin des bords de la boite numérique pendant la durée de l'interaction. Les conditions aux bords de la boite sont absorbantes pour les champs sortants et les particules. L'impulsion laser est polarisée linéairement ($a_{0,l} = 2$) et a une durée $\tau_0 = 300\, T_0$ (1 ps). Cette durée est bien supérieure à la durée de développement de l'instabilité Raman dont on a calculé un ordre de grandeur, plus haut dans le texte. L'impulsion laser traverse le bord de gauche de la boite numérique ($x = 0$) à l'instant $t = 0$. La simulation est stoppée à l'instant $t_s \approx 1528\, T_0 \approx 5,1$ ps. Cette durée est suffisante pour suivre toute l'évolution du plasma au cours de l'interaction et notamment la production de particules énergétiques après le passage de l'onde laser à travers le plasma.

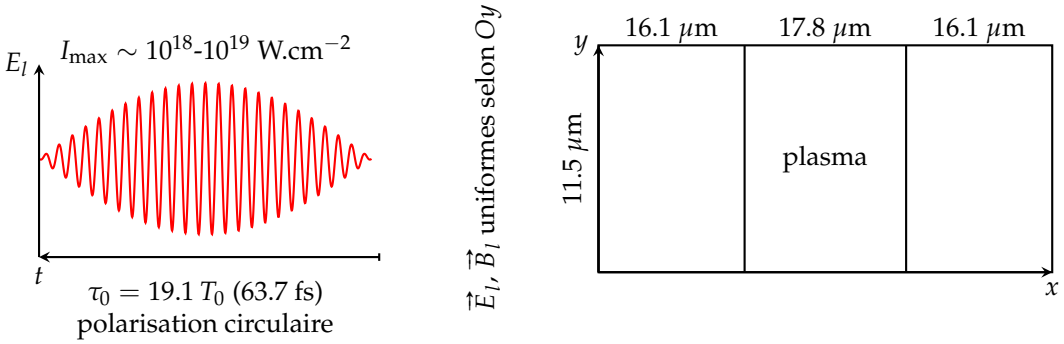
Dans la simulation 2D, les tailles longitudinales du plasma et la boite numérique ont respectivement été réduits à $17.8\,\lambda_0$ et $50.0\,\lambda_0$ pour limiter les coûts de calcul (voir figure 3.2.b). Comme cela sera décrit plus tard dans le texte, cette longueur du plasma n'a pas été choisie au hasard : c'est la longueur minimale pour que des cavités électromagnétiques se forment dans le plasma (dans les simulations en géométries 1D et 2D). La boite numérique et le plasma ont une taille transverse de $l_y = 11.5\,\lambda_0$. Les bords de la boite sont absorbants pour les particules et les champs dans la direction longitudinale et périodiques dans la direction transverse. Dans cette simulation, nous considérons un cas simple où le plasma et l'onde laser ont initialement un profil homogène [3] dans la direction transverse. Cette condition initiale

2. En revanche, dans les plasmas de faible densité et à basse intensité laser, la fréquence plasma excitée par la diffusion Raman stimulée est proche de ω_{pe0}. Il est alors possible de déduire de la mesure de la fréquence ω_s de l'onde diffusée, la fréquence plasma excitée $\omega_{pe} = \omega_0 - \omega_s \approx \omega_{pe0}$ et donc la densité du plasma $n_e = n_c\sqrt{\omega_{pe0}/\omega_0}$ [240].

3. En supposant ainsi une tache focale homogène circulaire de diamètre $11.5\,\mu$m et d'intensité $I_l = 5.5 \times 10^{18}$ W.cm^{-2}, on



(a) Géométrie mono-dimensionnelle (1D3V) (durée : 1528 T_0)



(b) Géométrie bi-dimensionnelle (2D3V) (durée : 143 T_0)

FIGURE 3.2: Configuration des simulations numériques réalisées.

permet d'utiliser, en première approximation, comme pour les simulations 1D, les relations (2.27)-(2.28) de séparation des ondes électromagnétiques se propageant vers l'avant et vers l'arrière (dans l'hypothèse d'ondes quasi-planes) et de mettre en évidence le champ électrostatique orienté dans le sens de propagation de l'onde laser. Ces relations restent valables tant que les fronts des ondes électromagnétiques restent relativement plans. L'impulsion laser conserve son enveloppe temporelle sinusoïdale mais sa durée est réduite à $\tau_0 = 19.1\,T_0$ (63.7 fs) et sa polarisation est circulaire[4] ($a_{0,c} = 1.41$). Cette durée est cependant suffisante pour permettre le développement de l'instabilité Raman. La simulation est stoppée à l'instant $t_s \approx 143.2\,T_0 \approx 478$ fs.

Nous pouvons commencer par estimer rapidement l'énergie que peuvent obtenir les particules du plasma. Dans la simulation 1D, si toute l'énergie laser $\int_{\tau_{0,1D}} I_l^{1D}(t)\,\mathrm{d}t \approx 2.7$ MJ/cm^2 est absorbée par tous les ions et les électrons du plasma, au nombre de $2n_{e0}l_{p,x} \approx 1.7 \cdot 10^{19}$ /cm^2, l'énergie moyenne gagnée par chaque particule est d'environ 1.0 MeV. Dans la simulation 2D, avec une densité d'énergie laser de $\int_{\tau_{0,2D}} I_l^{2D}(t)\,\mathrm{d}t \approx 200$ J/cm et une densité de particules de $2n_{e0}l_{p,x}l_{p,y} \approx 2.3 \cdot 10^{15}$ /cm, l'énergie moyenne de chaque particule est d'environ 0.55 MeV. Ces valeurs sont trop faibles pour les applications utilisant les faisceaux d'ions énergétiques. Il faut donc distribuer l'énergie laser de façon inégale entre les particules et activer les processus qui permettent un transfert important d'énergie vers un nombre relativement faible de particules. On vérifiera cela lors de l'analyse des fonctions de distribution des électrons et des ions en fin de cette section (sections 3.1.4 et 3.1.5).

Mais avant d'étudier la proportion de particules accélérées à de grandes énergies, il est nécessaire de quantifier quelle est la proportion d'énergie laser totale qui est transférée au plasma dans ce régime d'interaction. En simulation 1D, nous mesurons que le taux d'absorption atteint une valeur importante :

obtient une puissance de 5.7 TW. Cette puissance est modeste en comparaison de celle que doit produire le laser PETAL. Celui-ci est capable de produire des intensités de l'ordre de $I_l \sim 10^{20}$ W.cm^{-2} sur une tache focale de 50 μm de diamètre, ce qui représente bien des puissances de l'ordre du petawatt. Cette simulation est donc sous-dimensionnée par rapport aux conditions accessibles au laser PETAL mais nous permet de vérifier nos prédictions en limitant les coûts de calcul numérique.

4. C'est pour cette polarisation que l'on observe le plus clairement les cavités électromagnétiques et c'est donc les résultats de cette simulation que nous avons choisi de présenter dans ce manuscrit. Toutefois une simulation 2D réalisée avec une impulsion laser polarisée linéairement a montré des résultats tout à fait similaires pour ce qui est du chauffage du plasma.

68 % à la fin de la simulation. À cet instant, environ 38.5 % de l'énergie laser est possédée par les électrons et 29.5 % par les ions. La réflectivité et la transmission valent, quant à elles, respectivement, 27.7 % et 3.2 % de l'énergie laser. Dans la simulation 2D, le bilan d'interaction est très similaire : les taux d'absorption, de réflectivité et de transmission atteignent respectivement 66.1 %, 25.9 % et 6% à la fin de la simulation. À cet instant, les électrons et les ions possèdent respectivement 58.2 % et 7.2 % de l'énergie laser totale.

Dans cette section, nous allons d'abord donner une description générale de l'interaction en section 3.1.1 pour ensuite analyser précisément les spectres des ondes du plasma et l'espace des phases des particules (sections 3.1.2 à 3.1.5).

3.1.1 Description générale de l'interaction

La figure 3.3 donne l'évolution temporelle des ondes électromagnétiques dans le plasma. La séparation des ondes se propageant vers l'avant de celles se propageant vers l'arrière permet d'identifier les processus non-linéaires dominants (voir section 2.2.1). Les lignes verticales en pointillées noirs délimitent les bords du plasma et montrent ainsi l'expansion du plasma au cours de son interaction avec l'onde laser. Les évolutions des ondes se propageant vers l'avant, et vers l'arrière, sont respectivement données en figure 3.3.a et figure 3.3.d.

L'onde laser incidente se propage librement dans le vide et atteint le plasma en $x = 350\,\lambda_0$, à l'instant $t = 350\,T_0$. La queue de l'impulsion laser atteint elle le plasma au temps $t \approx 650\,T_0$. Cela laisse le temps au plasma de subir une légère expansion. L'interaction laser-plasma se poursuit ensuite jusqu'au temps $t \approx 800\,T_0$, correspondant à la sortie de la queue de l'impulsion laser de la face arrière du plasma.

Les trois étapes de l'interaction de l'impulsion laser avec le plasma sont numérotées en vert sur la figure 3.3.a. La première étape correspond à la propagation du front de l'impulsion laser (environ les 40 premiers cycles optiques T_0) dans le plasma non perturbé (figure 3.3.a, zone (F1)). Nous montrerons au chapitre 4 que ce front de l'impulsion laser subit l'instabilité modulationnelle et permet la formation de solitons électromagnétiques. Au temps $t \approx 390\,T_0$, où l'intensité laser atteint environ un sixième de sa valeur maximale ($I \sim 9 \cdot 10^{17}$ W.cm^{-2}), l'instabilité paramétrique SRS se déclenche et de fortes ondes rétro-diffusées sont générées, ce qui mène à une extinction quasi complète de l'onde incidente (voir figure 3.3.d).

Cette zone où l'onde E_{y+} incidente disparaît et où l'onde E_{y-} rétro-diffusée est excitée se déplace dans le plasma avec une vitesse de $\sim 0.5\,c$, comme cela est représentée par la limite supérieure de la zone (F2) en figure 3.3.a et par la limite inférieure de la zone (B1) en figure 3.3.d. Ce processus où l'onde pompe disparaît de façon très rapide se déroule sur une longueur inférieure à $10\,\lambda_0$, comme cela sera décrit en section 3.1.4. On montrera en section 3.1.3 que ce processus correspond à la diffusion Raman stimulée en régime relativiste.

On donne en figure 3.4 la distribution de la densité protonique et électronique en fonction de la position et en fonction du temps. Les lignes noires en trait continu (correspondant à la limite (2)-(3) de la figure 3.3.a) et en pointillés (correspondant à la limite (0)-(1) de la figure 3.3.d) montrent respectivement l'arrivée de l'impulsion laser de haute amplitude et l'excitation des ondes électromagnétiques rétro-diffusées dans le plasma, et donc délimitent la zone où se développe la diffusion Raman stimulée. On y observe alors que les densités électronique et ionique restent égales à la densité initiale $n_0 = 0.5\,n_c$ à chaque moment où l'instabilité apparaît le long du plasma.

Nous observons également la présence de dépressions de densité électronique et ionique autour de la position $x \sim 400\,\lambda_0$. La comparaison de ces distributions avec celles des champs électromagnétiques se propageant vers l'avant et vers l'arrière montrent que des ondes électromagnétiques de forte amplitude sont piégées à l'intérieur de ces dépressions. Ces structures sont identifiés comme des cavités électromagnétiques et feront l'objet d'une description détaillée au chapitre 4. Cette étude montrera notamment qu'elles se forment grâce au développement de l'instabilité modulationnelle (RMI) sur le front de l'impulsion laser.

Le couplage Raman au cours duquel l'onde laser incidente est absorbée et l'onde rétro-diffusée est excitée conduit également au développement d'ondes plasma électroniques qui transfèrent graduellement leur énergie aux électrons. La zone (F3) de la figure 3.3.a correspond à la propagation de l'onde laser restante avant qu'elle n'atteigne la zone de couplage Raman. Comme elle se propage à travers une zone plasma fortement turbulente, le couplage à trois ondes est rompu de sorte que l'impulsion laser se propage en zone (F3) en étant peu atténuée. Cela correspond à l'interaction non résonante de l'impulsion laser avec des ondes plasma fortement turbulentes. On voit ainsi que la queue de l'impulsion laser, entrant en face avant du plasma au temps $t \approx 600\,T_0$, se propage dans le plasma avec une vitesse

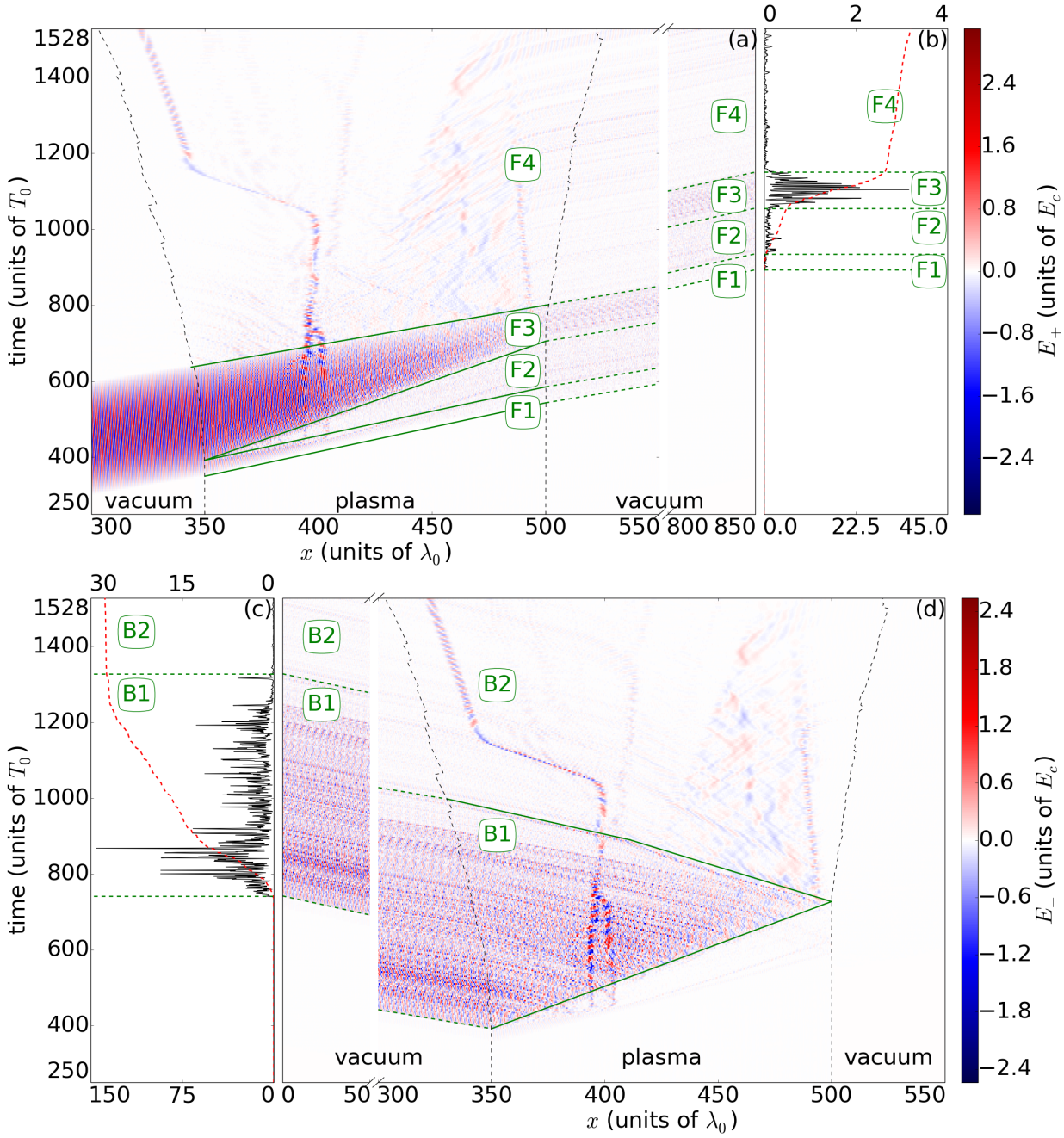


FIGURE 3.3: Interaction d'une impulsion laser polarisée linéairement ($a_{0,l} = 2$) avec un plasma homogène de densité $n_0 = 0.5\,n_c$ et flux de Poynting mesurés aux bords gauche et droit de la boite numérique en simulation 1D. Les sous-figures a et d donnent respectivement l'amplitude des ondes E_{y+} se propageant vers l'avant et des ondes E_{y-} se propageant vers l'arrière, en fonction de la position longitudinale x et du temps t. Les lignes verticales en pointillés noirs délimitent le plasma pour lequel $n_p > 0.1\,n_c$. Les sous-figures b et c montrent respectivement les flux instantané (ligne continue) et cumulé (ligne en pointillés rouges) de Poynting à travers les bords gauche (b) et droit (c) de la boite numérique.

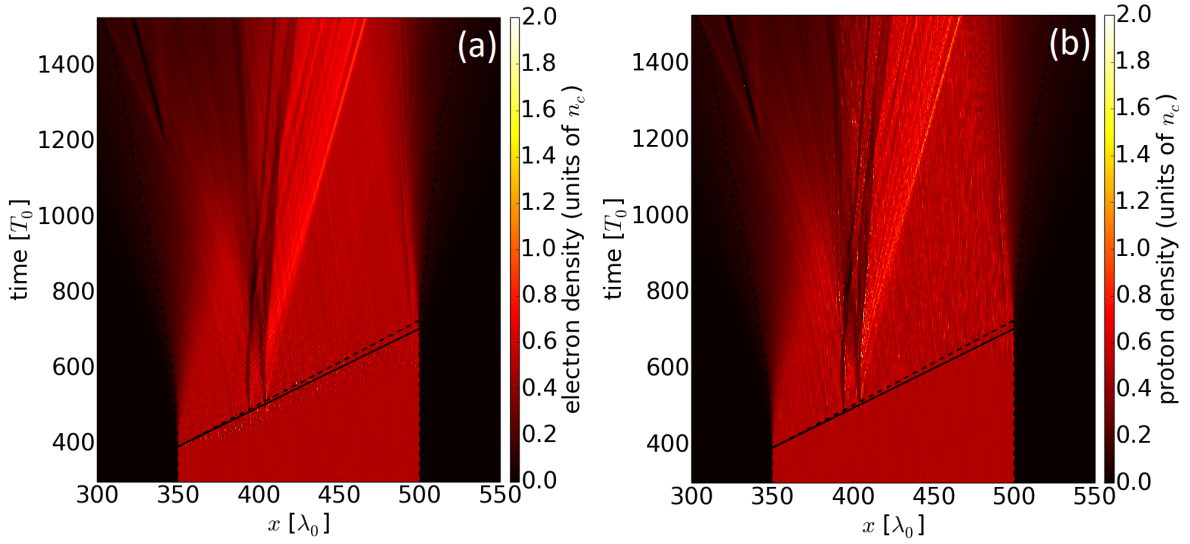


FIGURE 3.4: Distribution de densité électronique (a) et protonique (b) en fonction de la position x et du temps, en simulation 1D. La ligne noire continue (correspondant à la limite (2)-(3) de la figure 3.3.a) montre l'arrivée de l'impulsion laser de haute amplitude. La ligne en pointillés noirs (correspondant à la limite (0)-(1) de la figure 3.3.d) montre l'excitation des ondes électromagnétiques rétro-diffusées dans le plasma.

proche de celle la lumière dans le vide en étant peu absorbée. Cette queue sort ensuite du plasma au temps $t \approx 800\,T_0$ et est principalement responsable de la transmission mesurée en figure 3.3.b.

Dans la figure 3.3.b, nous présentons les flux de Poynting calculés au niveau du bord droit de la boite numérique ($x = 850\,\lambda_0$). Le flux représenté par la courbe noire continue est cumulé sur des intervalles de temps de $1\,T_0$, et normalisé par l'énergie d'un cycle optique laser pour lequel $I_l = I_{\max}/2$. Le flux représenté par la courbe en pointillés rouges correspond au flux cumulé sur toute la durée de la simulation et est normalisé à l'énergie totale de l'onde laser.

La figure 3.3.b permet de distinguer alors trois régimes de transmission. Aux intervalles de temps (F1) et (F2), la transmission est très faible : elle représente seulement 0.5 % de l'énergie totale laser. En revanche, l'intervalle (F3) correspond à la transmission de la queue de l'impulsion laser à travers le plasma, et représente 2.2 % de l'énergie totale laser. Comme cela sera montré en section 3.1.2, la fréquence de cette onde transmise est environ égale à celle de l'onde laser ω_0. Après que l'onde laser ait traversé le plasma, il y a toujours émission d'ondes électromagnétiques de faible amplitudes par le plasma (voir zone (F4) en figure 3.3.b). Et finalement, la transmission atteint 3.2 % à la fin de la simulation.

Deux régimes de rétro-diffusion sont visibles en figure 3.3.d. Les ondes électromagnétiques sont créées dans la zone de couplage Raman en bas de la limite de la zone (B1). Elles se propagent quasi librement dans la zone de forte turbulence plasma et atteignent le bord gauche de la boite numérique à partir du temps $t \approx 740\,T_0$. La durée totale de l'impulsion réfléchie est d'environ $600\,T_0$, soit presque deux fois la durée de l'impulsion laser incidente. A l'exception d'un pic d'une durée de $130\,T_0$ au début de l'impulsion, qui correspond au régime transitoire, l'intensité de l'onde rétro-diffusée est approximativement constante et correspond à une réflectivité instantanée d'environ 20 % durant le régime permanent (voir figure figure 3.3.c). Ainsi, l'impulsion rétro-diffusée contient $\sim$ 27 % de l'énergie de l'impulsion laser incidente. Un tiers de cette énergie est émis pendant le régime transitoire et les deux tiers restants pendant le régime permanent. Il y a aussi émission en face avant d'ondes électromagnétiques de faibles d'amplitudes après la fin de l'impulsion rétro-diffusée principale vers $t \approx 1330\,T_0$. Elles représentent seulement 0.4 % de l'énergie totale laser. Ces ondes ont la même origine que celles responsables de la post-émission vers l'avant pour les temps $t > 1150\,T_0$. Et cela sera confirmé par l'analyse spectrale des ondes en section 3.1.2.

Ajoutons que les cavités n'impactent pas le développement de la diffusion Raman stimulée car leur formation se produit avant celui-ci[5]. Par ailleurs, une fois qu'elles sont formées les cavités ont peu d'influence sur le flux rétro-diffusée par le plasma. Même si nous montrerons que les cavités peuvent

5. Cela sera détaillée dans le chapitre 4.

libérer les champs électromagnétiques qu'elles piègent, ces phénomènes restent brefs, de sorte que les flux de Poynting des ondes diffusées par le plasma tracés en figure 3.3.b-c sont peu impactés par celles-ci.

Nous comparons maintenant ces résultats avec ceux obtenus dans la simulation réalisée en géométrie 2D dans le même régime d'interaction mais avec des paramètres géométriques réduits pour limiter les coûts de calcul (voir figure 3.2.b). La taille longitudinale du plasma a donc été réduite par un facteur 8 mais a été choisie suffisamment grande pour que plusieurs cavités électromagnétiques s'y forment. Nous avons pour cela réalisé une série de simulations dans la géométrie 1D, avec les mêmes paramètres laser (intensité maximale, polarisation) et plasma (densité, profil homogène) que dans la simulation précédente mais où la durée de l'impulsion laser a été réduite à $\tau_0 = 19.1\,T_0$ et où le plasma a une longueur variable. Les résultats de ces simulations sont représentés en figure 3.5. On y donne la distribution des champs se propageant vers l'avant en fonction de la position x et du temps pour les cas d'un plasma de longueur $5.9\,\lambda_0$ (a), $11.8\,\lambda_0$ (b) et $17.8\,\lambda_0$ (c). Les lignes verticales en pointillés noires représentent les bords du plasma. Dans le cas où ce-dernier a seulement une longueur de $5.9\,\lambda_0$, la figure 3.5.a montre qu'une partie des champs électromagnétiques restent piégés à l'intérieur du plasma pour quelques dizaines de périodes T_0 mais ils parviennent à s'échapper. En revanche, dans le cas où le plasma où a une longueur de $11.8\,\lambda_0$ (figure 3.5.b) ou $17.8\,\lambda_0$ (figure 3.5.c), plusieurs cavités électromagnétiques parviennent à se former et à piéger des champs électromagnétiques. Certaines d'entre elles finissent par libérer les champs électromagnétiques qu'elles avaient piégés mais d'autres survivent pendant presque toute la durée de la simulation. La longueur plasma de $17.8\,\lambda_0$ est donc une longueur suffisante pour que des cavités puissent se former dans le plasma. C'est cette valeur que nous avons choisi pour la longueur du plasma dans la simulation 2D.

On donne en figures 3.6, 3.7 et 3.8, les distributions spatiales de la densité protonique (a), de la densité électronique (b), des ondes électromagnétiques se propageant vers l'avant E_{y+} (c), des ondes électromagnétiques se propageant vers l'arrière E_{y-} (d) et du champ longitudinal E_x (e) aux instants $t \approx 28.7\,T_0$, $t \approx 50.1\,T_0$ et $t \approx 95.5\,T_0$. Les courbes bleues et noires montrent les contours de densité protonique où $n_p = 0.35\,n_c$. Rappelons que l'onde laser et le plasma possèdent initialement un profil homogène selon (Oy).

Dans cette simulation, l'interaction de l'impulsion laser avec le plasma se déroule depuis l'instant $t \approx 16.1\,T_0$ jusqu'au temps $t \approx 53.0\,T_0$, correspondant à la sortie de la queue de l'impulsion laser de la face arrière du plasma. On observe que l'interaction de l'impulsion laser avec le plasma se déroule en trois étapes :

1. *Propagation et atténuation progressive du front de l'impulsion laser à travers le plasma.*
2. *Propagation de la partie principale de l'impulsion à travers le plasma et excitation d'ondes électromagnétiques rétro-diffusées qui traversent ensuite le bord gauche de la boite numérique.* La figure 3.6 montre un instant particulier de cette étape. On y voit en particulier le front d'onde de l'impulsion laser vers $x \approx 24.2\,\lambda_0$ en figure 3.6.c et l'excitation simultanée d'ondes électromagnétiques rétro-diffusées à la même position longitudinale en figure 3.6.d. Cette figure montre notamment la propagation de ces ondes dans le vide après leur sortie du plasma, vers $x < 16.1\,\lambda_0$. La comparaison des figures 3.6.c et 3.6.d montre ainsi que la longueur d'onde des ondes diffusées est bien supérieure à la celle de l'onde laser incidente. C'est-à-dire que les ondes diffusées par le plasma sont de fréquence inférieure à la fréquence laser. Enfin, les figures 3.6.b montrant la densité électronique et 3.6.e montrant le champ longitudinal indiquent que la propagation de l'impulsion laser est corrélée avec une forte excitation d'ondes plasmas. La figure 3.6.e fait aussi apparaître pour $x > 16\,\lambda_0$ le champ rappel (en bleu) des électrons les plus énergétiques ayant quitté la face avant du plasma. L'analyse de ces figures à des temps ultérieurs montrent le même comportement et l'absorption progressive de l'impulsion laser jusqu'à ce qu'elle atteigne la face arrière du plasma (voir figure 3.7 à $t \approx 50.1\,T_0$). On mesure que cette zone où l'impulsion laser est absorbée et où les ondes rétro-diffusées sont excitées se propagent à une vitesse d'environ $0.5\,c$, soit approximativement la même que celle mesurée dans la simulation 1D.
   Les contours de densité ionique en bleu sur les figures 3.6.a-b et 3.7.a-b montrent que le bord gauche du plasma (vers $x \approx 16.1\,\lambda_0$) qui a été traversé par l'onde laser incidente et les ondes électromagnétiques diffusées est fortement modulé selon Oy. Cela n'est pas le cas du bord droit du plasma (vers $x \approx 33.9\,\lambda_0$) qui n'a été que très peu traversé par des ondes électromagnétiques.
   Ajoutons enfin, qu'au moment où l'onde laser quitte le plasma vers $t \approx 50\,T_0$, on observe sur les figures 3.7.a-b, que des canaux orientés dans le sens de propagation de l'onde laser ont commencé à se former entre $x \approx 16\,\lambda_0$ et $x \approx 30\,\lambda_0$. En examinant ces images aux temps précédents, on

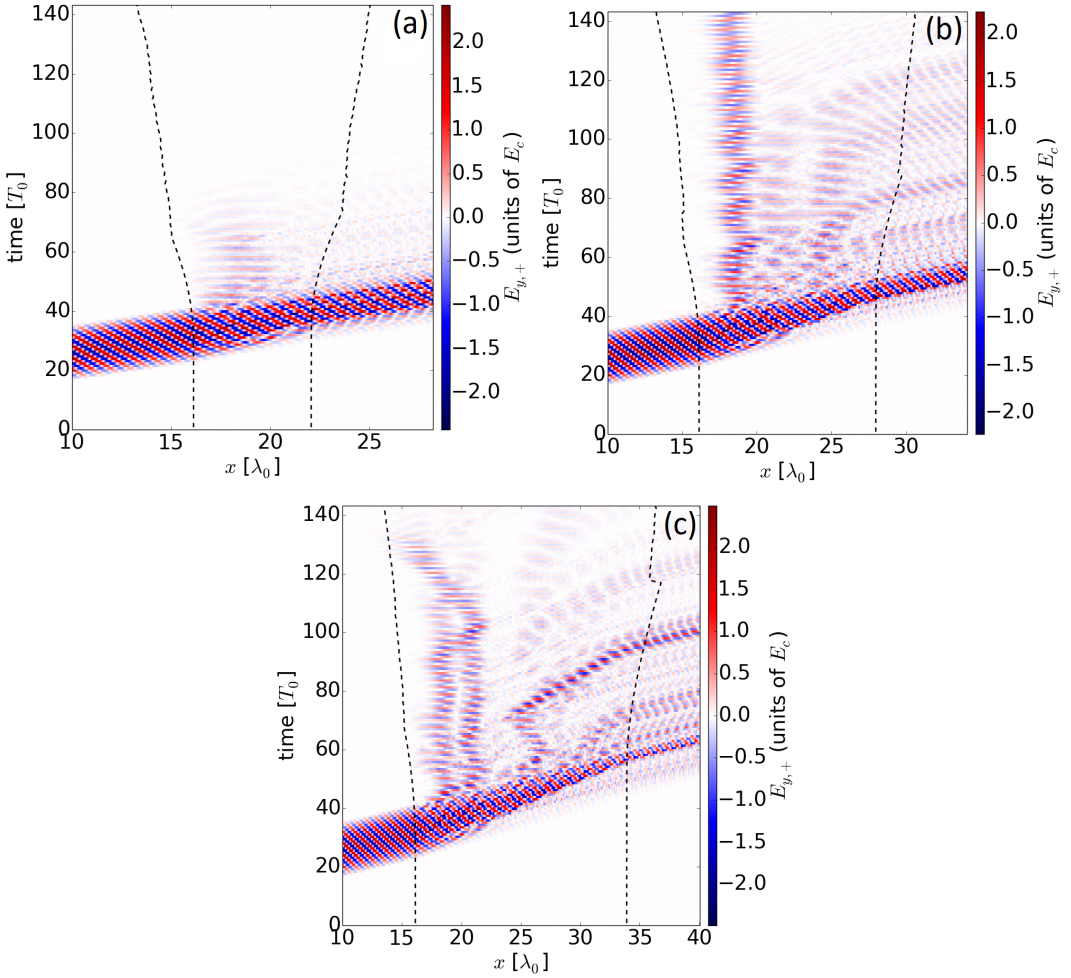


FIGURE 3.5: Distribution des champs E_{y+} se propageant vers l'avant en fonction de la position x et du temps, lors de l'interaction d'une impulsion de durée $\tau_0 = 19.1\,T_0$ avec un plasma homogène de densité $n_0 = 0.5\,n_c$ et de longueur 5.9 λ_0 (a), 11.8 λ_0 (b) ou 17.8 λ_0 (c). Les lignes verticales en pointillés noirs délimitent le plasma pour lequel $n_p > 0.1\,n_c$.

observe que l'impulsion laser qui se propage dans cette zone du plasma est également modulée dans la direction transverse. On peut donc associer la formation de ces canaux dans les densités ioniques et électroniques à la filamentation subie par l'impulsion laser au cours de sa propagation dans le plasma. Les électrons, sont éjectés des zones de sur-intensité de l'onde laser par la force pondéromotrice puis les protons, plus lourds, sont lentement expulsés par la force de Coulomb. On observe ainsi en comparant les figures 3.7.a et 3.7.b que la formation des dépressions dans la densité électronique précède celle des dépressions dans la densité protonique.

3. *Formation de canaux et de cavités électromagnétiques, piégeage des champs électromagnétiques et diffusion d'ondes électromagnétiques de basse amplitude.* Après la sortie de la queue de l'impulsion laser du plasma, les canaux observés précédemment dans la direction transverse poursuivent leur formation. Cette formation est elle-même accompagnée par une modulation de la densité électronique dans la direction longitudinale. Ces canaux se divisent alors en plusieurs cavités allongées dans la direction longitudinale (voir vers $y \approx 9\,\lambda_0$ sur les figures 3.8.a-b). Pendant ce temps, des ondes électromagnétiques de basse amplitude se propagent et sont diffusées par le plasma. Une partie d'entre elles sont piégées dans les cavités formées dans le plasma. Des cavités électromagnétiques du même type que celles observées en figure 3.3 vers $x \sim 400\,\lambda_0$ sont donc aussi observées dans les simulations en géométrie 2D. Elles possèdent une taille de 2-3 λ_0 dans la direction (Ox) et 1-2 λ_0 dans la direction (Oy).

Bilan

L'absorption de l'énergie laser par le plasma se déroule selon les étapes suivantes.

1. Le front de l'impulsion laser pénètre dans le plasma non perturbé.
2. Ensuite, le reste de l'impulsion laser disparaît progressivement le long du plasma du fait de l'excitation d'ondes électromagnétiques. La zone de couplage Raman se "propage" avec une vitesse de $\sim 0.5\,c$ laissant derrière elle un plasma fortement turbulent où l'absorption de l'impulsion laser est fortement réduite. Cela permet à la queue de l'impulsion laser de se propager librement dans le front du plasma jusqu'à être absorbé plus profondément ou atteindre sa face arrière.
3. Enfin, après que l'impulsion laser ait traversé le plasma, il y a toujours des ondes électromagnétiques de faible amplitude piégées à l'intérieur qui sont libérées au cours de l'expansion du plasma.

3.1.2 Analyse spectrale des ondes plasma et électromagnétique

La responsabilité de l'instabilité Raman dans la rétro-diffusion des ondes électromagnétiques est confirmée par l'analyse spectrale des ondes émises par le plasma.

La figure 3.9 présente pour la simulation 1D, l'analyse temps-fréquence [6] des champs rétro-diffusés (a) et transmis (b) mesurés dans le vide respectivement aux bords gauche et droit de la boite numérique.

Dans la figure 3.9.a, la fréquence dominante des ondes rétro-diffusées est égale à $\sim 0.53\,\omega_0$. Les ondes ayant cette fréquence traversent le bord gauche de la boite de $t = 740\,T_0$ à $924\,T_0$. Leur amplitude croît avec le temps jusqu'au temps $t \approx 880\,T_0$. Simultanément, la bande spectrale des ondes s'élargit et atteint $\sim 0.28\,\omega_0$. Puis l'amplitude des ondes diffusées diminue jusqu'au temps $\approx 1330\,T_0$. Cet intervalle de temps de 740 to $1320\,T_0$ correspond justement à la zone de rétro-diffusion (B1) de la figure 3.3.d. Il y a toutefois toujours l'émission d'un signal de plus faible amplitude à approximativement la même fréquence $0.5\,\omega_0$. Cela correspond à la zone (B2) des figures 3.3.c-d. On montrera, en section 3.1.3, que la rétro-diffusion de ces ondes électromagnétiques a pour origine la diffusion Raman stimulée.

De plus, la figure 3.9.a montre que seulement une petite partie des ondes rétro-diffusées ont une fréquence égale à celle de l'onde laser ω_0. Cela peut être expliqué par le fait que, pour les paramètres choisis pour cette simulation, le plasma est transparent et il n'y a presque pas de réflexion de l'impulsion laser sur le plasma. Ainsi la force pondéromotrice s'exerçant sur le front du plasma n'est pas suffisamment forte pour créer un bourrelet d'électrons menant à une réflexion de l'impulsion laser et donc à une perte dommageable d'énergie. Ce comportement est différent de ce qui a été observé dans les articles

6. Cette analyse temps-fréquence est réalisée avec une fenêtre temporelle de $\tau_\omega = N\Delta t^{1D} \approx 31.8\,T_0$ ($N = 4000$) et avec une résolution en fréquence de $\Delta\omega = 2\pi/N\Delta t^{1D} \approx 0.03\,\omega_0$.

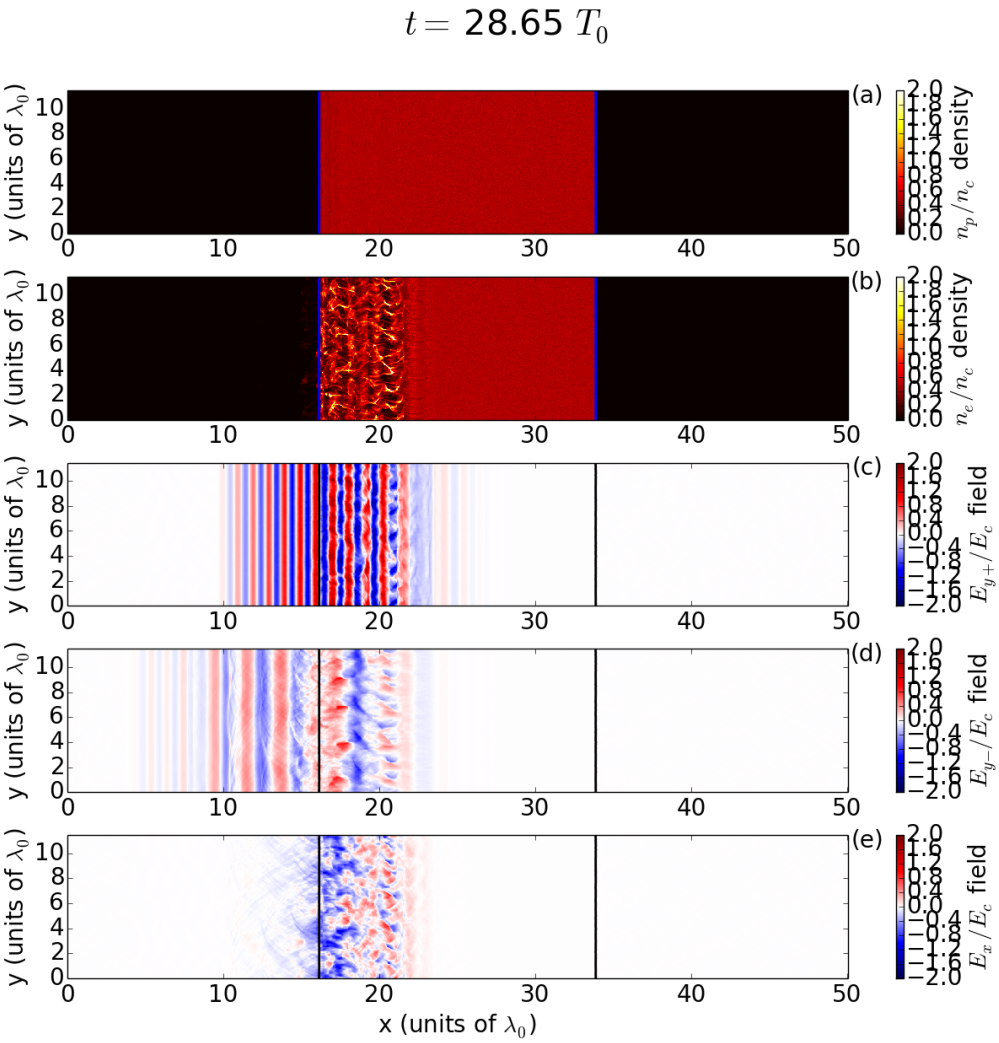


FIGURE 3.6: Interaction d'une impulsion laser polarisée circulairement ($a_{0,c} = 1.41$) avec un plasma homogène de densité $n_0 = 0.5\,n_c$, à l'instant $t \approx 28.7\,T_0$ en simulation 2D. Les sous-figures a et b donnent respectivement la distribution spatiale de la densité protonique et électronique. Les ondes électromagnétiques se propageant vers l'avant E_{y+} et vers l'arrière E_{y-} sont respectivement données par les sous-figures c et d. La sous-figure e donne la distribution spatiale du champ longitudinal E_x. Les lignes bleues et noires délimitent le plasma pour lequel $n_p > 0.35\,n_c$.

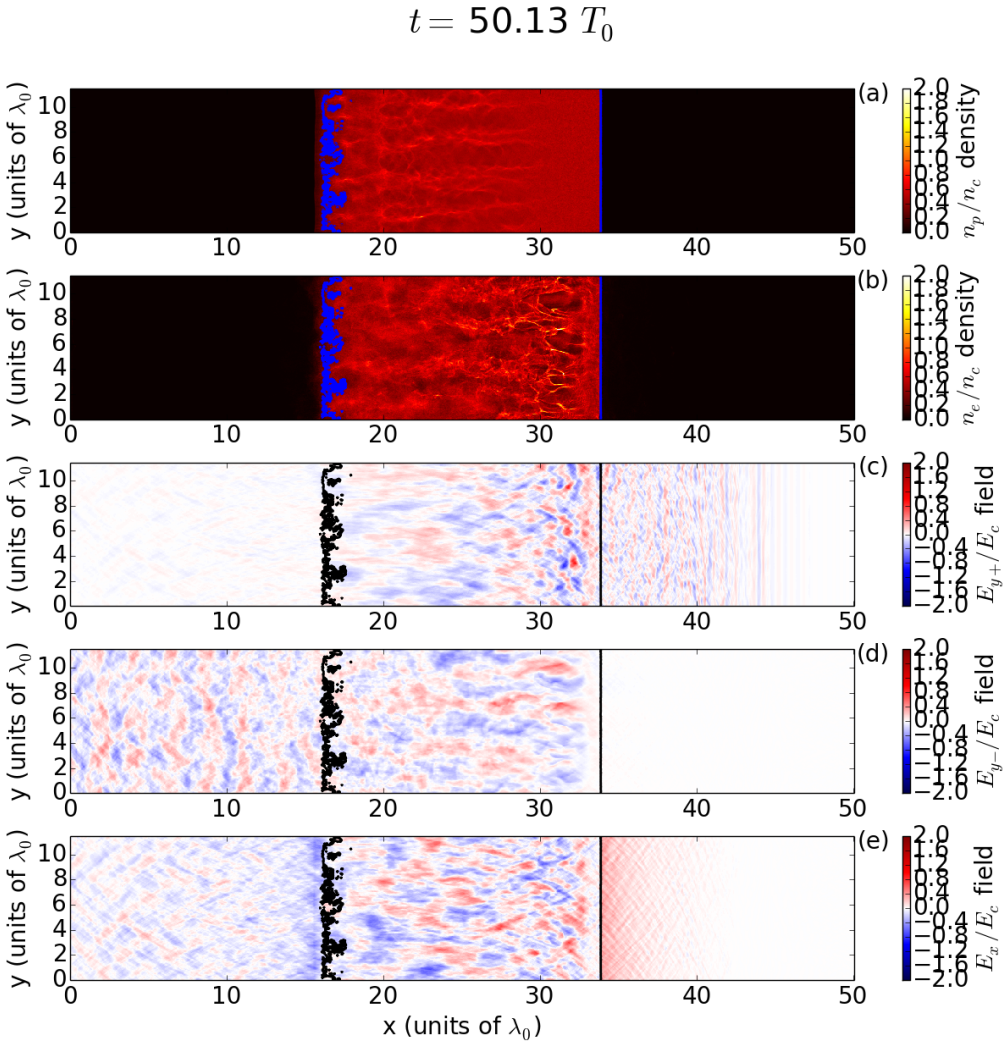


FIGURE 3.7: Interaction d'une impulsion laser polarisée circulairement ($a_{0,c} = 1.41$) avec un plasma homogène de densité $n_0 = 0.5\,n_c$, à l'instant $t \approx 50.1\,T_0$ en simulation 2D. Les sous-figures a et b donnent respectivement la distribution spatiale de la densité protonique et électronique. Les ondes électromagnétiques se propageant vers l'avant E_{y+} et vers l'arrière E_{y-} sont respectivement données par les sous-figures c et d. La sous-figure e donne la distribution spatiale du champ longitudinal E_x. Les lignes bleues et noires délimitent le plasma pour lequel $n_p > 0.35\,n_c$.

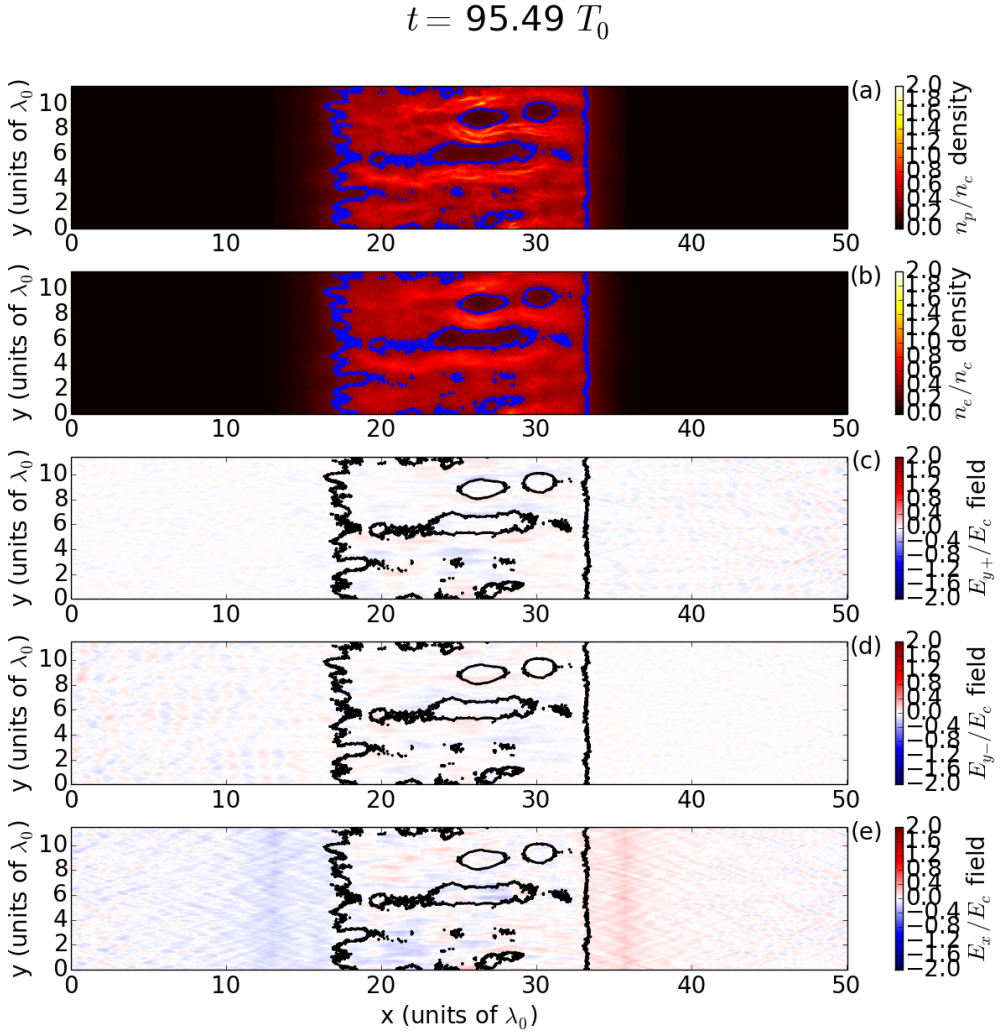


FIGURE 3.8: Interaction d'une impulsion laser polarisée circulairement ($a_{0,c} = 1.41$) avec un plasma homogène de densité $n_0 = 0.5\,n_c$, à l'instant $t \approx 95.5\,T_0$ en simulation 2D. Les sous-figures a et b donnent respectivement la distribution spatiale de la densité protonique et électronique. Les ondes électromagnétiques se propageant vers l'avant E_{y+} et vers l'arrière E_{y-} sont respectivement données par les sous-figures c et d. La sous-figure e donne la distribution spatiale du champ longitudinal E_x. Les lignes bleues et noires délimitent le plasma pour lequel $n_p > 0.35\,n_c$.

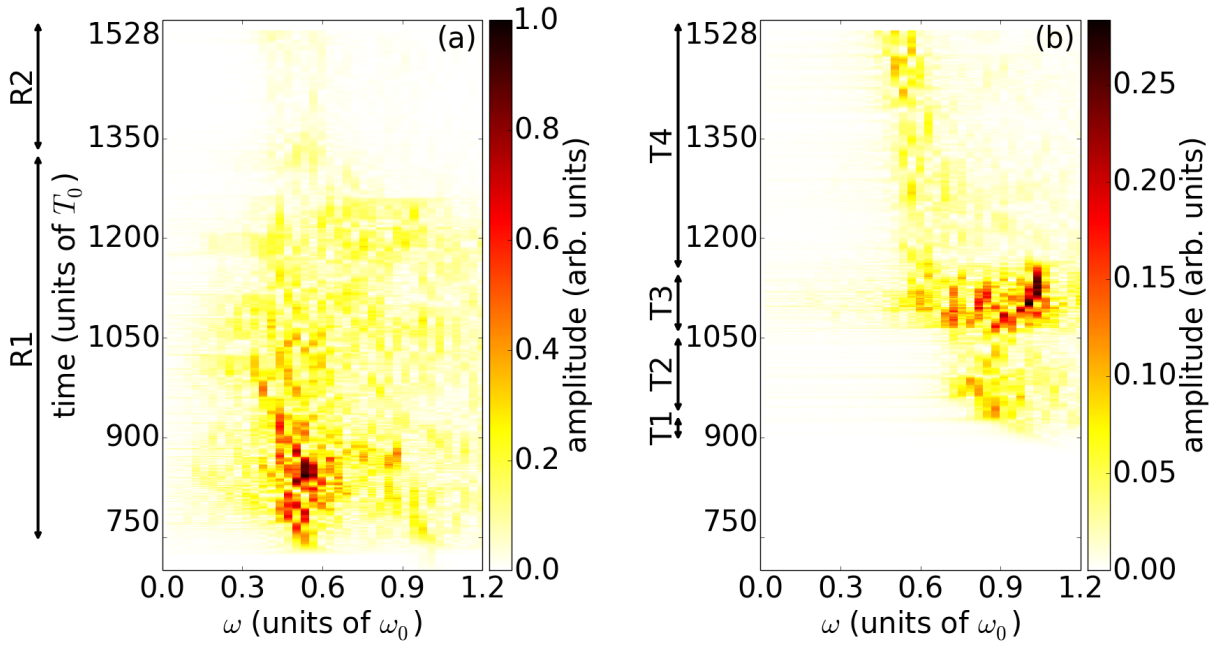


FIGURE 3.9: Analyse temps-fréquence des ondes électromagnétiques quittant respectivement le bord gauche (a) et le bord droit (b) de la boite numérique en simulation 1D. Les sous-figures sont normalisées avec la même échelle.

[241, 242], où la densité de plasma était plus élevée et la force pondéromotrice était à l'origine d'une réflexion importante.

La figure 3.9.b montre l'analyse temps-fréquence du champ se propageant vers l'avant E_+ mesuré au niveau du bord droit de la boite numérique. Elle peut être comparée aux figures 3.3.a-b. Le signal atteint le bord droit à $t \approx 940\,T_0$ pour ensuite se terminer vers $\sim 1150\,T_0$, ce qui correspond à la queue de l'impulsion laser. Cela montre donc clairement une diminution de la durée de l'impulsion laser du fait de l'absorption par le plasma. Sa fréquence s'élargit de 0.8 à $1.05\,\omega_0$ à cause de la diffusion de l'impulsion sur les fluctuations de densité électronique. Plus tard (jusqu'à la fin de la simulation), le plasma continue d'émettre des ondes de faible amplitude autour de la fréquence $(0.5-0.6)\,\omega_0$. Ces champs étaient auparavant piégés à la face arrière du plasma (voir zone (F4) dans 3.3.a)

Nous réitérons, en figure 3.10, cette analyse temps-fréquence pour une géométrie 2D, en supposant que ces ondes sont quasi-planes. La figure 3.10 donne ainsi l'analyse temps-fréquence[7] des ondes rétro-diffusées $E_{y,-}$ mesurés au bord gauche du plasma ($x = 16.1\,\lambda_0$) (a) et des transmises $E_{y,+}$ à travers le bord droit de la boite numérique.

La figure 3.10.a montre que le spectre des ondes rétro-diffusées par le plasma est en effet assez large et présente un signal dominant autour de la fréquence $\sim 0.4\omega_0$ avec une durée de $\sim 20\,T_0$, soit approximativement la durée de l'impulsion laser incidente. Ce signal correspondant aux ondes rétro-diffusées E_{y-} visibles en figure 3.6.d a est émis, comme pour la simulation 1D, pendant la durée de l'interaction de l'impulsion laser avec le plasma. La réflectivité cumulée atteint alors environ 15 % de l'énergie laser totale. Après cela, le plasma continue d'émettre des ondes électromagnétiques de basse fréquence avec une amplitude réduite. La réflectivité cumulée continue de croître et atteint alors 25 % de l'énergie laser totale vers $t \approx 100\,T_0$ puis 25.9 % à la fin de la simulation ($t_s = 143\,T_0$). On note également que la diffusion par le plasma d'ondes électromagnétiques de même fréquence ω_0 que l'onde incidente est très faible. Cela confirme que pour cette intensité laser et densité plasma, l'essentiel de l'impulsion laser pénètre sans subir de réflexion dommageable.

On donne également en figure 3.10.b, l'analyse temps-fréquence des ondes électromagnétiques transmises traversant le bord droit de la boite numérique. Cette figure montre un spectre large de $0.3\,\omega_0$ centré autour de $0.8\,\omega_0$ et traversant la position $x = 50\,\lambda_0$ entre $t \approx 53\,T_0$ et $t = 90\,T_0$. Ce signal correspond à la queue de l'impulsion laser qui a traversé le plasma sans être totalement absorbée. Comme pour le cas en géométrie 1D, sa fréquence a légèrement diminué au cours de sa propagation dans le plasma fortement

7. Cette analyse temps-fréquence est réalisée avec une fenêtre temporelle de $\tau_\omega = N\Delta t^{2D} \approx 23.9\,T_0$ ($N = 1000$) et avec une résolution en fréquence de $\Delta\omega = 2\pi/N\Delta t^{2D} \approx 0.04\,\omega_0$.

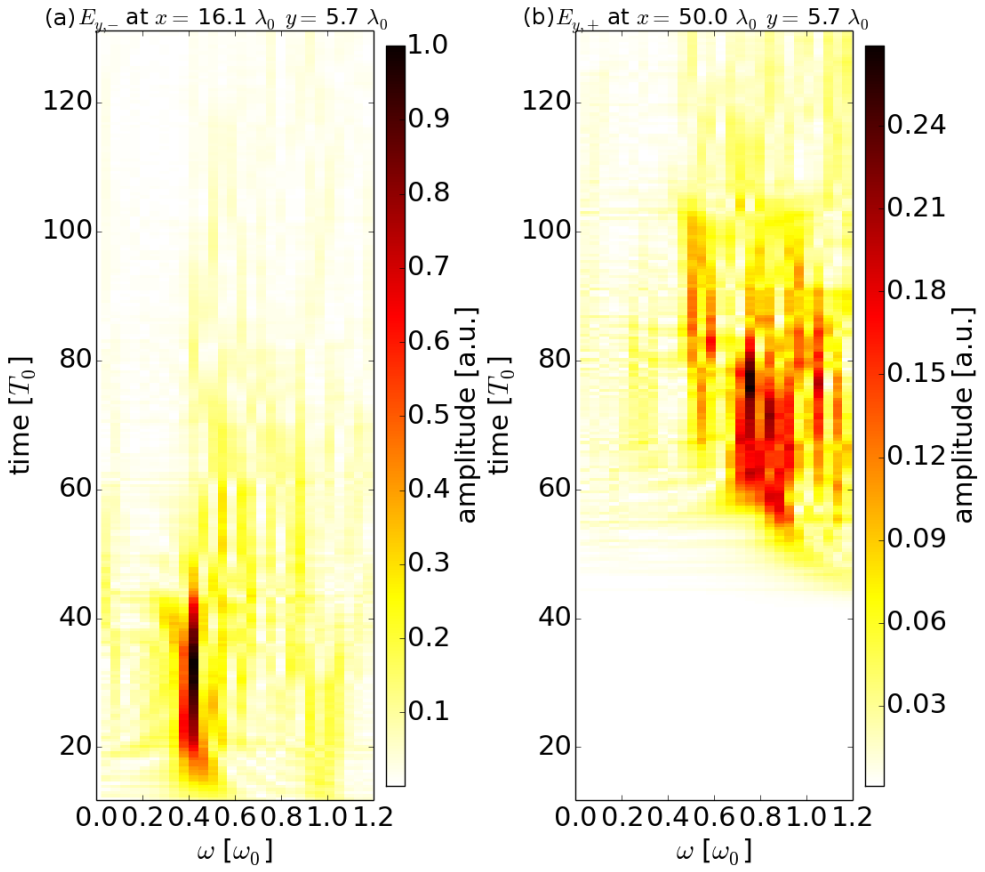


FIGURE 3.10: Analyse temps-fréquence des ondes électromagnétiques rétro-diffusées $E_{y,-}$ quittant le bord gauche du plasma (en $x = 16.1\,\lambda_0$) (a) et des ondes transmises à travers bord droit ($x = 50\,\lambda_0$) (b) de la boite numérique en simulation 2D. Les sous-figures sont normalisées avec la même échelle.

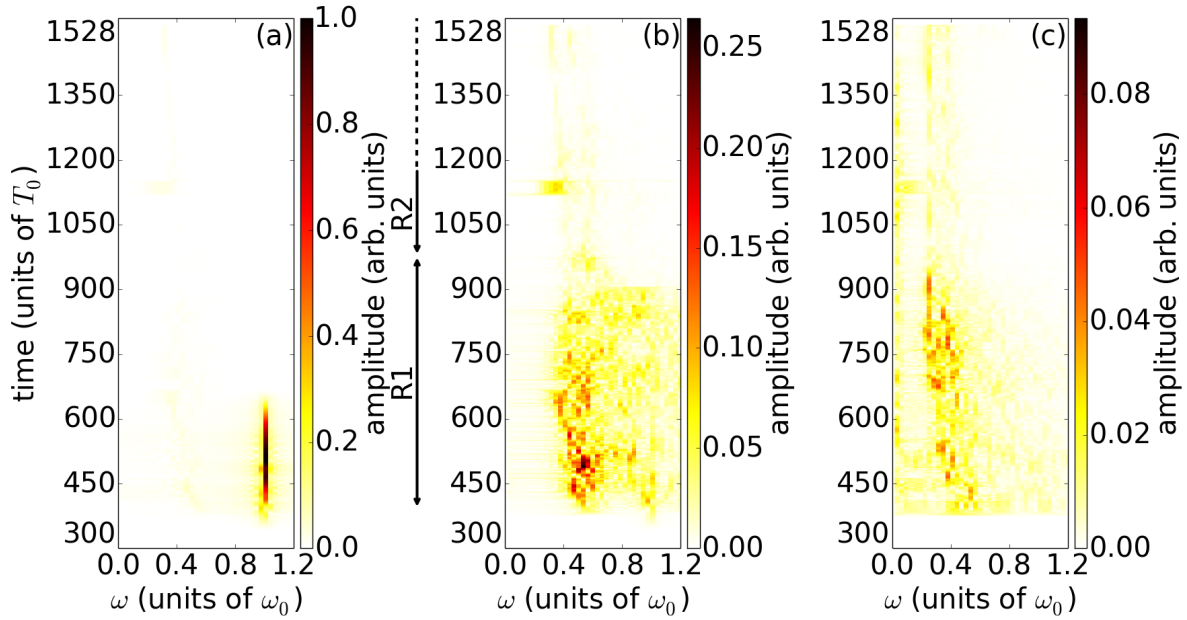


FIGURE 3.11: Analyse temps-fréquence des champs se propageant vers l'avant E_{y+} (a), se propageant vers l'arrière E_- (b) et électrostatiques E_x (c) au bord avant du plasma (à $3\,\lambda_0$ de profondeur) en simulation 1D. Les trois sous-figures sont normalisées avec la même échelle.

perturbé. L'énergie qu'elle porte représente seulement 5% de l'énergie laser totale.

L'origine de cette diffusion d'ondes électromagnétiques de basse fréquence par la face avant et la face arrière du plasma peut être comprise en considérant le spectre des ondes électromagnétiques et électrostatiques dans le plasma. La figure 3.11 montre l'analyse temps-fréquence, dans la simulation en géométrie 1D, des ondes électromagnétiques se propageant vers l'avant E_{y+}, vers l'arrière E_{y-} et électrostatiques E_x mesurées au front plasma ($x = 353\,\lambda_0$). Il est notable que les analyses temps-fréquences des ondes rétro-diffusées dans le plasma (figure 3.11.b) et dans le vide (figure 3.9.a) sont très similaires. Cela confirme la validité de la séparation des champs se propageant vers l'avant E_{y+} et vers l'arrière E_{y-} dans le plasma grâce aux relations (2.27)-(2.28).

La figure 3.11.a montre que l'onde se propageant vers l'avant E_{y+} a un spectre étroit centré autour de la fréquence pompe $\omega \approx \omega_0$. Sa durée correspond à celle de l'impulsion incidente interagissant avec le front avant du plasma. Cela est en accord avec la figure 3.3.a qui montre que l'impulsion n'est pas encore absorbée à cette position.

L'onde rétro-diffusée, donnée en figure 3.11.b, a une fréquence égale à $0.53\,\omega_0$. Elle apparaît après un court délai de $40\,T_0$ par rapport à l'arrivée de l'impulsion pompe et a une durée bien plus longue, valant environ $600\,T_0$. Cela est en accord avec la durée du signal rétro-diffusé dans les figures 3.3.c-d. Dans ces deux analyses, l'onde rétro-diffusée est émise par le plasma approximativement $40\,T_0$ après le début de l'interaction (zone (B1)). L'amplitude et la largeur spectrale de ces ondes augmentent pendant environ 100 périodes[8] avant d'atteindre un régime stationnaire jusqu'en $t \sim 900\,T_0$ où leur amplitude fini par décroître. Cette durée correspond au temps nécessaire pour que les ondes électromagnétiques rétro-diffusées et excitées à la face arrière du plasma traversent ce dernier pour atteindre la position $x \approx 353\,\lambda_0$.

La figure 3.11.c montre le développement d'une onde électrostatique. Son évolution temporelle et sa durée sont en bonne correspondance avec celle de l'onde rétro-diffusée. Initialement, la fréquence de l'onde électrostatique vaut $0.53\,\omega_0$. La somme de la fréquence plasma et de la fréquence de l'onde rétro-diffusée durant l'intervalle 400-450 T_0 est approximativement égale à la fréquence laser. On observe ensuite une décroissance de la fréquence plasma qui atteint $0.24\,\omega_0$.

Nous effectuons également l'analyse spectrale des ondes électromagnétiques et longitudinales à l'intérieur du plasma dans la simulation en géométrie 2D. La figure 3.12 donne l'analyse temps-fréquence

8. On peut montrer qu'une partie du pic intense observé vers $t \approx 500\,T_0$ ($\omega_s \approx 0.5$-$0.6\,\omega_0$) sur l'analyse temps-fréquence du champs E_{y-} en figure 3.11 est dû à la libération de solitons électromagnétiques à l'intérieur du plasma. Ce point fera l'objet d'une description dans la section 4.3.4 du chapitre 4.

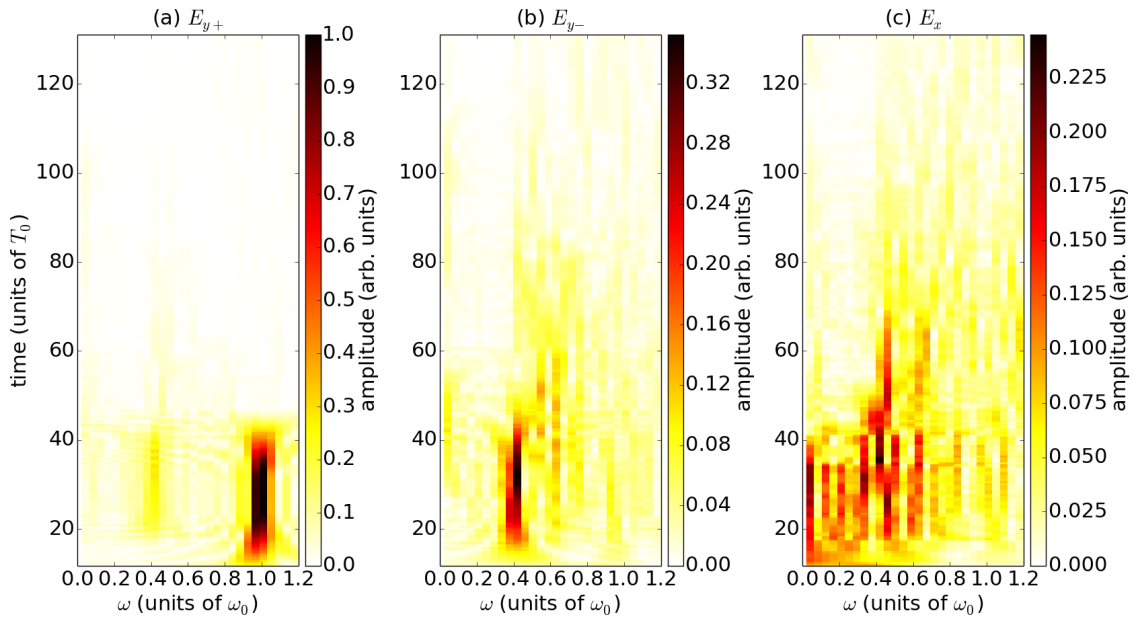


FIGURE 3.12: Analyse temps-fréquence des champs se propageant vers l'avant E_{y+} (a), se propageant vers l'arrière E_{y-} (b) et longitudinal E_x (c) au bord avant du plasma en simulation 2D (au point $x = 17.6\,\lambda_0$ - $y = 5.7\,\lambda_0$). Les trois sous-figures sont normalisées avec la même échelle.

des ondes électromagnétiques se propageant vers l'avant E_{y+} (a), se propageant vers l'arrière E_{y-} (b) et des ondes longitudinal E_x (c). Cette analyse est effectuée au front du plasma (à environ $1.7\,\lambda_0$ de profondeur). La figure 3.12.a montre alors le spectre étroit centré autour $1.0\,\omega_0$ de l'impulsion laser qui interagit et traverse la face avant du plasma de $t \approx 16\,T_0$ à $t \approx 35\,T_0$. Avec un léger délai de quelques périodes, la 3.12.b montre que le front du plasma est également traversée par une onde rétrodiffusée de fréquence $\omega_s = 0.4\omega_0$ et de durée de l'ordre de $20\,T_0$, en accord avec la figure 3.10.a. En complément, nous donnons également l'analyse temps-fréquence du champ longitudinal E_x en figure 3.12.c, la difficulté étant qu'en géométrie 2D, ce champ n'est pas forcément de nature électrostatique. Cette analyse montre que le spectre du champ E_x est très large mais présente un pic autour de $\omega \approx 0.6\,\omega_0$ de $t \sim 20\,T_0$ à $t \sim 40\,T_0$. Nous vérifions donc, ici aussi, que la somme des fréquences diffusées et plasma égalise la fréquence laser ω_0.

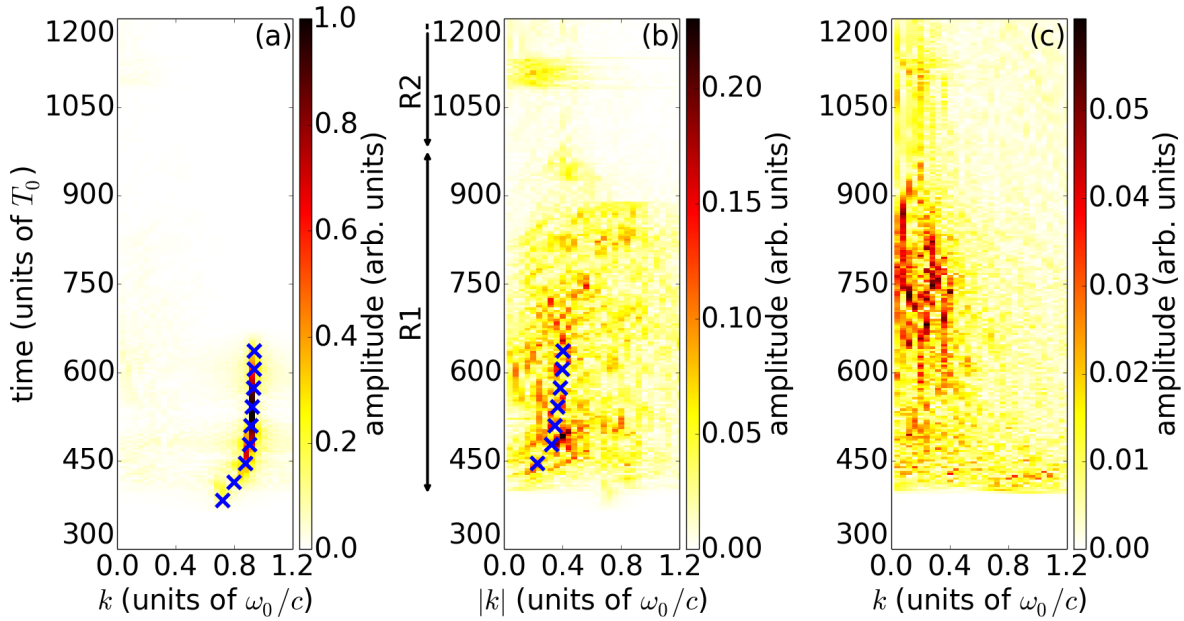


FIGURE 3.13: Évolution temporelle du spectre (en nombre d'onde) des champs se propageant vers l'avant E_{y+} (a), se propageant vers l'arrière E_- (b) et électrostatiques E_x (c), dans le plasma, dans l'intervalle (350-375) λ_0, en simulation 1D. Les trois sous-figures sont normalisées avec la même échelle. Les croix bleues dans les sous-figures (a) et (b) donnent les valeurs théoriques des nombres d'onde k_0 et $|k_s|$, dans le plasma, de l'onde laser (ω_0) et de l'onde rétro-diffusée ($\omega_s = 0.53\omega_0$) respectivement.

Bilan

L'analyse spectrale des ondes électromagnétiques et électrostatiques nous permet d'approfondir la compréhension du processus d'interaction.

— L'onde laser, en interagissant avec le plasma, ne subit pas de rétrodiffusion par un éventuel bourrelet sur-critique d'électrons formé par la force pondéromotrice. L'intégralité de l'impulsion laser pénètre dans le plasma et interagit avec les ondes plasma. Par ailleurs, la transmission de l'onde laser à la face arrière du plasma est minime (de l'ordre du %). L'impulsion laser est donc nécessairement entièrement absorbée par le plasma avant d'être diffusée avec une autre fréquence.

— Cette interaction de l'onde laser avec le plasma conduit à l'excitation d'une onde électromagnétique rétro-diffusée de fréquence $0.53\omega_0$ et d'une onde électrostatique de fréquence $0.5\omega_0$, de telle sorte que la combinaison des fréquences :

$$\omega_0 = \omega_s + \omega_p, \tag{3.3}$$

à l'intérieur du plasma, où ω_0 , ω_s et ω_p sont respectivement la fréquence laser, la fréquence de l'onde rétro-diffusée et la fréquence plasma, est vérifiée. Cela est la signature d'une processus de résonance à trois ondes.

— Après l'interaction, le plasma continue de diffuser des ondes électromagnétiques de basse amplitude et de fréquence $0.5\text{-}0.2\,\omega_0$.

3.1.3 La diffusion Raman stimulée dans un plasma quasi-critique

La combinaison des fréquences (3.3) peut correspondre à l'instabilité Raman stimulée. Dans cette section, nous allons montrer que ces ondes vérifient aussi la combinaison des nombres d'ondes et expliquer comment cette instabilité peut se produire dans un plasma dont la densité est significativement supérieure à la densité quart-critique, qui en régime non-relativiste interdit la propagation de l'onde rétro-diffusée.

La figure 3.13 montre l'évolution temporelle du spectre des champs se propageant vers l'avant E_{y+}, vers l'arrière E_{y-} et électrostatiques E_x mesurés au front du plasma. Ce spectre est calculé sur un intervalle fixe (de $x = 350\,\lambda_0$ à $x = 375\,\lambda_0$).

L'onde se propageant vers l'avant (figure 3.13.a) a un spectre étroit centré autour du nombre k_0 de l'impulsion laser dans le plasma. On mesure que sa valeur croît de $0.72\,\omega_0/c$ à $0.92\,\omega_0/c$ jusqu'au temps $t \approx 650\,T_0$. On peut montrer que ce nombre d'onde k_0 vérifie la relation de dispersion relativiste d'une onde électromagnétique dans un plasma :

$$\omega_0^2 = \frac{\omega_p^2}{\langle\gamma_0\rangle} + k_0^2 c^2 \tag{3.4}$$

où $\langle\gamma_0\rangle$ est le facteur relativiste moyen d'un électron dans le champ d'une onde polarisée linéairement [130]. Cette relation montre que, pour une fréquence ω_0 constante, le nombre d'onde de l'onde électromagnétique croît avec l'énergie de l'électron $\langle\gamma_0\rangle$. En effet, on mesure, dans la simulation, que le facteur relativiste moyen électronique $\langle\gamma_0\rangle^{PIC}$, calculé sur le même intervalle $x = (350\text{-}375)\,\lambda_0$, augmente également avec le temps. Cela est confirmé de façon quantitative par la comparaison du spectre de l'onde se propageant vers l'avant E_{y+} avec les valeurs théoriques (croix bleues) de $k_0^{th} = \frac{1}{c}\sqrt{\omega_0^2 - \omega_{pe0}^2/\langle\gamma_0\rangle^{PIC}}$, où $\omega_p^2 = \frac{n_e}{n_c}\omega_0^2$ et $\langle\gamma_0\rangle^{PIC}$ sont calculés au front du plasma ($x = (350\text{-}375)\,\lambda_0$) à intervalle de temps régulier. Cette comparaison donne un très bon accord.

L'évolution temporelle de la valeur absolue du nombre d'onde $|k_s|$ des ondes électromagnétiques rétro-diffusées est donnée en figure 3.13.b. Son spectre est assez large et a une durée deux fois plus importante que celle de l'onde pompe, ce qui est en accord avec les figures 3.3 et 3.11. Avant d'atteindre le bord gauche de la boite numérique, ces ondes se propagent à travers le front du plasma où la valeur absolue de leur nombre d'onde $|k_s|$ croît de $0.2\,\omega_0/c$ à $0.4\,\omega_0/c$, d'après la figure 3.13.b. Comme pour l'onde pompe, ce décalage est dû à l'augmentation de l'énergie des électrons dans le plasma puisque les ondes diffusées vérifient aussi la relation de dispersion (3.4). On montre que cette croissance est en bon accord avec les valeurs théoriques (croix bleues) de $|k_s|^{th} = \frac{1}{c}\sqrt{\omega_s^2 - \omega_{pe0}^2/\langle\gamma_0\rangle}$, avec $\omega_s = 0.53\,\omega_0$. Ainsi, l'onde diffusée dominante, dont la fréquence vaut $\omega_s = 0.53\,\omega_0$, observée dans le vide et dans le plasma (voir Sec. 3.1.2) apparaît aussi dans le spectre spatiale des ondes.

De façon similaire à l'analyse temps-fréquence (figure 3.11.c), l'évolution du spectre spatial de l'onde électrostatique dans le plasma est donnée en figure 3.13.c. Son nombre d'onde vaut initialement (à $t \approx 400\,T_0$) $\sim 1.0\,\omega_0/c$. Cette onde initiale disparaît rapidement, menant ensuite à un large spectre avec des nombres d'ondes peu élevés. Cela correspond à la brisure d'une onde électrostatique fortement non-linéaire.

Ainsi, initialement, à $t \approx 400\,T_0$, lorsque l'instabilité se développe du côté du front plasma, la combinaison des nombres d'ondes de l'onde rétro-diffusée $k_s \approx -0.2\,\omega_0/c$, de l'onde plasma $k_p \approx 1.0\,\omega_0/c$ s'accorde bien avec le nombre d'onde de l'onde incidente $k_0 \approx 0.8\,\omega_0/c$ dans le plasma :

$$k_0 = k_s + k_p. \tag{3.5}$$

Les analyses spectrales temporelle et spatiale confirment donc qu'il y a un couplage de ces trois ondes dans le plasma. Cela correspond à l'instabilité de la diffusion Raman stimulée. La figure 3.13 montre que ce couplage à trois ondes n'existe que pendant quelques dizaines de cycles optiques T_0. Nous avons toutefois répété cette analyse spectrale (temporelle et spatiale) à différentes positions dans le plasma et confirmé ainsi que cette instabilité se développe effectivement tout le long du plasma lorsque l'onde laser a une amplitude suffisante.

La figure 3.14 donne, pour la simulation 2D, la distribution longitudinale et le spectre spatial des ondes électromagnétiques se propageant vers l'avant E_{y+} (a), des ondes électromagnétiques se propageant vers l'arrière E_{y-} (b) et du champ longitudinal E_x (c) selon l'axe x de propagation de l'onde laser à la position $y \approx 5.7\,\lambda_0$. Comme l'analyse spectrale donnée en figure 3.13, les spectres des ondes électromagnétiques et longitudinales présentes dans le plasma en simulation 2D montrent le mode $k_0 \approx 0.9\,\omega_0/c$ de l'onde laser (figure 3.14.a), le mode $k_s \approx -0.2\,\omega_0/c$ de l'onde électromagnétique diffusée (figure 3.14.b) et le mode $k_p \approx 1\,\omega_0/c$ de l'onde longitudinale (figure 3.14.c). Le spectre du champ longitudinal en figure 3.14.c fait également apparaître des modes de faibles nombres d'ondes (comme en figure 3.13.c) correspondant au déferlement de l'onde électrostatique fortement non-linéaire dans la zone avant du plasma. La relation de conjugaison (3.5) est donc également vérifiée dans la géométrie 2D pour la diffusion vers l'arrière.

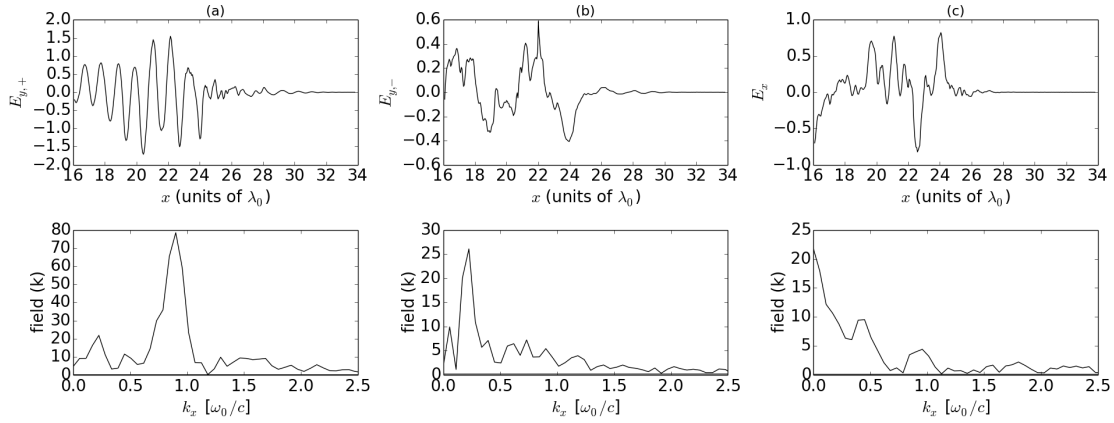


FIGURE 3.14: Distribution spatiale et spectre spatial des champs se propageant vers l'avant E_{y+} (a), vers l'arrière E_{y-} (b) et longitudinal E_x (c), dans le plasma, à $t \approx 33.4\,T_0$ en $y \approx 5.7\,\lambda_0$ en simulation 2D.

Pour compléter notre analyse, nous vérifions maintenant que le mode électrostatique excité dans la simulation correspond effectivement à l'un des modes qui peuvent être excités par la diffusion Raman stimulée pour ces paramètres d'interaction. Nous comparons sa fréquence et son nombre d'onde avec ceux des modes instables prédits par l'équation de dispersion (3.1) du modèle de S. Guérin et al. [156] [9]. Cette relation de dispersion est ainsi résolue pour une onde polarisée linéairement [10] en remplaçant γ_0 par $\langle\gamma_0\rangle$.

Pour cela, nous présentons dans la figure 3.15, la fréquence $\mathrm{Re}\,\omega_p$ et le nombre d'onde k_p de l'onde électrostatique en fonction du taux de croissance Γ (points bleus) et en fonction de l'amplitude de l'onde venant de l'analyse spectrale des simulations (courbe rouge continue). Les analyses temporelle et spatiale de Fourier des champs électrostatiques réalisées au front du plasma, dans la simulation, montrent que l'onde électrostatique dont la fréquence et le nombre d'onde valent respectivement $\omega_p = (0.50 \pm 0.08)\,\omega_0$ et $k_p = (1.0 \pm 0.1)\,\omega_0/c$ est le mode dominant dans le plasma. Nous comparons ces résultats avec la solution de l'équation (3.1) calculée pour l'amplitude laser $a_0 = 1$ et l'énergie électronique $\langle\gamma_0\rangle = 1.38$ mesurées au front plasma, où la FFT de l'onde électrostatique a elle-même été calculée (voir figure 3.15). Cette comparaison montre que le mode dominant du plasma correspond à $\Gamma \sim 0.15\,\omega_0$, valeur qui est proche du taux de croissance maximal prédit par l'équation (3.1). Ainsi, l'onde électrostatique observée dans le plasma correspond au mode qui a la plus grande probabilité d'être excité dans le plasma par l'instabilité Raman.

L'analyse des nombres d'ondes montre, à chaque position, que ce couplage à trois ondes existe sur une petite durée de quelques dizaines de cycles optiques T_0. Ensuite, ce couplage est rapidement brisé, l'amplitude des ondes plasma sature et leur spectre se décale vers les petits nombres d'onde. L'impulsion laser peut alors se propager plus profondément dans le plasma et exciter l'instabilité SRS dans une nouvelle couche du plasma.

9. Nous avons ainsi une démarche inverse de ce qui se fait habituellement à basse intensité laser, où la fréquence de l'onde diffusée ω_s permet de déduire (et donc de vérifier) directement la densité du plasma. En effet, comme cela a été décrit en début de chapitre, notamment à travers la figure 3.1, le spectre en fréquence ω_{pe} des ondes plasmas susceptibles d'être excitées pour ces paramètres d'interaction est large, et la fréquence plasma électronique $\omega_{pe0}/\sqrt{\gamma_e}$ est susceptible de varier avec le chauffage des électrons. Il n'y a donc pas de relation univoque entre la fréquence des ondes diffusées et la densité plasma en régime relativiste.

10. À noter que le modèle de S. Guérin est exact en polarisation circulaire. Il constitue ici une approximation en polarisation linéaire car la relation de dispersion n'est pas connue analytiquement [161].

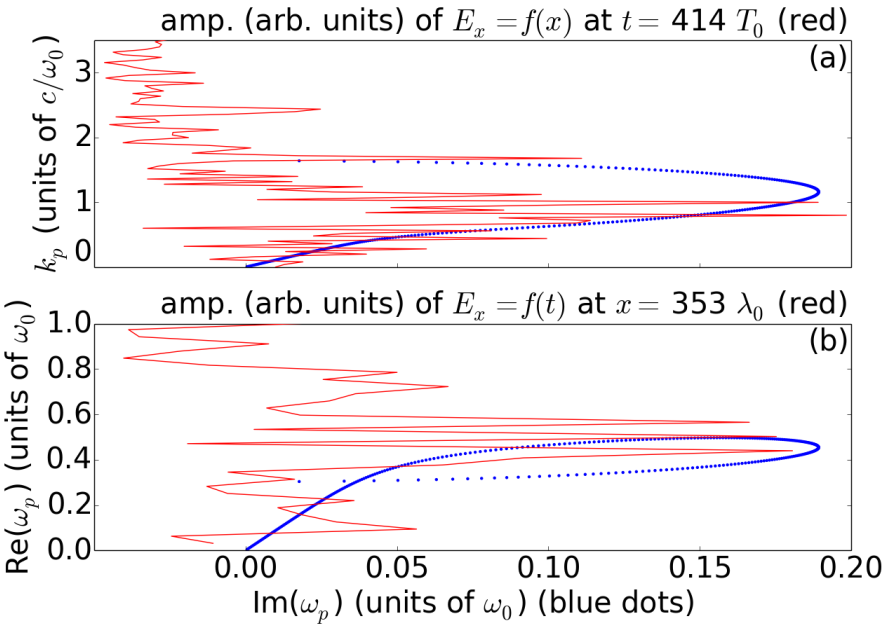


FIGURE 3.15: Comparaison du nombre d'onde k_p (a) et de la fréquence Re ω_p (b) de l'onde électrostatique en fonction du taux de croissance $\Gamma =$ Im ω_p provenant des solutions de (3.1) (points bleus) et en fonction de l'amplitude de l'onde provenant de l'analyse spectrale de la simulation (courbe rouge) dans la zone plasma $x =$ (350-375) λ_0 et au temps $t \approx 414\, T_0$, en simulation 1D.

Bilan

— L'analyse du spectre spatial des ondes électromagnétiques et électrostatiques à l'intérieur du plasma montre la combinaison des nombres d'ondes $k_0 = k_s + k_p$, où k_0 est le nombre d'onde laser, k_s est le nombre d'onde de l'onde rétro-diffusée et k_p est le nombre de l'onde plasma. Cela confirme le développement d'une instabilité paramétrique à trois ondes, correspondant plus précisément à la diffusion Raman stimulée (SRS).

— La comparaison de ces résultats avec la résolution de l'équation de dispersion associée à cette instabilité confirme que l'instabilité SRS peut effectivement se développer dans un plasma de densité deux fois supérieure à la densité quart critique.

— Cette instabilité atteint rapidement un régime de saturation qui permet à l'impulsion laser de se propager plus profondément dans le plasma.

3.1.4 Chauffage des électrons par les ondes plasma

L'énergie laser transmise aux ondes plasma est par la suite transférée aux électrons après l'élargissement du spectre des ondes plasmas et leur déferlement. Dans cette section, nous montrons que ce déferlement est corrélé au chauffage des électrons.

La figure 3.16.a montre la densité d'énergie électronique en fonction de la position x et du temps pour la simulation 1D. Elle est obtenue par le calcul de l'énergie totale des électrons sur des segments de 1 λ_0 chaque 31.8 T_0 (voir section 2.2.2.3). Les électrons absorbent leur énergie tout le long du plasma, de $t = 400\, T_0$ à $t = 700\, T_0$. A chaque position du plasma, nous observons que les électrons atteignent de très fortes énergies (supérieures à $(\sqrt{1 + a_0^2/2} - 1)m_e c^2$) une fois que l'instabilité SRS s'est déclenchée. Cela est confirmé par la figure 3.16.b où est tracée l'énergie électronique totale du plasma en fonction du temps. Cette courbe montre que l'énergie électronique croît quasi linéairement de $t = 400\, T_0$ à $t = 700\, T_0$ où elle atteint 61 % de l'énergie laser totale.

La corrélation en temps du gain en énergie des électrons et du développement de l'instabilité Raman est d'avantage confirmée par la comparaison de la figure 3.16 avec la figure 3.3. L'arrivée de la partie de l'impulsion laser de haute amplitude et l'excitation des ondes électromagnétiques rétro-diffusées

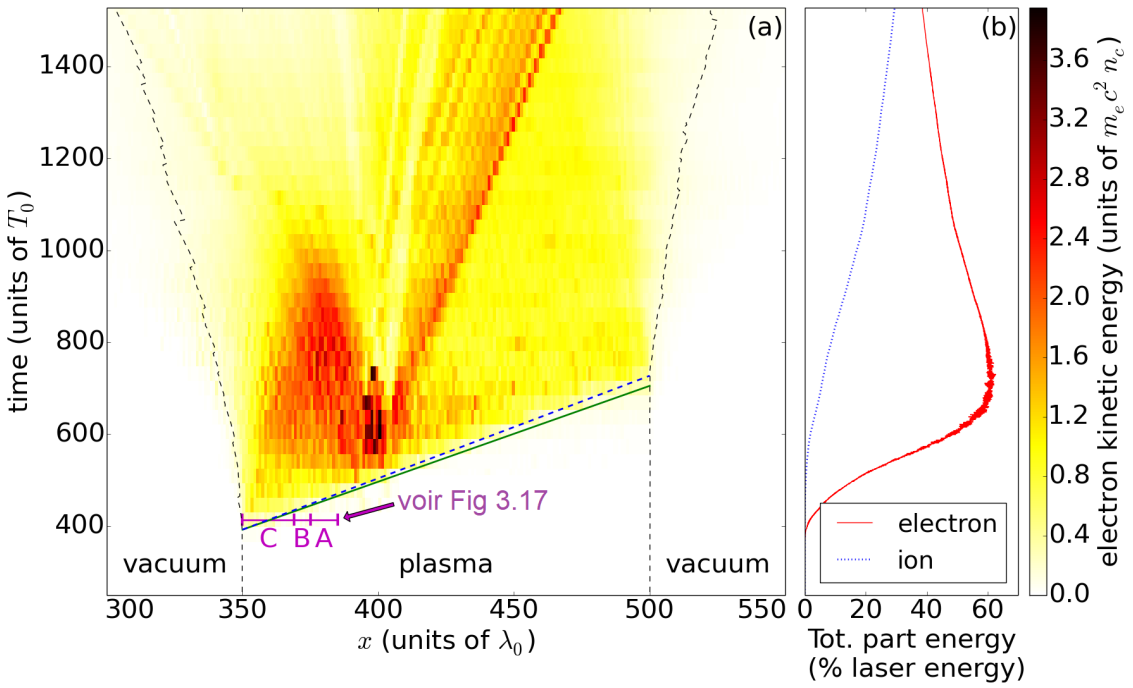


FIGURE 3.16: Densité d'énergie électronique en fonction de la position et du temps (a) et énergie cumulée des électrons (rouge) et des ions (bleu) en fonction du temps, en simulation 1D. Les lignes verticales noires en pointillés délimitent le plasma où $n_p < 0.1\, n_c$. La ligne verte continue (correspondant à la limite (2)-(3) de la figure 3.3.a) montre l'arrivée de l'impulsion laser de haute amplitude. La ligne en pointillés bleus (correspondant à la limite (0)-(1) de la figure 3.3.d) montre l'excitation des ondes électromagnétiques rétro-diffusées dans le plasma.

sont respectivement représentées, sur la figure 3.16.a, par la ligne verte (correspondant à la limite (2)-(3) dans la figure 3.3.a) continue et par la ligne en pointillés bleus (correspondant à la limite (0)-(1) dans la figure 3.3.d). La figure 3.16.a montre ainsi que le chauffage des électrons se produit juste après le développement de l'instabilité SRS. Cela confirme que l'instabilité Raman et les ondes plasmas excitées par elle sont bien à l'origine du fort chauffage électronique. Ce processus se produit sur une durée inférieure à $100\, T_0$.

Cette description de l'interaction de l'impulsion laser avec le plasma et du chauffage électronique est confirmée par l'analyse de l'espace des phases des électrons et de la distribution des champs le long de l'intervalle coloré en magenta dans la figure 3.16 au temps $t \approx 414\, T_0$. Dans la figure 3.17, nous présentons l'espace des phases longitudinal des électrons (a), le champ électrostatique (b), et le champ électromagnétique se propageant vers l'avant E_{y+} (c) en fonction de la position x sur l'intervalle $x = (350\text{-}385)\, \lambda_0$ et à $t \approx 414\, T_0$. On y distingue trois zones de l'interaction onde-particule (voir les zones A, B et C). Comme l'impulsion laser se propage dans la direction des x croissants avec une amplitude croissante, l'enchaînement des processus de l'interaction peut-être lu sur la figure 3.17 de la droite vers la gauche.

Dans la zone A, les électrons oscillent dans le champ du front de l'onde laser avec une énergie croissante du fait de la montée en amplitude du champ laser (voir les figures 3.17.a et 3.17.c). Le facteur relativiste moyen des électrons dans cette zone vaut 1.09. Ces oscillations donnent lieu à une onde plasma de faible amplitude dont le nombre d'onde vaut $k_p \approx 1.3\, \omega_0/c$ (figure 3.17.b). En résolvant de nouveau l'équation de dispersion (3.1) pour l'amplitude laser et l'énergie électronique mesurées en $x = 380\, \lambda_0$, on calcule que le taux de croissance de l'instabilité SRS atteint la valeur $0.01\, \omega_0$ à cet instant. Par conséquent, l'instabilité SRS ne s'est pas encore déclenchée.

Néanmoins, en $x = 375\, \lambda_0$, le taux de croissance maximale vaut $\Gamma^{max} \approx 0.1\, \omega_0$ ce qui est dix fois supérieur à sa valeur en $x = 380\, \lambda_0$ ce qui entraîne l'excitation rapide de l'instabilité SRS. On observe ainsi, dans la zone B, l'apparition d'une onde électrostatique de haute amplitude dont le nombre d'onde vaut $k_p \approx 1\, \omega_0/c$ (figure 3.17.b). Nous avons en effet montré, en Sec. 3.1.3, que ce nombre d'onde correspond au mode excité par l'instabilité SRS. La figure 3.17.a montre que les électrons oscillent alors

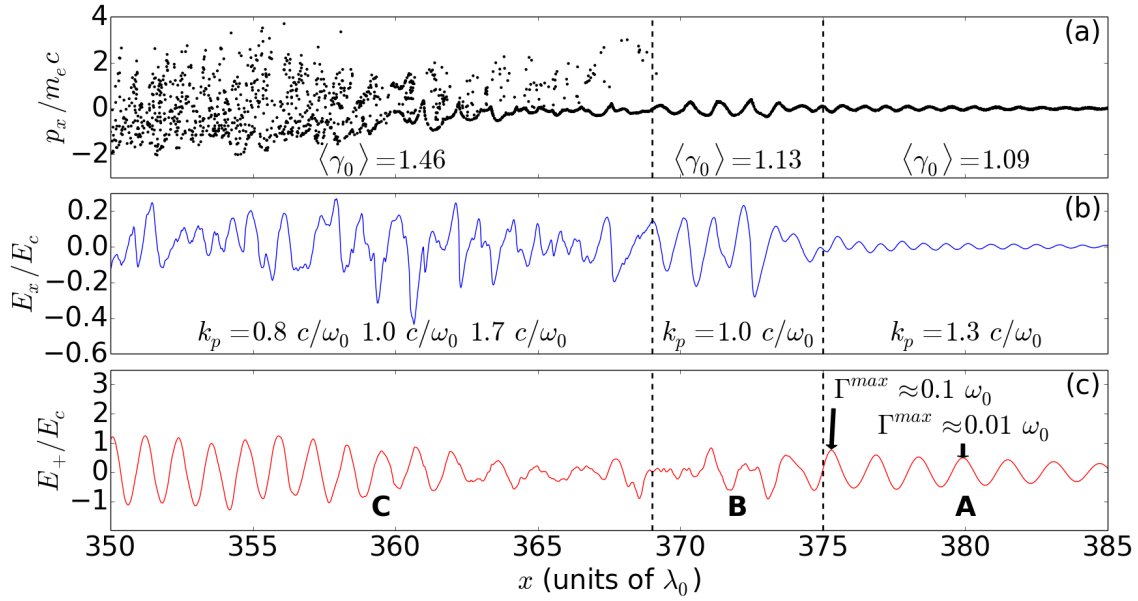


FIGURE 3.17: Espace des phases longitudinal des électrons (a), champ électrostatique (b) et champ se propageant vers l'avant E_+ (c) au front plasma (350-385 λ_0) au temps $t \approx 414\, T_0$, en simulation 1D.

en phase avec l'onde plasma excitée. Néanmoins, leur facteur relativiste moyen reste relativement bas, $\langle\gamma_0\rangle = 1.13$.

Dans la zone C, l'onde déferle et chauffe les électrons. Leur impulsion longitudinale p_x/mec a largement augmenté (figure 3.17.a) et leur énergie cinétique moyenne $(\langle\gamma_0\rangle - 1)m_e c^2$ atteint la valeur $0.46\, m_e c^2$ (0.23 MeV). L'onde électrostatique est, elle, fortement non-linéaire et possède plusieurs forts modes $k_p = 0.8\,\omega_0/c$, $1.0\,\omega_0/c$ et $1.7\,\omega_0/c$. En accord avec la figure 3.13, le mode $k_p \approx 1\,\omega_0/c$ excité par l'instabilité SRS existe sur une durée courte. Il est ensuite remplacé par des modes de plus faibles nombres d'ondes correspondant à des ondes plasmas fortement non linéaires. La figure 3.17.c montre l'amortissement de l'amplitude de l'onde laser dans la zone B et le début de la zone C. Cette observation confirme que l'absorption laser s'effectue sur une courte distance d'environ $10\,\lambda_0$, comme cela a été décrit dans la section 3.1.1.

Finalement, de $x = 350\ \lambda_0$ à $x = 363\ \lambda_0$, on voit en figure 3.17.a, que le plasma est devenu très turbulent ce qui permet à l'onde laser de se propager dans le plasma sans être absorbée mais seulement modulée (voir figure 3.17.c). Cette propagation libre est notamment visible dans la zone (F3) de la figure 3.3.a.

La figure 3.16 montre par ailleurs qu'au-delà de la zone des lignes bleue et verte où l'instabilité SRS se développe et sature, il y a aussi un chauffage significatif des électrons près de la position des cavités ($x \sim 400\,\lambda_0$).

Nous montrons que le développement de l'instabilité SRS est également corrélé avec le chauffage électronique dans la simulation en géométrie 2D. Pour cela nous traçons sur la figure 3.18 la distribution de la densité d'énergie électronique en fonction des positions x et y à intervalles de temps réguliers. Les lignes verticales bleues délimitent les bords initiaux du plasma. La ligne noire indique la position [11] du front de l'impulsion laser non encore absorbée qui est aussi la position où les ondes électromagnétiques rétro-diffusées sont excitées. On observe ainsi que les électrons obtiennent une énergie importante (zone jaune et rouge) juste après le passage de la zone où l'instabilité SRS se développe. On observe par ailleurs (notamment au temps $t = 38.2\, T_0$) que le chauffage électronique n'est pas uniforme selon (Oy). Des modulations transverses (zones rouges) apparaissent du fait de la filamentation de l'onde laser et de la formation de canaux.

La figure 3.19.a donne enfin la fonction de distribution des électrons au temps $t \approx 700\, T_0$, pour la

11. Comme il n'est pas toujours aisé de distinguer clairement la zone d'extinction de l'onde pompe et d'excitation des ondes rétro-diffusées, on réalise une régression linéaire de ces positions sur les cartes des champs $E_{y,\pm}(x,y)$ avec un pas de temps de $2.4\, T_0$. On mesure ainsi une vitesse constante de propagation de la zone SRS valant $0.44\, c$. On utilise l'équation linéaire obtenue pour tracer la ligne noire sur la figure 3.18.

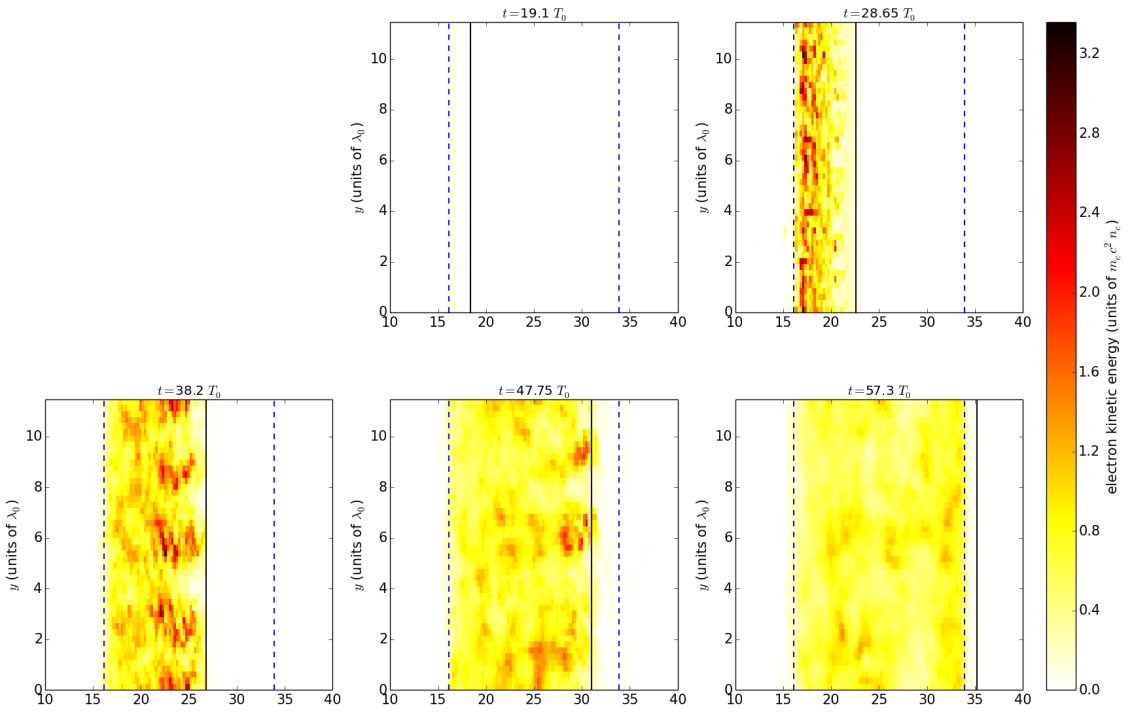


FIGURE 3.18: Évolution de la densité d'énergie électronique en fonction des positions x et y, en simulation 2D. Les lignes verticales bleues en pointillés délimitent les limites initiales du plasma. La ligne noire continue montre la position du front de l'onde laser et la zone d'excitation des ondes électromagnétiques rétro-diffusées.

simulation 1D, lorsque l'onde laser quitte le plasma. Elle montre que les électrons ont une distribution approximativement Maxwellienne avec une température variant de 1.0 et 1.3 MeV tandis que l'énergie maximale des électrons atteint plus de 12 MeV. D'autre part, on calcule que l'énergie totale transmise par l'onde laser au plasma est de 1.9 MJ/cm^2 (taux d'absorption de 68.0 %), ce qui correspond à une énergie moyenne de 0.7 MeV par particule du plasma. L'énergie moyenne des électrons donnée par la fonction de distribution est donc en accord avec le bilan en énergie d'interaction laser-plasma et confirme ainsi que l'énergie laser est déposée dans tout le volume du plasma d'une façon assez homogène.

Dans la simulation 2D, avec une densité d'énergie laser transférée au plasma d'environ 132 J/cm (taux d'absorption de 66.1 %), l'énergie moyenne par particule (électrons + protons) est de 0.36 MeV. En analysant la distribution en énergie cinétique des électrons dans la simulation, on mesure que l'énergie moyenne par électron est plutôt de l'ordre de 0.7 MeV à la fin de la simulation. À cet instant en effet, les électrons détiennent encore une grande partie de l'énergie cinétique (près de 90 %).

Bilan

Le développement de l'instabilité SRS permet l'excitation d'une onde plasma de haute amplitude piégeant les électrons du plasma. Cette onde déferle rapidement et transfère ainsi son énergie aux électrons du plasma. Les électrons n'oscillent alors plus en phase, les modes de l'onde plasma non-linéaire sont multiples : le plasma devient ainsi turbulent ce qui permet à l'onde laser de se propager dans la partie chaude du plasma et d'effectuer un chauffage longitudinal des électrons du plasma. Ce chauffage porte les électrons à une température de l'ordre du MeV.

3.1.5 Accélération des ions

A part une faible fraction des électrons les plus énergétiques qui s'échappent du plasma, l'essentiel des électrons restant subissent une re-circulation et distribuent l'énergie uniformément dans tout le volume du plasma. Simultanément, ils créent un fort champ de séparation de charges, aux bords du

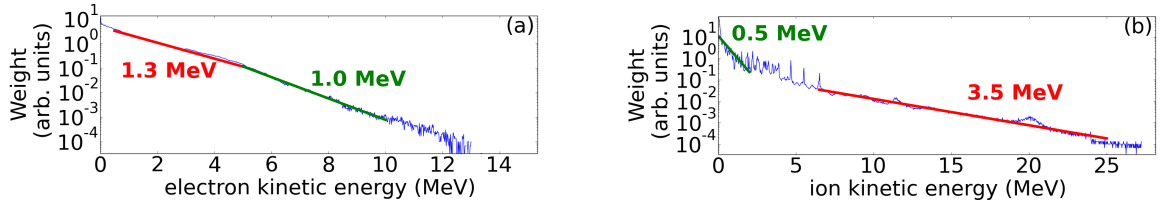


FIGURE 3.19: Fonctions de distribution électronique (a) et ionique (b) calculées respectivement aux temps $t \approx 700\,T_0$ et $t \approx 1528\,T_0$, en simulation 1D.

plasma, qui accélère les protons selon le mécanisme TNSA. Ce processus, responsable du transfert de l'énergie laser des électrons aux ions, se produit d'abord en face avant du plasma avant que l'onde laser n'atteigne la face arrière. Puis après $t \approx 800 T_0$, lorsque l'onde laser a quitté le plasma, l'énergie totale des électrons commence à décroître (voir figure 3.16.a) et l'énergie ionique continue de croître. Cependant, le mécanisme TNSA n'accélère qu'un nombre limité d'ions. Et ces derniers obtiennent donc une grande énergie.

La figure 3.20 montre la densité d'énergie ionique en fonction de la position x et du temps, pour la simulation 1D. Les deux paquets d'ions accélérés par le champ de séparation de charge à chacun des bords du plasma sont visibles en couleur jaune en $x < 350\,\lambda_0$ et en $x > 500\,\lambda_0$. Leur énergie maximale atteint 27.2 (face avant du plasma) et 24.0 MeV (face arrière du plasma) à la fin de la simulation. Toutefois, le nombre relatif de ces ions est faible. La fonction de distribution des ions en figure 3.19.b montre que l'énergie moyenne est de l'ordre de 3.2 MeV dans le domaine supérieur à 1 MeV. Cependant, seul 0.3 % des protons ont une énergie supérieure à 10 MeV. L'espace des phases montre également que des paquets de protons sont accélérés à l'intérieur du plasma, au voisinage des cavités. Ces processus d'accélération des ions mènent à un transfert efficace de l'énergie laser absorbée aux protons. Leur énergie totale atteint en effet 29.5 % de l'énergie totale laser à la fin de la simulation (voir figure 3.16.b).

Dans la simulation 2D, les ions obtiennent une énergie maximale d'environ 4.1 MeV en fin de simulation. Pour comprendre cet écart avec l'énergie donnée dans le cas de la simulation 1D ($\sim$ 27 MeV), on doit évidemment prendre en compte que la simulation 2D a une taille et une durée bien plus courte de sorte que les ions ont été accélérés beaucoup moins longtemps. On mesure d'ailleurs qu'une simulation 1D réalisée avec les mêmes paramètres longitudinaux que la simulation 2D donne des énergies ioniques du même ordre de grandeur.

Bilan

L'instabilité SRS est donc le principal processus responsable de l'absorption laser et du transfert de l'énergie aux électrons via le déferlement des ondes plasmas. Cette énergie électronique est ensuite transférée de façon efficace aux ions grâce au champ de séparation de charges aux bords du plasma.

3.2 Étude paramétrique

L'analyse présentée dans la section précédente a mis en évidence le mécanisme d'un transfert efficace de l'énergie de l'impulsion laser vers le plasma. Même s'il a été démontré pour un jeu de paramètres laser et plasma spécifiques, sa validité a été vérifiée dans d'autres simulations réalisées avec des paramètres d'interaction différents.

Dans ces simulations 1D, nous avons modifié la valeur de l'intensité laser maximale la faisant varier de 1.38×10^{18} W.cm^{-2} à 2.21×10^{19} W.cm^{-2} et la densité plasma de $0.5\,n_c$ à $0.8\,n_c$ (voir table 2.2). Nous avons également changé la polarisation de l'onde laser (polarisation linéaire ou circulaire) sans changer l'intensité, c'est-à-dire la quantité d'énergie portée par l'impulsion laser. Ces simulations ont également conservé la durée de l'impulsion laser et la longueur du plasma. La durée des simulations n'est pas non modifiée pour comparer les énergies des électrons et des ions obtenues après la même durée d'interaction.

Ces simulations ont alors confirmé le rôle de l'instabilité SRS comme processus majeur de l'absorption efficace de l'énergie des impulsions lasers intenses dans les plasmas quasi-critiques.

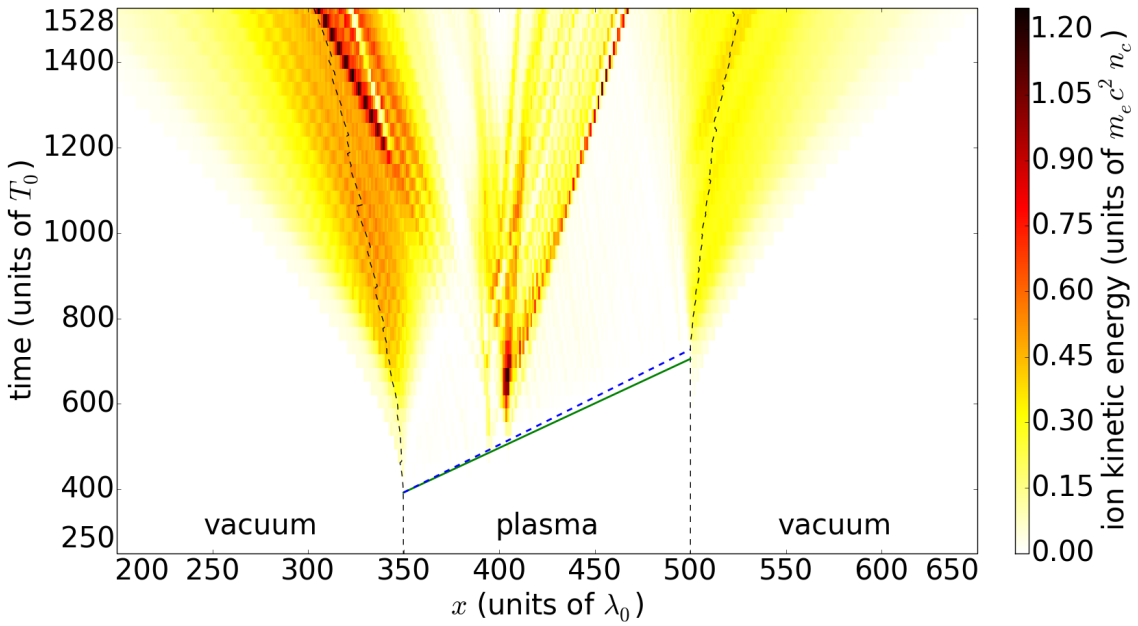


FIGURE 3.20: Densité d'énergie ionique en fonction de la position et du temps, en simulation 1D. Les lignes verticales noires en pointillés délimitent le plasma où $n_p < 0.1\,n_c$. La ligne verte continue (correspondant à la limite (2)-(3) de la figure 3.3.a) montre l'arrivée de l'impulsion laser de haute amplitude. La ligne en pointillés bleus (correspondant à la limite (0)-(1) de la figure 3.3.d) montre l'excitation des ondes électromagnétiques rétro-diffusées dans le plasma.

3.2.1 Polarisation et intensité laser

Le changement de polarisation de l'impulsion laser donne des résultats tout à fait similaires. La simulation de l'interaction d'une impulsion laser polarisée circulairement de même intensité et durée, avec le même plasma que celui présenté dans la section 3.1 donne, par exemple, des résultats tout à fait proches de ceux obtenus pour le cas de la polarisation linéaire. On mesure en particulier que les électrons et les ions obtiennent respectivement 35.4 % et 28.3 % de l'énergie laser à la fin de la simulation, soit une absorption de 63.7 %. Les énergie maximales des protons atteignent respectivement 31.8 MeV et 24.4 MeV en face avant et arrière du plasma.

La figure 3.21 montre d'autre part la variation de l'énergie laser absorbée, réfléchie ou transmise en fonction de l'intensité maximale pour une impulsion laser de durée 1 picoseconde interagissant avec un plasma de densité $n_e/n_c = 0.5$ et de longueur $150\,\lambda_0$.

Dans le cas où l'intensité laser maximale est multipliée par un facteur quatre ($I_{\max} \approx 2.2 \cdot 10^{19}$ W.cm^{-2}, $a_{0,l} = 4$, $\Gamma_{SRS}^{\max} \approx 0.4\omega_0$), nous observons, tout le long du plasma, le même amenuisement de l'impulsion laser, la même rétro-diffusion d'ondes électromagnétiques et le même chauffage électronique par l'instabilité SRS, comme montré sur les figures 3.3 et 3.16. Cependant, une plus grande proportion de l'énergie laser est transmise à travers le plasma sans être absorbée, ce qui amène le taux de transmission à la valeur de 38.8 %. L'énergie électronique atteint 42 % de l'énergie totale laser lorsque l'impulsion laser quitte le plasma. Cela représente 2.8 fois plus d'énergie transférée aux électrons que dans le cas $a_{0,l} = 2$ alors que l'intensité et l'énergie ont été multipliées par un facteur quatre. L'énergie maximale des protons atteint 64.7 MeV (face avant du plasma) et 83.9 MeV (face arrière du plasma) à la fin de la simulation. A noter que lorsque l'onde est polarisée circulairement, des protons de 77.4 MeV et 98.3 MeV sont respectivement mesurés en face avant et arrière du plasma.

Dans le cas où l'intensité laser est divisée par un facteur quatre ($I_{\max} \approx 1.4 \cdot 10^{18}$ W.cm^{-2}, $\Gamma_{SRS}^{\max} \approx 0.2\omega_0$) par rapport au cas de référence, l'absorption plasma est réduite à 22.3 %. On observe la formation de modulations de densité ionique et électroniques sur environ $50\,\lambda_0$, en face avant du plasma, par le front de l'impulsion laser. Le reste de l'impulsion se réfléchit alors sur ces modulations de sorte que la rétro-diffusion atteint 75.7 % de l'énergie laser totale. Un modèle récent de G. Lehmann et al. [157] qui ajoute le traitement de la diffusion Brillouin stimulée au modèle de S. Guérin [156] décrivant l'instabilité modulationelle relativiste et de la diffusion Raman stimulée, montre effectivement qu'il existe une

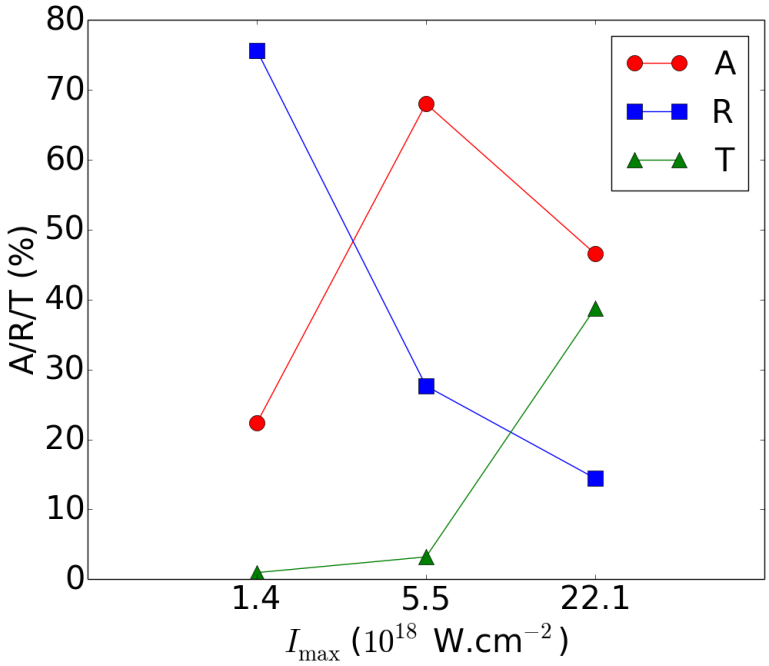


FIGURE 3.21: Bilan d'interaction en fonction de l'intensité laser, en simulation 1D. A, R et T correspondent respectivement à l'énergie cinétique gagnée par le plasma, la réflectivité cumulée et la transmission cumulée mesurées à la fin de la simulation ($t_s \approx 1528\, T_0$). Pour chaque cas, ces quantités sont normalisées à l'énergie totale de l'impulsion laser. La densité et la longueur du plasma restent respectivement fixées à $0.5\, n_c$ et $150\, \lambda_0$.

compétition entre le développement des instabilités SRS et SBS pour ces paramètres d'interaction. On mesure que le chauffage plasma par l'onde laser est donc peu important dans ce régime. L'absorption atteint seulement 22.3 % et les énergies maximales des protons atteignent respectivement 7.9 MeV et 5.0 MeV en face avant et arrière du plasma. Cette diminution de l'énergie transmise aux électrons se manifeste notamment dans les valeurs que prennent les énergies maximales des protons : respectivement 7.9 MeV et 5.0 MeV en face avant et arrière du plasma.

3.2.2 Densité du plasma

La densité plasma choisie de $0.5\, n_c$ est optimale pour une absorption efficace de l'énergie laser. Cette absorption est en effet réduite pour des densités plasma plus basses ou plus élevées. Pour des densités plus faibles, l'absorption est toujours liée à l'instabilité SRS, mais elle est moins efficace et une plus grande partie de l'énergie laser est transmise à travers le plasma sans être absorbée.

Dans le cas de l'interaction d'une impulsion laser d'intensité maximale $I_{\max} \approx 5.5 \cdot 10^{18}$ W.cm^{-2} avec un plasma de densité plus élevée $0.8\, n_c$ ($\Gamma_{SRS}^{\max} \approx 0.35\omega_0$), l'absorption est réduite à 44.7 %. De façon similaire au cas $0.5\, n_c$ étudié en section 3.1, on montre que l'instabilité SRS est le processus majeur responsable du chauffage électronique. Cependant, il mène à une rétro-diffusion plus importante, représentant 53.7 % de l'énergie totale laser (valeur à comparer avec 27.7 % dans le cas $0.5\, n_c$). De plus, dans ce cas, la fréquence de l'onde plasma excitée par l'instabilité SRS vaut $0.3\, \omega_0$. Cette fréquence est donc inférieure à celle de l'onde excitée dans le plasma de densité $0.5\, n_c$ ($0.5\, \omega_0$). Cela implique donc que la fraction de l'énergie laser ω_p/ω_0 transférée à l'onde plasma et donc ensuite aux électrons est aussi inférieure à celle transférée au plasma de densité $0.5\, n_c$.

On observe par ailleurs que la zone de développement de l'instabilité SRS se propage dans le plasma avec une vitesse $\sim 0.3\, c$ plus faible que celle mesurée dans le cas où la densité du plasma vaut $0.5\, n_c$ ($v \approx 0.5\, c$). Ainsi cette impulsion laser, qui a la même énergie totale que dans le cas de référence décrit dans la section 3.1, se propage plus lentement dans un plasma ayant une densité 60 % plus importante (contenant, de ce même fait 60% de plus de particules) et transmet plus d'énergie aux ondes rétro-diffusées (du fait du rapport $\omega_s(0.8\, n_c)/\omega_s(0.5\, n_c) \approx 0.7/0.5$). On comprend alors que cette impulsion se propage sur une distance moins importante que dans le cas de référence : elle est de l'ordre de $100\, \lambda_0$. A cette distance, l'impulsion laser a été presque totalement absorbée ou rétro-diffusée et elle n'atteint donc

presque pas la face arrière du plasma : la transmission est réduite à 0.7 %. En conséquence, l'énergie laser est déposée dans le plasma de façon assez inhomogène et l'accélération des ions est nettement moins efficace en face arrière. Les protons atteignent ainsi une énergie nettement supérieure en face avant (28.0 MeV) qu'en face arrière (18.4 MeV).

Bilan

Une étude paramétrique confirme que le cas d'interaction de référence décrit en détail (plasma de densité $n_{e0} = 0.5\,n_c$ et de longueur $150\,\lambda_0$, impulsion laser d'intensité $I_{\max} \approx 5.5 \cdot 10^{18}$ W.cm^{-2} et de durée $300\,T_0$ dans la simulation 1D) correspond à un cas optimal où presque 70 % de l'énergie laser est transférée au plasma à la fin de la simulation.
Pour atteindre un transfert efficace de l'énergie laser vers le plasma, l'intensité de l'impulsion laser doit être suffisamment élevée pour permettre le développement de l'instabilité SRS mais la variation de paramètres d'interaction permet de mettre en évidence d'autres ajustements nécessaires pour obtenir une accélération des ions efficace.

— La densité plasma doit être suffisamment faible et le gradient d'intensité de l'impulsion laser doit être suffisamment grand pour que la diffusion Raman stimulée se développe rapidement et soit le mécanisme prépondérant par rapport aux autres processus comme la diffusion Brillouin qui produit des modulations de densité en face avant.

— La densité plasma et l'intensité laser doivent être optimisées (par la résolution de l'équation de dispersion (3.1)) pour que le rapport ω_p/ω_0 de la fréquence de l'onde électrostatique par celle de l'impulsion laser soit la plus grande possible. Cela permet un transfert plus efficace de l'énergie laser vers l'onde plasma et donc les électrons, ainsi qu'une réduction de l'énergie transférée à l'onde électromagnétique diffusée.

— La longueur et la densité du plasma ainsi que la durée de l'impulsion laser doivent être ajustées pour permettre à l'onde laser de déposer son énergie tout le long du plasma. Le chauffage homogène des électrons ainsi obtenu permet une accélération efficace des ions de part et d'autre du plasma. Cela correspond à la nécessité de l'optimisation du paramètre de densité surfacique $n_{e0}l$ déjà mise en évidence dans de précédentes études [94].

3.2.3 Modèle d'absorption de l'énergie laser grâce au développement de l'instabilité SRS

Dans les simulations précédentes, nous avons observé que la zone de développement de l'instabilité SRS et d'absorption électronique se propageait avec une vitesse quasi-constante dans le plasma. Nous avons également pu mesurer que cette vitesse était d'autant plus grande que l'intensité laser était importante et que la densité plasma était faible, tout en restant inférieure à la vitesse de groupe de l'impulsion laser dans le plasma.

Nous avons vu que cette propagation linéaire de la zone d'absorption était très liée à la façon dont l'instabilité SRS se développe et sature. Il faut en effet un certain temps pour que l'instabilité SRS se développe pour une intensité laser et une densité plasma données et il faut également une certaine durée pour que le plasma devienne turbulent et transparent au reste de l'impulsion laser. C'est cela qui permet au même processus de se reproduire tout le long du plasma, en dépit du fait que l'intensité de l'impulsion laser n'est pas constante.

Ces observations nous ont donc amené à élaborer un modèle simple 1D de l'absorption de l'énergie laser par le plasma grâce au développement de l'instabilité SRS. C'est un modèle stationnaire qui considère la propagation et la rétro-diffusion d'une impulsion laser d'énergie infinie et d'intensité constante I_{l0} dans un plasma de longueur infinie.

3.2.3.1 Présentation du modèle

Comme ce modèle se base sur le transfert du flux laser incident vers le flux rétro-diffusé et le plasma, il fait apparaître les intensités I_l et I_s des ondes électromagnétiques incidente et rétro-diffusée, plutôt que leur amplitude. Nous allons voir qu'il peut être couplé à celui de S. Guérin et al. [156] puisqu'il fait apparaître le taux de croissance de l'instabilité.

L'équation de propagation de l'impulsion laser s'écrit :

$$\frac{\partial I_l}{\partial t} + v_{g,l}\frac{\partial I_l}{\partial x} = -2\Gamma(1-\eta)I_l \tag{3.6}$$

où I_l et $v_{g,l}$ sont respectivement l'intensité et la vitesse de groupe de l'onde laser, Γ est le taux de croissance de l'instabilité SRS (prédit par le modèle [12] de S. Guérin et al. [156]). Nous avons introduit le facteur η d'amortissement de l'instabilité SRS dû au chauffage des électrons et à la croissance des fluctuations de densité. Lorsque $\eta = 1$, le plasma est fortement turbulent et l'impulsion laser se propage librement dans le plasma librement sans que l'instabilité SRS ne développe ni que celle-ci soit absorbée.

De même, l'équation de propagation de l'onde rétro-diffusée s'écrit :

$$\frac{\partial I_s}{\partial t} - v_{g,s}\frac{\partial I_s}{\partial x} = 2\Gamma(1-\eta)\frac{\omega_s}{\omega_0}I_l \tag{3.7}$$

où I_s et $v_{g,s}$ sont respectivement l'intensité et la vitesse de groupe de l'onde rétro-diffusée. On a introduit respectivement les fréquences ω_0 et ω_s de l'onde laser et de l'onde diffusée. Le rapport ω_s/ω_0 joue donc le rôle de facteur limitant l'énergie pouvant être transmise à l'onde rétro-diffusée. Si on reprend la relation de conjugaison (3.3), on constate qu'un photon d'énergie $\hbar\omega_0$ ne peut pas fournir une énergie supérieure à $\hbar\omega_s$ à un photon de l'onde rétro-diffusée.

Les vitesses de groupe de l'onde laser et de l'onde rétro-diffusée qui apparaissent dans les équations (3.6) et (3.7) sont données par :

$$v_{g,l} = c\sqrt{1-\frac{\omega_{pe0}^2}{\gamma_e\omega_0^2}} \qquad\qquad v_{g,s} = c\sqrt{1-\frac{\omega_{pe0}^2}{\gamma_e\omega_s^2}} \tag{3.8}$$

où γ_e est le facteur de Lorentz des électrons.

A ces équations de propagation, s'ajoute une équation d'évolution du facteur d'amortissement η :

$$\frac{\partial \eta}{\partial t} = 2\beta\Gamma(1-\eta)I_l \tag{3.9}$$

où β est un facteur de couplage avec les fluctuations de densité, homogène à l'inverse d'une intensité. Cette dernière équation traduit le fait que loin de la zone de développement de l'instabilité SRS, le facteur de couplage η doit être constant. Il est égal à 1 dans la région du plasma qui n'a pas encore atteinte par l'onde laser et il est égal à 0 dans la zone qui a été déjà été traversée par elle.

Les deux équations (3.6) et (3.7) font intervenir des dérivées en espace et en temps, traduisant le fait que les ondes laser et rétro-diffusée se propagent chacune dans une seul sens. Contrairement aux précédentes, l'équation (3.9) ne fait intervenir de terme d'advection car la quantité η ne se propage pas dans le plasma. C'est un paramètre local du plasma qui indique à chaque position si celui-ci peut conduire au développement de l'instabilité SRS [13].

On recherche des solutions stationnaires aux équations (3.6), (3.7) et (3.9), c'est-à-dire telles que la zone de développement et d'amortissement de l'instabilité SRS se déplace avec la vitesse constante u. On pose alors :

$$\tau = t - \frac{x}{u} \tag{3.10}$$

Les équations (3.6), (3.7) et (3.9) deviennent alors :

$$\left(\frac{v_{g,l}}{u} - 1\right)\frac{\mathrm{d}I_l}{\mathrm{d}\tau} = 2\Gamma(1-\eta)I_l \tag{3.11}$$

$$\left(\frac{v_{g,s}}{u} + 1\right)\frac{\mathrm{d}I_s}{\mathrm{d}\tau} = 2\Gamma(1-\eta)\frac{\omega_s}{\omega_0}I_l \tag{3.12}$$

$$\frac{\mathrm{d}\eta}{\mathrm{d}\tau} = 2\beta\Gamma(1-\eta)I_l \tag{3.13}$$

12. Le coefficient 2 provient du fait que dans le modèle de S. Guérin, c'est l'amplitude des ondes qui est considérée tandis que dans le modèle présenté ici, on s'intéresse aux intensités.

13. Plus précisément, le paramètre η étant constant loin des zones d'interaction., c'est la dérivée $\frac{\partial \eta}{\partial t}$ qui, lorsqu'elle est non nulle, indique la zone où le plasma où se produit l'interaction.

Les équations (3.11) et (3.12) s'écrivent aussi :

$$\beta\left(\frac{v_{g,l}}{u}-1\right)\frac{\mathrm{d}I_l}{\mathrm{d}\tau}=\frac{\mathrm{d}\eta}{\mathrm{d}\tau} \tag{3.14}$$

$$\beta\left(\frac{v_{g,s}}{u}+1\right)\frac{\mathrm{d}I_s}{\mathrm{d}\tau}=\frac{\omega_s}{\omega_0}\frac{\mathrm{d}\eta}{\mathrm{d}\tau} \tag{3.15}$$

Pour résoudre ces deux équations, il est notamment nécessaire de définir les conditions aux limites du problème :

$$\begin{aligned} I_l(\tau\to-\infty)&=0 & I_l(\tau\to+\infty)&=I_{l0}\\ I_s(\tau\to-\infty)&=0 & I_s(\tau\to+\infty)&=I_{s0}\\ \eta(\tau\to-\infty)&=0 & \eta(\tau\to+\infty)&=1 \end{aligned} \tag{3.16}$$

Ces conditions traduisent le fait qu'en temps faibles ou à des positions grandes l'impulsion laser n'a pas encore atteint le plasma, l'onde diffusée n'a pas été excitée mais est susceptible de l'être ($\eta=0$). Au contraire, aux temps grands et aux positions faibles, l'instabilité s'est déjà développée, le plasma est transparent ($\eta=1$) et les ondes laser et diffusées s'y propagent.

On intègre alors les équations (3.14) et (3.15) :

$$\beta\left(\frac{v_{g,l}}{u}-1\right)I_l=\eta \tag{3.17}$$

$$\beta\left(\frac{v_{g,s}}{u}+1\right)I_s=\frac{\omega_s}{\omega_0}\eta \tag{3.18}$$

et on ré-écrit l'équation (3.17) dans la limite $\tau\to+\infty$:

$$\beta\left(\frac{v_{g,l}}{u}-1\right)I_{l0}=1 \tag{3.19}$$

Cela nous permet donc de donner une expression de la vitesse u :

$$\boxed{u=v_{g,l}\frac{\beta I_{l0}}{1+\beta I_{l0}}} \tag{3.20}$$

La vitesse de déplacement u de la zone de développement SRS dans le plasma est ainsi le produit de vitesse de groupe $v_{g,l}$ de l'impulsion laser dans le plasma et d'un facteur $\beta I_{l0}/(1+\beta I_{l0})<1$ qui limite cette vitesse. En constatant que $u=v_{g,l}$ lorsque $\beta\to+\infty$ et que $u=0$ lorsque $\beta\to 0$, on déduit que $1/\beta$ est l'intensité caractéristique de développement de l'instabilité SRS. On la note I_{SRS}. Elle ne peut donc pas être supérieure à I_{l0} et ainsi,

$$u\geqslant v_{g,l}/2 \tag{3.21}$$

Plus cette intensité $I_{SRS}=1/\beta$ est faible, plus l'instabilité SRS se développe rapidement et la zone SRS se propage à une vitesse u proche de $v_{g,l}$.

Par ailleurs, nous définissons le taux de réflectivité comme :

$$R_{SRS}\equiv\frac{I_s(+\infty)}{I_l(+\infty)}=\frac{I_{s0}}{I_{l0}}. \tag{3.22}$$

Ce taux est calculé pour $\tau\to+\infty$, c'est-à-dire pour $t\to+\infty$ ou $x\to-\infty$, donc infiniment loin de la zone où l'"instabilité SRS est excitée et où se produit l'absorption dans le plasma. Même si ce modèle considère le cas d'un plasma infini, comme il repose aussi sur une conservation des flux, le taux de réflectivité donné par la relation (3.22) est aussi celui mesuré dans le vide, en amont de la face avant du plasma.

En utilisant l'équation (3.18) et les conditions aux limites (3.16), on obtient une expression du taux de réflectivité

$$\boxed{R_{SRS}=\frac{\omega_s}{\omega_0}\frac{v_{g,l}}{v_{g,s}}\frac{1}{1+\beta I_{l0}\left(1+\frac{v_{g,l}}{v_{g,s}}\right)}} \tag{3.23}$$

où l'on a éliminé la vitesse u grâce à l'équation (3.20).

En reprenant par ailleurs les équations (3.17)-(3.18), on obtient des expressions simplifiées de l'intensité laser, de l'intensité des ondes diffusées et du taux de réflectivité R_{SRS} :

$$\boxed{I_l = \frac{\eta}{\beta}\frac{1}{\frac{v_{g,l}}{u}-1}} \qquad \boxed{I_s = \frac{\omega_s}{\omega_0}\frac{v_{g,l}-u}{v_{g,s}+u}I_l} \qquad \boxed{R_{SRS} = \frac{\omega_s}{\omega_0}\frac{v_{g,l}-u}{v_{g,s}+u}} \tag{3.24}$$

On obtient ainsi une expression assez simple du taux de réflectivité. C'est le produit du rapport ω_s/ω_0, qui est la valeur maximale du taux de réflectivité par la quantité $(v_{g,l}-u)/(v_{g,s}+u)$ qui est inférieur [14] à 1. Ce modèle ajoute donc un terme correctif au taux de réflectivité maximal estimé naïvement. Ce facteur dépend de la vitesse u et des vitesses des groupes des ondes électromagnétiques, c'est-à-dire de la valeur de γ_e (donc I_{l0}), du rapport ω_s/ω_0 et de β. Il ne semble pas facile de donner une expression simple de R_{SRS} dépendant explicitement de ces paramètres. On peut néanmoins faire deux remarques :

— Le taux de réflectivité R_{SRS} sera d'autant plus faible que la vitesse u sera proche de la vitesse de groupe $v_{g,l}$ de l'onde laser, donc que le facteur I_{SRS}/I_0 sera faible.

— Si on néglige l'effet de la diminution de $v_{g,s}$ dans le dénominateur, R_{SRS} sera d'autant plus faible que la fréquence ω_s sera faible.

Remarquons également que l'expression (3.24) du taux de réflectivité est analogue à celle obtenue pour l'effet Doppler. Cela s'explique par l'analogie de ce phénomène avec le processus d'absorption par la diffusion Raman stimulée. Notre modèle peut en effet être vu comme la description du déplacement d'un miroir imparfait (car absorbant une partie de l'énergie incidente) à la vitesse u dans le plasma. Le changement de fréquence $\omega_o \rightarrow \omega_s$ n'est en revanche pas lié au déplacement du "miroir" mais à son caractère absorbant.

Ce modèle étant stationnaire et le plasma infini, le taux d'absorption de l'énergie laser est simplement donné par

$$A_{SRS} = 1 - R_{SRS} \tag{3.25}$$

Ajoutons, enfin, qu'en injectant l'équation (3.17) dans l'équation (3.13), on obtient :

$$\frac{\mathrm{d}\eta}{\mathrm{d}\tau} = 2\Gamma\frac{(1-\eta)\eta}{\frac{v_{g,l}}{u}-1} = \alpha\eta(1-\eta) \tag{3.26}$$

où $\alpha = 2\Gamma\beta I_{l0}$. En intégrant cette équation, on obtient pour solution :

$$\boxed{\eta(t,x) = \frac{1}{1+\mathrm{e}^{-2\Gamma\beta I_{l0}(t-x/u)}}} \tag{3.27}$$

Muni de cette expression et des relations (3.24), on peut tracer l'allure des intensités I_l, I_s et du taux η en fonction du temps et de la coordonnée x (voir les courbes données en figure 3.22). Ces courbes respectent bien sûr les conditions aux limites (3.16) que nous avons imposées. Le paramètre $\alpha = 2\Gamma I_{l0}/I_{SRS} > 2\Gamma$ est homogène à l'inverse d'une durée. Cette durée est d'autant plus courte que le taux de croissance Γ et le rapport I_{l0}/I_{SRS} sont grands. $1/\alpha$ est donc approximativement la durée nécessaire au développement et à la saturation de l'instabilité SRS.

3.2.3.2 Analyse des simulations numériques

Nous testons maintenant ce modèle en comparant les prédictions qu'il donne du taux de réflectivité avec les valeurs mesurées dans les simulations numériques. Nous effectuons cette comparaison pour les trois simulations caractéristiques où le développement SRS est le processus dominant de l'interaction.

Nous traçons pour cela, en figure 3.23, l'évolution du taux de réflectivité (courbe noire et grise) calculé à partir de la relation (3.24) en fonction du facteur relativiste γ_e des électrons (qui intervient dans la valeur de $v_{g,l}$ et $v_{g,s}$). Les valeurs de ω_s, u et n_e utilisées pour calcul sont celles qui sont mesurées dans les trois simulations. L'incertitude $\Delta\omega = 0.05\,\omega_0$ sur la mesure de la fréquence ω_s dans la simulation PIC introduit une incertitude sur la valeur du taux de réflectivité (courbe grise vs courbe noire). La courbe

14. Car $u \geqslant v_{g,l}/2$.

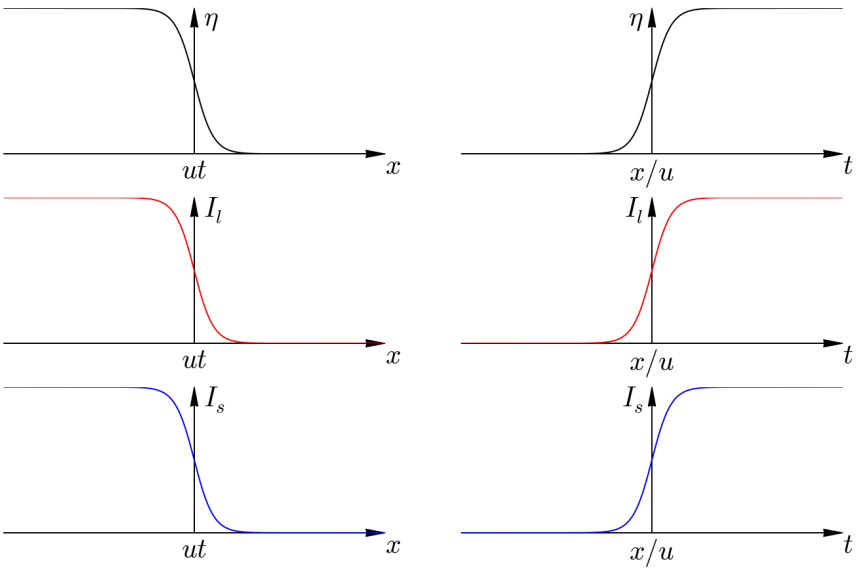


FIGURE 3.22: Distribution spatiale et temporelle de η, I_l et I_s d'après le modèle d'absorption

rouge donne la valeur du taux de réflectivité mesuré[15] dans les simulations. La ligne verticale bleue donne la valeur du facteur relativiste $\gamma_e = (1 + a_{0,l}^2/2)^{1/2}$ des électrons pour l'intensité considérée. Pour chacune d'elle, on compare l'ordre de grandeur du taux de réflectivité prédit par le modèle (donnée par l'intersection entre la courbe bleue et la courbe noire/grise) avec celle mesurée dans la simulation (courbe rouge).

Sur la figure 3.23.a correspondant au cas de l'interaction d'une impulsion d'intensité 5.54×10^{18} W.cm^{-2} ($a_{0,l} = 2$) avec un plasma de densité $n_0 = 0.5\,n_c$ (cas discuté dans la section 3.1), on mesure que le taux de réflectivité prédit est de l'ordre de 0.3 et est par conséquent très proche de la valeur 0.29 mesurée dans la simulation PIC. Sur la figure 3.23.b, où le plasma possède cette fois une densité de $n_0 = 0.8\,n_c$, le taux R prédit par le modèle est de l'ordre de 0.6, valeur proche de $R_{simu} \approx 0.54$ mesurée dans la simulation PIC. Enfin, dans le cas de l'interaction d'une impulsion d'intensité quatre fois supérieure : 2.21×10^{19} W.cm^{-2} ($a_{0,l} = 4$) avec un plasma de densité $n_0 = 0.5\,n_c$, le taux de réflectivité prédit par le modèle est de l'ordre de 0.15 et est par conséquent plus éloigné de la valeur de 0.24 de la simulation PIC.

Cette comparaison est donc une assez bonne confirmation du modèle et nous permet de voir que celui-ci prédit une augmentation de la réflectivité avec la densité plasma et la baisse de l'intensité laser. Cette étude ouvre plusieurs perspectives que l'on discutera à la fin du manuscrit.

Bilan

Nous avons développé un modèle analytique simple décrivant la propagation d'une impulsion intense dans un plasma transparent. Ce modèle mono-dimensionnel et stationnaire tient compte de façon phénoménologique de la rétro-diffusion d'ondes électromagnétiques de basse fréquence et le dépôt de l'énergie de l'impulsion laser dans le plasma lors de sa propagation, du fait du développement et de la saturation de l'instabilité SRS. Ce modèle donne notamment une estimation du taux de rétro-diffusion (et donc du taux d'absorption) ainsi que de la vitesse et la largeur de la zone du plasma où s'effectue l'absorption. Ce modèle peut à priori être couplé au modèle de S. Guérin [156] décrivant le développement de l'instabilité SRS.
Nous avons également pu vérifié que ce modèle prédisait des taux de réflectivité en accord avec les simulation numériques 1D.

15. La valeur tracée n'est en fait pas tout à fait la valeur du taux de réflectivité mesurée dans la simulation. En effet, comme le modèle utilisé est stationnaire, il considère que le plasma est infini et qu'il n'y a donc pas de taux de transmission contrairement aux simulations où le plasma a une taille finie. On trace donc le taux de réflectivité corrigé $R' = R_{PIC}/(1 - T_{simu})$ sur les figures 3.23.

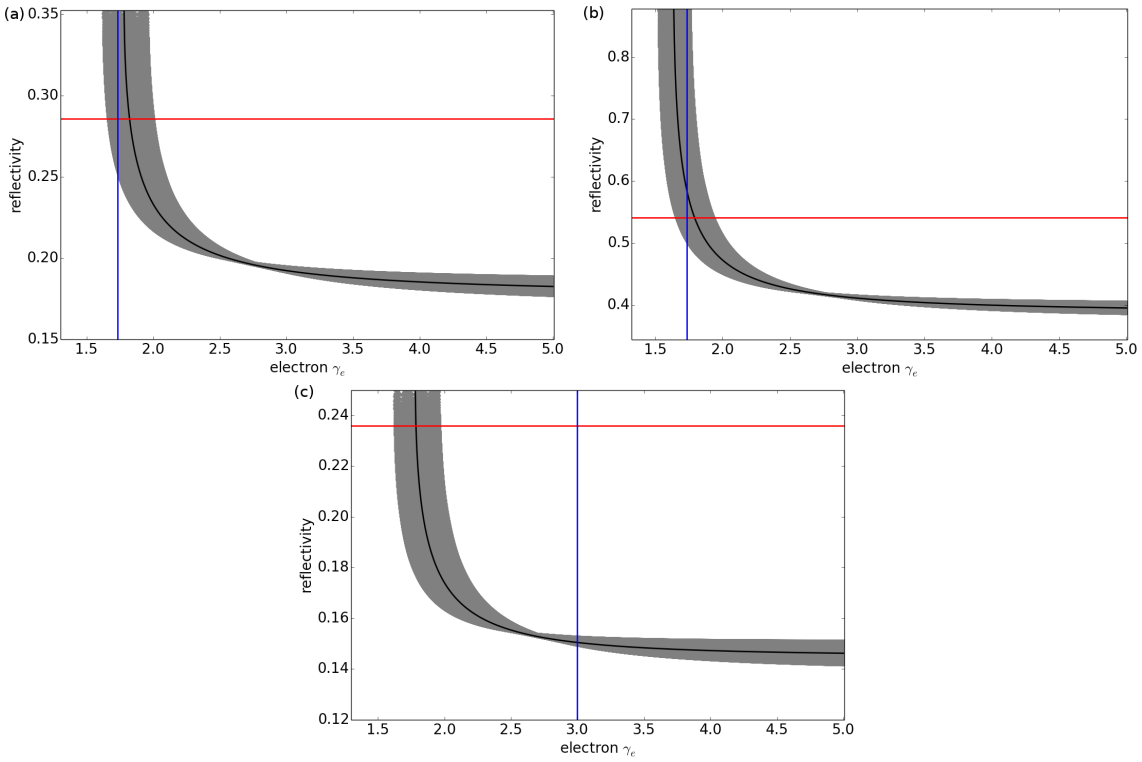


FIGURE 3.23: Comparaison du taux de réflectivité obtenue dans les simulations PIC (courbe rouge) avec la prévision (courbe noire et grise) de notre modèle d'absorption en fonction du facteur relativiste des électrons. (a) Interaction d'une impulsion ($a_{0,l} = 2$) avec un plasma de densité $0.5\,n_c$ avec émission d'une onde de fréquence $0.53 \pm 0.025\omega_0$ ($u \approx 0.50\,c$) (b) Interaction d'une impulsion ($a_{0,l} = 2$) avec un plasma de densité $0.8\,n_c$ avec émission d'une onde de fréquence $0.70 \pm 0.025\omega_0$ ($u \approx 0.29\,c$) (c) Interaction d'une impulsion ($a_{0,l} = 4$) avec un plasma de densité $0.5\,n_c$ avec émission d'une onde de fréquence $0.53 \pm 0.025\omega_0$ ($u \approx 0.57\,c$). La ligne bleue verticale donne, dans chacun des cas la valeur du facteur de Lorentz $\gamma_e = (1 + a_{0,l}^2/2)^{1/2}$ des électrons.

3.3 Conclusions

Dans ce chapitre, nous avons présenté une étude de l'absorption d'impulsions lasers relativistes dans les plasmas dont la densité est de quelques dizaines de pourcents de la densité critique. Cette étude est basée sur une analyse détaillée des simulations Particle-In-Cell en géométrie mono et bi-dimensionnelle.

L'analyse spectrale des ondes électromagnétiques et électrostatiques qui sont diffusées et/ou excitées à l'intérieur du plasma montre le développement de la diffusion Raman stimulée. Il est notable que cette instabilité se développe dans un plasma dont la densité est significativement supérieure à la densité quart-critique. Ce développement est permis par l'abaissement de la fréquence plasma sous l'effet de l'oscillation relativiste des électrons dans le champ laser de forte intensité. Cette diminution de la fréquence plasma permet à l'onde diffusée d'être excitée et de se propager dans le plasma. L'instabilité SRS peut donc se développer et conduire à l'excitation d'ondes électromagnétiques rétro-diffusées et d'ondes plasmas de forte amplitude. Ces ondes piègent rapidement les électrons avant de déferler, permettant ainsi un transfert rapide l'énergie laser vers les électrons, portés à une température de l'ordre du MeV. Dans chaque zone du plasma où l'instabilité SRS se développe, les électrons sont rapidement chauffés, le plasma devient turbulent et transparent à l'impulsion laser ([156, 243]) qui peut alors se propager plus profondément dans le plasma pour y être absorbée. Le chauffage du plasma produit ainsi une forte diminution du taux de croissance de l'instabilité [156]. Ce processus est très rapide (de l'ordre de la dizaine de cycles optiques) et se produit tout le long du parcours de l'impulsion laser à travers le plasma avec une vitesse quasi-constante. On constate que l'absorption de l'impulsion laser, l'excitation d'ondes électromagnétiques diffusées et le chauffage électronique sont parfaitement synchronisés le long du parcours de l'impulsion laser. Ce processus produit alors un chauffage volumique et homogène du plasma. Le champ électrostatique dû aux nuages électroniques présents de part et d'autres du plasma cause un transfert important de l'énergie électronique vers les ions.

Ces observations réalisées dans les simulations 1D ont été confirmées par l'analyse des simulations 2D même si l'ajout d'un nouveau degré de liberté pour les champs et les particules a permis l'apparition de nouveaux phénomènes comme la filamentation de l'impulsion laser et la formation de canaux dans les densités électronique et ionique. Ainsi, la diffusion Raman stimulée reste le phénomène prépondérant du transfert de l'énergie laser vers le plasma car il est très rapide (quelques dizaines de cycles optiques). Il est notamment plus rapide que les phénomènes de modulation de densité électronique et ionique, limités par l'inertie des ions.

Ce processus permet un transfert très efficace de l'énergie laser vers le plasma. Pour qu'il soit optimal, plusieurs paramètres de l'interaction sont à priori variables, l'intensité maximale et la durée de l'impulsion laser d'une part et la densité et la longueur du plasma d'autre part. Pour étudier l'impact de ces paramètres, nous avons effectué l'analyse de plusieurs simulations numériques où plusieurs de ces paramètres ont été modifiés. Et nous avons élaboré un modèle analytique simple qui a complété et confirmé nos prédictions. Ces analyses permettent de mettre en évidence plusieurs conditions qui portent un ou plusieurs paramètres de sorte que chacun d'eux ne peut être considéré indépendant des autres.

Pour que le chauffage des électrons par l'impulsion laser soit le plus important possible, il est tout d'abord nécessaire que l'impulsion puisse pénétrer dans le plasma entièrement lors de l'interaction, c'est-à-dire sans formation de bourrelet ou de modulations de densité qui pourraient produire une réflexion d'une partie de l'impulsion incidente et donc une perte inutile d'énergie. La densité du plasma doit donc être suffisamment faible. Il est bien sûr également nécessaire que l'instabilité SRS soit le processus dominant de l'interaction. Son développement dans le plasma doit notamment être rapide, justement pour prévenir le développement de processus concurrents comme l'instabilité Brillouin qui forme les modulations de densité que nous avons observées à des intensités lasers plus modérées. Il est donc nécessaire que le taux de croissance Γ_{SRS} soit le plus grand possible et que l'intensité de l'impulsion laser au front du plasma augmente rapidement de sorte à ce que l'instabilité SRS se développe sur des durées très courtes. La première de ces conditions (Γ_{SRS} élevé) suppose donc une optimisation des paramètres densités et intensité laser au moyen de la résolution de l'équation de dispersion (3.1). La deuxième condition (gradient d'intensité grand) impose que l'impulsion laser soit suffisamment courte et/ou intense. Enfin, une fois que l'on s'est assuré que l'instabilité SRS est le principal processus responsable de l'absorption de l'énergie laser, il nécessaire de s'assurer que la plus grande proportion de l'énergie de l'onde pompe soit transmise à l'onde plasma et donc aux électrons. Cela demande donc que le ratio ω_s/ω_0 soit le plus faible possible. Cela demande là encore une optimisation du choix de la densité du plasma et de l'intensité laser au moyen de l'équation de dispersion (3.1). Enfin l'impulsion

laser doit être suffisamment courte et le plasma suffisamment court pour que l'impulsion soit totalement absorbée dans celui-ci et ainsi éviter toute perte inutile d'énergie.

Le cas présenté dans la section 3.1, où une impulsion d'une intensité maximale $I_{\max} = 5.5 \times 10^{18}$ W.cm^{-2} interagit avec un plasma de densité $n_0 = 0.5\, n_c$ semble bien répondre à toutes les conditions que nous avons énoncées ci-dessus. L'impulsion pénètre entièrement dans le plasma sans que celui ne produise de réflexion parasite. L'instabilité SRS possède un taux de croissance élevé ($\Gamma_{SRS} \approx 0.35\, \omega_0$), se développe rapidement et produit un transfert de l'énergie laser vers les électrons. Le ratio ω_s/ω_0 est faible (~ 0.5) et c'est finalement moins de 30 % de l'énergie laser qui est rétro-diffusée sous forme d'ondes électromagnétiques de basse fréquence. On mesure ainsi que près de 70 % de l'énergie de l'impulsion est transmis au plasma. Ces paramètres ne permettent pas seulement un fort transfert de l'énergie laser vers les électrons : les électrons transmettent aussi efficacement leur énergie aux ions : près de 44 % à la fin de la simulation 1D. Toujours dans cette simulation, environ 0.3 % des ions du plasma obtienne énergie supérieure à 10 MeV. ions qui sont efficacement accélérés aux bords du plasma par le champ de séparation de charges, comme pour le mécanisme TNSA.

Nous avons également constaté que l'interaction d'une impulsion laser relativiste avec un plasma quasi-critique permettait la formation de cavités électromagnétiques. Ces structures ont été observées dans les simulations mono et bi-dimensionnelles. Dans ce dernier cas, elles sont associées à la formation de canaux dans le plasma dans la direction transverse, du fait de la filamentation de l'impulsion laser. Ces structures seront étudiées dans le chapitre 4.

Chapitre 4

Formation de cavités électromagnétiques dans les plasmas quasi-critiques

Sommaire

4.1 Description générale de l'interaction : contexte de la formation de cavité . . . 113
4.2 Formation des cavités . . . 118
4.2.1 Mise en évidence du mécanisme de formation . . . 118
4.2.1.1 Modulation en amplitude du front de l'onde laser . . . 118
4.2.1.2 Ralentissement des solitons électromagnétiques . . . 121
4.2.1.3 Creusement du plasma – formation des cavités . . . 124
4.2.2 Bilan . . . 126
4.3 Champs électromagnétiques piégés dans les cavités . . . 126
4.3.1 Piégeage des champs électromagnétiques . . . 126
4.3.2 Analyse des champs piégés . . . 129
4.3.3 Variation de la fréquence des champs dans la cavité . . . 131
4.3.4 Brisure des cavités : libération des champs électromagnétiques . . . 134
4.4 Interaction de la cavité avec le reste du plasma . . . 138
4.4.1 Interaction mésoscopique de la cavité avec le reste du plasma . . . 138
4.4.2 Émission de solitons acoustiques . . . 144
4.5 Conclusions . . . 148

Ce chapitre est consacré à l'étude des cavités électromagnétiques apparaissant suite à l'interaction d'une impulsion laser intense avec un plasma quasi-critique. L'objectif de ce chapitre est de déterminer les mécanismes qui aboutissent à la formation de ces cavités, d'étudier leurs propriétés et la façon dont elles interagissent avec le reste du plasma dans lequel elles se forment.

La section 4.1 présente une description générale de cas physiques typiques au cours desquels des cavités se forment. Une analyse précise des conditions de formation des cavités est ensuite présentée en section 4.2 et nous permet de mettre en évidence les différents mécanismes aboutissant à leur formation. La section 4.3 se consacre au piégeage des champs électromagnétiques par les cavités. Le reste du chapitre est ensuite dédié à la façon dont les cavités interagissent avec le reste du plasma. On s'intéresse notamment au bilan en énergie de la cavité (section 4.4.1) et à l'émission de solitons acoustiques (section 4.4.2).

4.1 Description générale de l'interaction : contexte de la formation de cavité

Dans ce chapitre, nous nous intéressons à un cas d'interaction laser-plasma représentatif de la formation des cavités électromagnétiques. Ce cas est identique à celui traité dans le chapitre 3 (section 3.1) et est également simulé en géométrie mono et bi-dimensionnelle. Pour rappel, il correspond à l'interaction d'une impulsion laser d'intensité maximale $I_{\max} \approx 5.5 \times 10^{18}$ W.cm^{-2} et de profil temporel

sinusoïdal interagissant avec un plasma homogène composé de protons et d'électrons, de densité initiale $n_{e0} = 0.5\, n_c$.

Dans la simulation de géométrie 1D où les 3 composantes de la vitesse sont considérées, le plasma de longueur $l = 150\, \lambda_0$ est situé au centre d'une boite numérique de $850\, \lambda_0$. L'impulsion laser qui interagit avec lui a une durée de $\tau_0 = 300\, T_0$. Les bords de la boite numérique sont absorbants pour les particules et les champs. À noter que, contrairement à la simulation présentée en section 3.1 au chapitre 3, l'onde laser est ici polarisée circulairement ($a_{0,c} = 1.41$) et non linéairement (voir figure 3.2). Nous avons pu observer que dans ce cas, les cavités électromagnétiques se formaient dans le plasma en expulsant totalement les électrons et les ions du plasma. Les cavités sont alors totalement vides, ce qui permet de clairement identifier leurs bords et facilite ainsi leur étude. On mesure que l'absorption de l'énergie laser par le plasma reste tout à fait similaire au cas où l'onde laser est polarisée linéairement puisqu'on mesure que l'absorption plasma, la réflectivité et la transmission atteignent respectivement 63.7 %, 32.2 % et 1.3 % de l'énergie de l'impulsion laser totale en fin de simulation. Ces valeurs sont très proches de celles obtenues en polarisation linéaire, qui valent respectivement 68.0 %, 27.7 % et 3.2 %.

Dans la simulation de géométrie 2D où les 3 composantes de vitesse sont considérées, le plasma et la boite numérique ont respectivement une longueur longitudinale de $17.8\, \lambda_0$ et de $50.0\, \lambda_0$ et une taille transverse commune de $l_y = 11.5\, \lambda_0$. Cette simulation est identique à celle présentée au chapitre 3.1 (voir figure 3.2). On rappelle, en particulier, que nous avons choisi une boite numérique avec des bords absorbants pour les particules et les champs dans la direction longitudinale et des conditions aux bords périodiques dans la direction transverse.

La figure 4.1 présente l'évolution temporelle des ondes électromagnétiques se propageant vers l'avant E_{y+} (a) et vers l'arrière E_{y-} (b) et celle des densités électroniques (c) et ioniques (d). Les lignes verticales en pointillés bleues donnent les limites du plasma où $n_p > 0.1 n_c$. Cette figure, très semblable à la figure 3.3, montre l'interaction de l'onde laser avec le plasma qui se déroule selon un schéma identique au cas où l'onde laser est polarisée linéairement. Comme cela a été décrit en section 3.1.3, cette interaction peut-être séparée en trois étapes principales (voir figures 3.3.a-d et 4.1.a-b). Durant la première, le front de l'impulsion laser, dont l'amplitude croît quasi-linéairement, se propage dans le plasma non perturbé et est progressivement absorbé (zone (F1) en figure 4.1.a). Ensuite, au temps $t \approx 393\, T_0$, lorsque l'intensité de l'impulsion laser atteint 9.1×10^{17} W.cm^{-2} au front avant du plasma, l'instabilité SRS se déclenche. Cela conduit à l'excitation d'ondes plasma et d'ondes électromagnétiques rétro-diffusées (zone (B1) en figure 4.1.b). Les électrons sont piégés et accélérés par les ondes plasma avant de s'en échapper. Le plasma devient fortement turbulent, le couplage à trois ondes de l'instabilité SRS est rompu ce qui permet à l'onde laser de se propager un peu plus loin dans le plasma. Ce processus se répète ainsi tout le long du plasma et est visible le long de la limite (F2)-(F3) en figure 4.1.a et à la limite basse de la zone (B1) de la figure 4.1.b. Ce processus très efficace permet à l'onde laser d'être presque totalement absorbée ou rétro-diffusée dans le plasma puisque la transmission totale atteint seulement 1.3 % de l'énergie totale de l'impulsion. La dernière étape de l'interaction correspond au rayonnement d'ondes électromagnétiques de faibles amplitudes par le plasma dans toutes les directions (zones (F4) et (B2) des figures 4.1.a-b).

En plus de l'absorption de l'onde laser incidente et de la rétrodiffusion d'ondes électromagnétiques, nous observons également l'apparition d'ondes électromagnétiques stationnaires autour de la position $x \sim 390\, \lambda_0$, depuis l'instant $t \approx 450 T_0$, sur les figures 4.1.a-b. Les figures 4.1.c-d donnant respectivement l'évolution temporelle de la densité électronique et protonique, montrent toutes les deux la formation d'une cavité (dépression) dans le plasma à la même position (vers $t \sim 500\, T_0$) (visible par la bande noire). La formation progressive de cette cavité s'observe sur la figure 4.2, montrant les contours d'iso-densité pour différentes valeurs de densité ionique. On observe ainsi que la cavité expulse progressivement ses protons depuis $t \sim 450\, T_0$, jusqu'à ce que la densité ionique soit de l'ordre de $n_i \sim 10^{-3} n_c$. La cavité subit aussi un élargissement permanent pour atteindre la taille de $8.5\, \lambda_0$ à la fin de la simulation, sans que les champs électromagnétiques piégés visibles en figure 4.1.a-b ne soient libérés. Ce cas où l'onde laser est polarisée circulairement peut alors être distingué de celui présenté en section 3.1 où l'onde laser est polarisée linéairement. En effet, dans ce dernier cas, on observe la formation deux cavités qui piègent aussi les champs électromagnétiques mais qui ne parviennent pas à expulser totalement les particules qui sont à l'intérieur.

Nous allons montrer, dans ce chapitre, que ces ondes électromagnétiques stationnaires de forte amplitude observées sont des *solitons électromagnétiques* piégés à l'intérieur de *cavités électromagnétiques*. Leur fréquence temporelle atteint la valeur de $0.06\, \omega_0$. Ces solitons étant piégés dans des dépressions de densité électronique *et* ionique après le passage de l'impulsion laser, on pourra même parler de *post-solitons* [112].

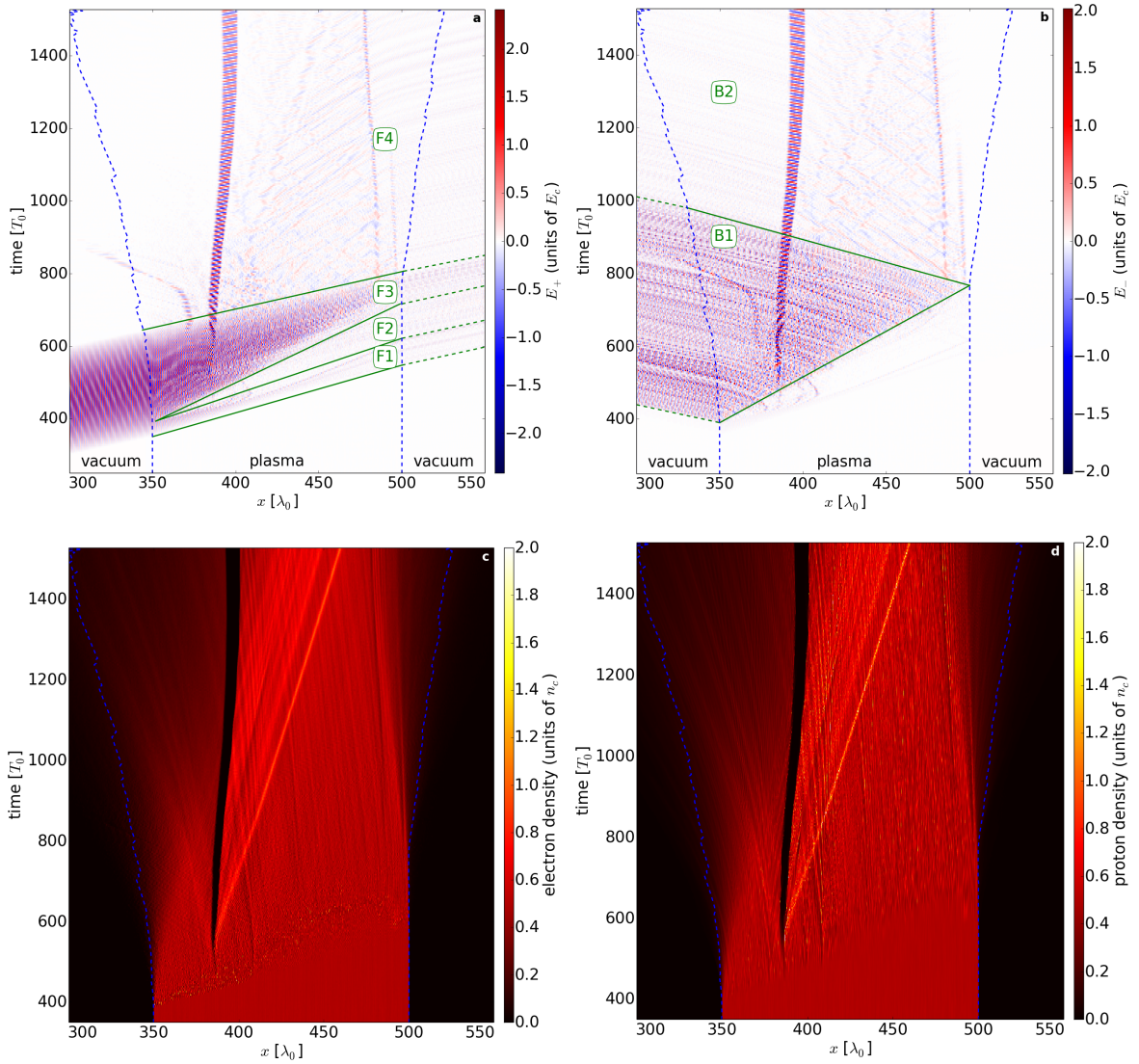


FIGURE 4.1: Interaction d'une impulsion laser polarisée circulairement ($a_{0,c} = 1.41$) avec un plasma homogène de densité $n_{e0} = 0.5\,n_c$ en simulation 1D. Les sous-figures (a) et (b) donnent respectivement l'amplitude des champs E_+ se propageant vers l'avant et et des champs E_- se propageant vers l'arrière, en fonction de la position x et du temps. Les sous-figures (c) et (d) montrent respectivement les densités électronique et ionique en fonction de la position x et du temps. Le lecteur doit noter que, pour avoir plus de lisibilité, les échelles de couleurs des figures (c) et (d) n'excède pas $2\,n_c$. En réalité, les densités électronique et ionique atteignent respectivement $2.9\,n_c$ et $8.4\,n_c$. Les lignes verticales en pointillés bleus délimitent les bords du plasma où $n_p > 0.1 n_c$.

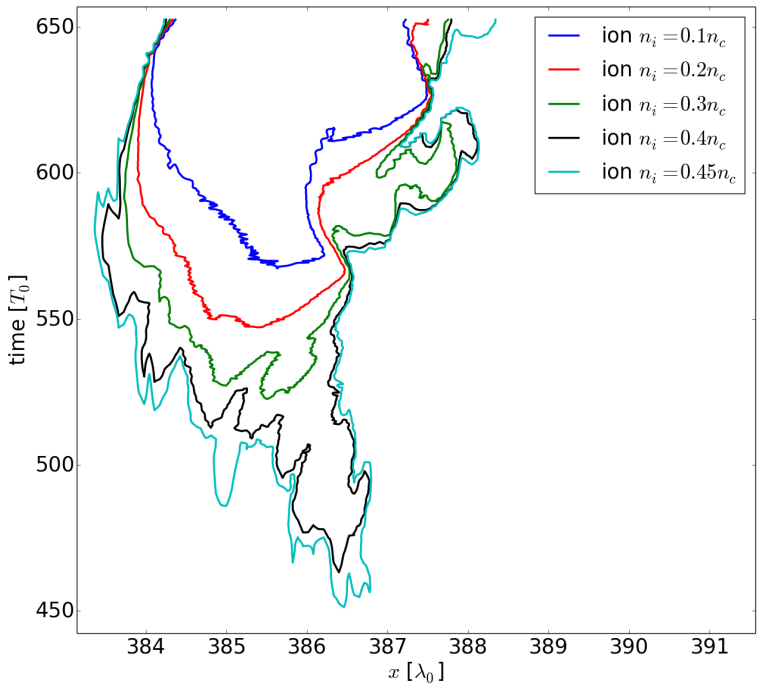


FIGURE 4.2: Contours de densité ionique lors de la formation de la cavité en simulation 1D.

Ces cavités électromagnétiques ont également été observées dans les simulations en géométrie 2D. La figure 4.3 donne, pour la simulation 2D décrite plus haut, les distributions de densité protonique (a) et électronique (b), ainsi que celles des champs E_z (c), B_x (d) et B_y (e), à $t = 95.49\, T_0$. Les lignes bleues et noires donnent les contours de densité protonique où $n_p = 0.35\, n_c$. Les lignes verticales vers $x \approx 18\, \lambda_0$ et $x \approx 33\, \lambda_0$ permettent donc de délimiter respectivement la face avant du plasma, fortement modulée et la face arrière, encore peu perturbée. Les contours noirs et bleus permettent également d'identifier des filaments et des trous formés pendant l'interaction. Lorsqu'on compare les figures 4.3.a-b avec les figures 4.3.c-d-e donnant la distribution des champs, notamment en affichant les contours, on constate que, comme dans la géométrie 1D, des champs électromagnétiques sont piégés à l'intérieur de ces trous et filaments. Les champs électromagnétiques piégés ont d'ailleurs une structure spatiale bien particulière : le champ E_z est maximal au centre de chaque trou tandis que les champs B_x et B_y s'y s'annulent. Cette structure bien particulière des champs électromagnétiques nous permet de bien différencier les cavités et de les compter. On dénombre ainsi quatre cavités au centre du plasma et une cinquième en $x \approx 25\, \lambda_0$. Cette dernière cavité se trouve à deux positions dans la direction transverse : en $y = 0$ et $y = 11.5\, \lambda_0$ du fait des conditions aux bords périodiques de la boite numérique dans cette direction. La fréquence des champs piégés dans la cavité allongée au centre du plasma ($y \approx 6\, \lambda_0$) vaut environ $0.4\, \omega_0$.

Lorsqu'on examine les distributions de densité et de champs données par la figure 4.3 à des instants ultérieurs, on observe que ces trous commencent à se former au moment où l'onde laser quitte le plasma. Ces structures augmentent progressivement de taille pendant environ $40\, T_0$ et ont atteint leur taille maximale sur la figure 4.3. Après $t \approx 95\, T_0$, on observe que les cavités commencent à se refermer et, en particulier, que le filament visible vers $y = 6\, \lambda_0$ se scinde en deux cavités.

Il est assez notable que les champs électriques E_y (en simulation 1D) et E_z (en simulation 2D) piégés à l'intérieur de cette cavité atteignent une amplitude importante : de l'ordre de celui du champ laser, c'est-à-dire du champ Compton $E_c \approx 3 \times 10^{12}$ V/m.

Il faut noter qu'en simulation 1D, les figures 4.1.c-d montrent également la génération d'une perturbation de densité émise depuis la face arrière de la cavité vers $t \sim 500\, T_0$ et se propageant à une vitesse $v \approx 0.07\, c$ jusqu'en $x \approx 470\, \lambda_0$, à la fin de la simulation. On voit également d'autres perturbations du même type émises depuis la cavité à des instants plus tardifs ou depuis d'autres cavités qui n'ont pas pu se former. Ces perturbations sont identifiées comme des *solitons acoustiques* et feront l'objet d'une description détaillée en section 4.4.2.

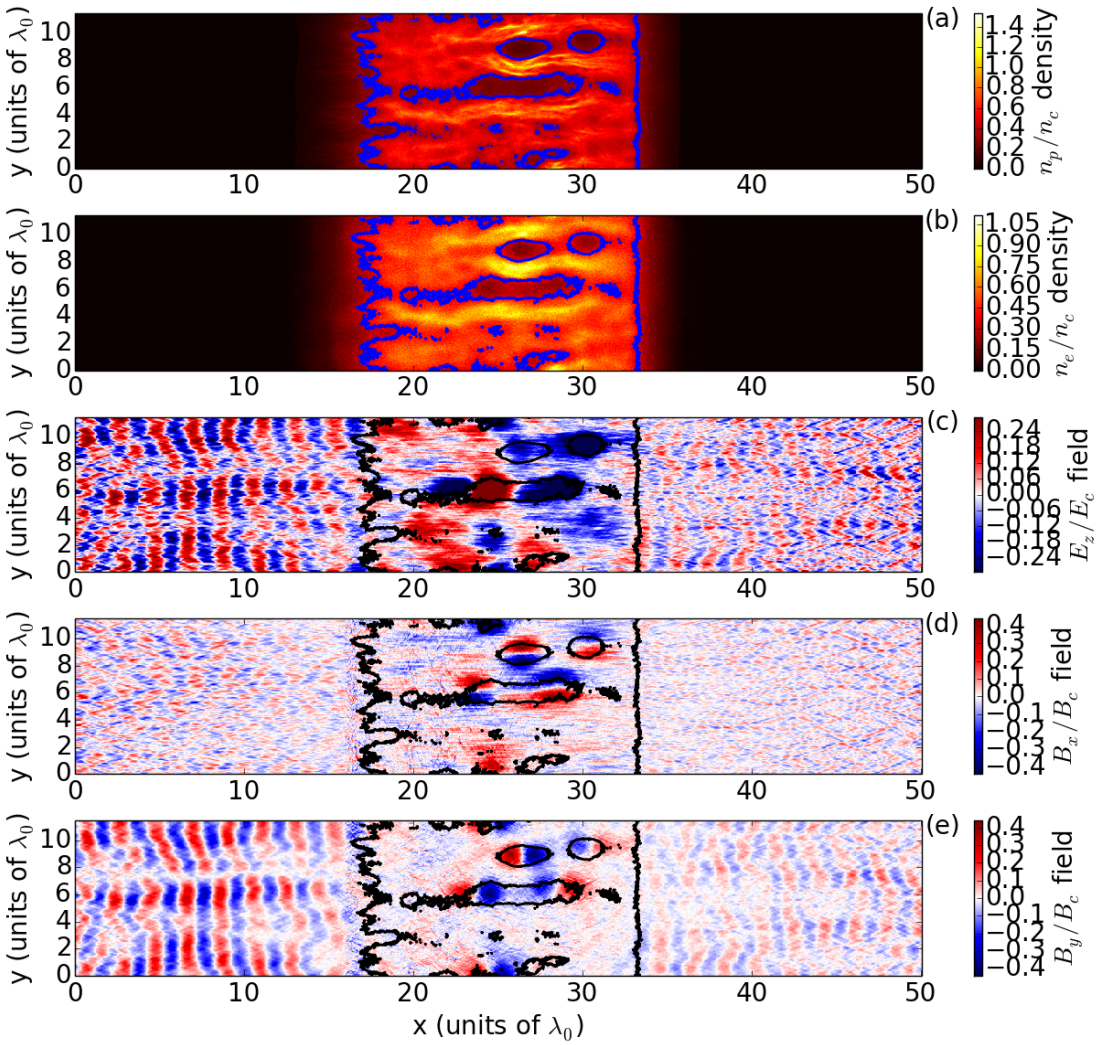


FIGURE 4.3: Interaction d'une impulsion laser polarisée circulairement ($a_{0,c} = 1.41$) avec un plasma homogène de densité $n_{e0} = 0.5\,n_c$ en simulation 2D. Les sous figures donnent la distribution de la densité protonique (a), de la densité électronique (b), du champ électrique E_z (c), du champ magnétique B_y (d) et du champ magnétique B_z (e) au temps $t = 95.49\,T_0$, c'est-à-dire environ $40\,T_0$ après que l'onde laser ait quitté le plasma. Les contours bleus et noirs donnent les limites de densité $n_p = 0.35\,n_c$.

4.2 Formation des cavités

Par une analyse fine des diagnostics de simulation, nous pouvons établir le mécanisme de formation des cavités et ainsi comprendre la variation de leur nombre selon la variation des paramètres laser et plasma.

4.2.1 Mise en évidence du mécanisme de formation

Après avoir décrit, dans le chapitre 3, la façon dont l'impulsion laser se propageait dans le plasma et était absorbée du fait du développement de l'instabilité SRS, nous allons, dans cette section, concentrer notre attention sur l'interaction du plasma avec le front de l'onde laser, c'est-à-dire avec la partie de l'impulsion dont l'amplitude est trop faible pour déclencher "immédiatement" l'instabilité SRS arrière. Cette étude va montrer que cette interaction du front de l'onde laser avec le plasma joue un rôle crucial dans la formation des cavités électromagnétiques.

4.2.1.1 Modulation en amplitude du front de l'onde laser

La figure 4.4.a donne un agrandissement de la figure 4.1.a en montrant l'évolution temporelle des ondes électromagnétiques E_{y+} se propageant vers l'avant dans le plasma. La ligne verte (correspondant à la limite (2)-(3) de la figure 4.1.a) et la ligne en pointillés noirs (correspondant à la limite (0)-(1) de la figure 4.1.b) montrent respectivement l'arrivée de l'impulsion laser de haute amplitude et l'excitation des ondes électromagnétiques rétro-diffusées dans le plasma. Pour rappel, ces deux lignes délimitent la zone où la partie de l'onde laser de grande amplitude est absorbée dans le plasma du fait du développement de l'instabilité SRS. La zone de la figure 4.4.a en dessous de la ligne verte correspond elle à la propagation du front de l'impulsion laser dans le plasma (voir zones (F1) et (F2) de la figure 4.1.a).

Cet agrandissement nous permet d'étudier la propagation de l'impulsion laser dans le plasma avec un plus grand raffinement que dans le chapitre 3 et notamment de différencier quatre parties du front de l'impulsion, représentées sur les figures 4.4 et 4.5.a et listées ci-dessous.

— La partie (P1) correspondant aux premières périodes de l'impulsion laser et dont l'amplitude varie de 0 à $0.3E_c$, se propage dans le plasma en y étant absorbé progressivement.

— Les parties (P2) et (P3) ayant une amplitude E_{y+} allant de $0.3E_c$ à $0.6E_c$ subissent des modulations d'amplitude lorsqu'elles pénètrent dans le plasma en $x = 350\,\lambda_0$ vers $t = 370\,T_0$ (voir les fines lignes colorées dans le coin inférieur gauche de la figure 4.4.a). Cette modulation de l'onde laser produit ainsi jusqu'à $t = 440\,T_0$, plusieurs ondes solitaires (autrement dit des *solitons électromagnétiques*) qui deviennent ensuite indépendants les uns des autres au fur et à mesure de leur propagation. Et tandis que le soliton de la partie (P2) se propage tout le long du plasma, les solitons de la partie (P3), dont l'amplitude du champ est légèrement supérieure, subissent un ralentissement absolu puisqu'ils cessent totalement de se propager au-delà de $x \sim 420\,\lambda_0$.

— La partie (P4) de l'impulsion laser ayant une amplitude supérieure à $0.6\,E_c$ produit le développement très rapide de l'instabilité SRS au moment où elle atteint la face avant du plasma, vers $t = 390\,T_0$. Comme cela a été décrit dans le chapitre 3, cette partie de l'impulsion laser subit une absorption très rapide le long des lignes verte et noire de la figure 4.4.a.

Pour mieux observer la modulation de l'onde laser au cours de sa propagation, on trace à différents instants, représentés par les lignes noires horizontales sur la figure 4.4.a, les distributions longitudinales du champs E_{y+}, sur la figure 4.4.b. Les positions des modulations repérées par les points rouges sur la figure 4.4.a à chaque instant sont représentées par les lignes rouges verticales sur la figure 4.4.b. Cette figure montre effectivement, à ces différents instants, que chaque modulation (ou soliton) correspond à un extrema local du champ E_{y+}. On peut là encore distinguer les parties (P1), (P3) et (P4) de l'onde laser. La ligne bleue sur la figure 4.4.a vise à relever la trajectoire du soliton de la partie (P2) du front laser. Sa position est également indiquée par des lignes verticales bleues sur la figure 4.4.b. Il sert ainsi à séparer la partie (P1) du front de l'onde laser qui ne subit pas de modulations et la partie (P3) qui aboutit à la formation de solitons.

Pour confirmer que le front de l'onde laser subit bien une modulation d'amplitude, on résout l'équation de dispersion (3.1) établie par S. Guérin et al. [156]. On rappelle que ce modèle traite du cas d'une onde relativiste polarisée circulairement se propageant dans un plasma froid en incluant les instabilités Raman (SRS) et modulationnelle (RMI). On recherche les solutions complexes de l'équation (3.1) sous la forme $\omega_p = \mathrm{Re}\,\omega_p + \mathrm{i}\,\mathrm{Im}\,\omega_p$ et vérifiant $\Gamma = \mathrm{Im}\,\omega_p > 0$. Cette résolution est effectuée pour une onde

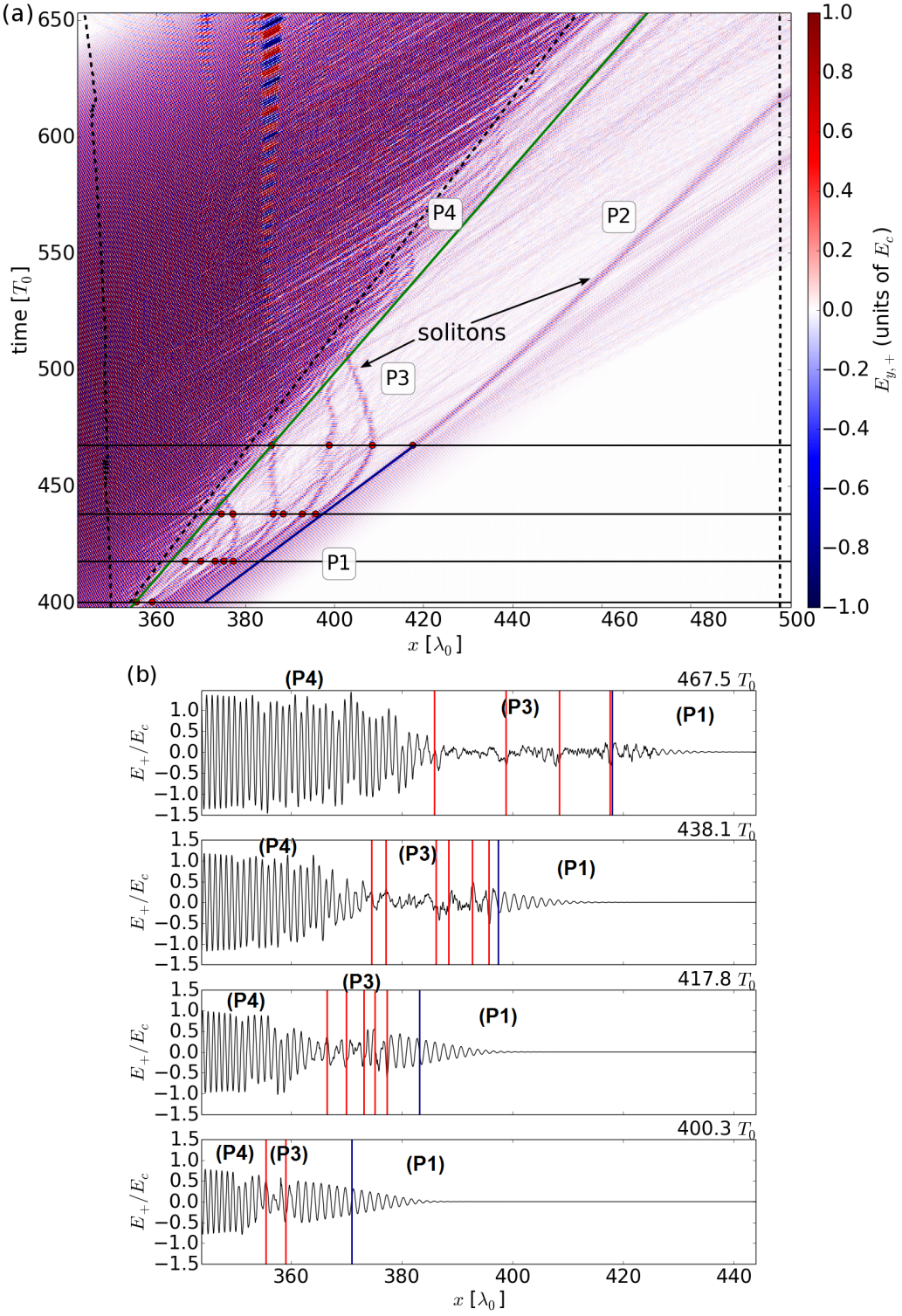


FIGURE 4.4: Distributions longitudinales des ondes électromagnétiques se propageant vers l'avant E_{y+} en fonction du temps (a) ou à plusieurs instants caractéristiques (b). La figure (a) est un agrandissement de la figure 4.1.a. Pour assurer une meilleure lisibilité de la figure (a), les échelles de couleur ont été restreintes aux champs dont l'amplitude ne dépasse pas E_c. La ligne verte (correspondant à la limite (2)-(3) de la figure 4.1.a) montre l'arrivée de l'impulsion laser de haute amplitude et la ligne en pointillés noirs (correspondant à la limite (0)-(1) de la figure 4.1.b) montre l'excitation des ondes électromagnétiques rétro-diffusées dans le plasma. La figure (b) montre la distribution longitudinale des champs E_{y+} à plusieurs instants caractéristiques donnés par les lignes noirs sur la figure (a). On relève aussi la position des solitons (points et lignes rouges). La ligne bleue vise à relever la trajectoire du soliton (P2) avant qu'il ne se forme.

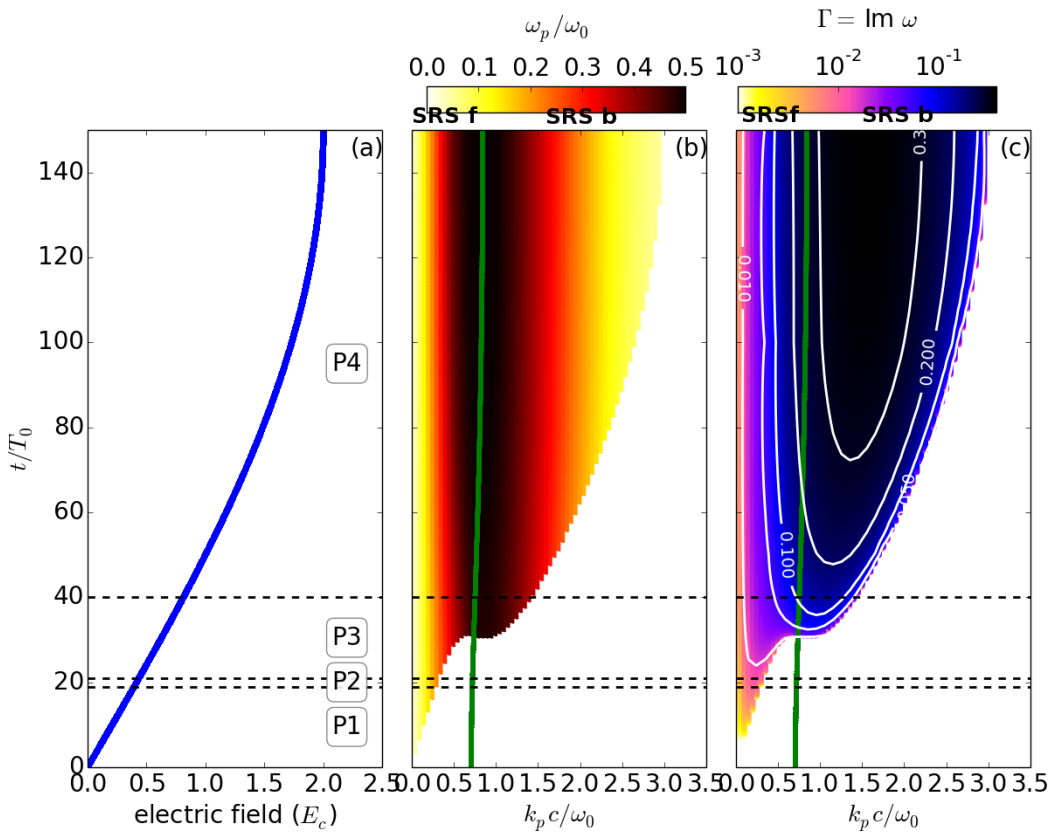


FIGURE 4.5: Résolution de l'équation de dispersion (3.1) des ondes plasmas pour une impulsion laser $\sin^2$ polarisée circulairement ($a_{0,c} = 1.41$) interagissant avec un plasma de densité $n_{e0} = 0.5\,n_c$ [156]. Les lignes vertes sur les figure (b) et (c) représentent l'évolution du nombre d'onde de l'onde laser k_0^{th} avec le temps. Les contours blancs sur la figure (c) montre l'évolution du taux de croissance avec l'augmentation de l'amplitude laser.

pompe d'amplitude et de profil temporel identiques à ceux utilisés dans la simulation PIC. La figure 4.5.a montre la variation de l'amplitude de l'onde pompe en fonction du nombre de cycles optiques T_0. Les figures 4.5.b et 4.5.c montrent respectivement la fréquence plasma $\mathrm{Re}\,\omega_p$ et le taux de croissance $\Gamma = \mathrm{Im}\,\omega_p$ en fonction du nombre d'onde k_p de l'onde plasma et du nombre de cycles optiques T_0.

Les figures 4.5.b-c montrent ainsi qu'au-delà de $t_l \gtrsim 30\,T_0$, la branche d'instabilité de l'onde plasma est très forte en s'étendant sur un large spectre des vecteurs d'ondes k_p (de 0 à $3\,\omega_0/c$). Cette branche correspond à la fusion des branches de l'instabilité modulationnelle, de l'instabilité SRS avant et SRS arrière (voir section 1.4.3.1) et produit le déclenchement très rapide de l'instabilité SRS arrière pour la partie (P4) de l'impulsion laser. Avant $t_l \approx 30\,T_0$, les figures 4.5.b-c montrent que l'impulsion laser est seulement instable vis-à-vis de l'instabilité modulationnelle (faible nombre d'onde k_p), cette dernière pouvant en effet apparaître même pour des amplitudes laser non relativistes [244].

Pour compléter les figures 4.5.b-c, on trace aussi, la variation du nombre d'onde laser

$$k_0^{th} = \frac{1}{c}\sqrt{\omega_0^2 - \frac{\omega_{p0}^2}{\gamma_0}}, \tag{4.1}$$

où $\omega_{p0}^2 = \frac{n_e}{n_c}\omega_0^2$ et $\gamma_0 = \sqrt{1 + a_c(t)^2}$ sont respectivement la fréquence plasma électronique au repos et le facteur de Lorentz d'un électron oscillant dans le champ laser. La relation de conjugaison $k_0 = k_p + k_s$ impose que pour $k_p < k_0$, la diffusion Raman se produit vers l'avant ($k_s > 0$) et que pour $k_p > k_0$, la diffusion Raman se produit vers l'arrière ($k_s < 0$). La courbe verte $k_0^{th}(t)$ sur les figures 4.5.b-c nous permet donc de distinguer les domaines de solution de la diffusion Raman vers l'avant (SRS f) de la diffusion Raman vers l'arrière (SRS b). On rappelle d'ailleurs que l'instabilité modulationnelle peut être en quelque sorte confondue avec l'instabilité SRS vers l'avant.

On mesure alors que le taux de croissance de l'instabilité RMI est compris entre $\Gamma \sim 0.005\,\omega_0$ pour $t = 20\,T_0$ et $\Gamma \sim 0.1\,\omega_0$ pour $t = 40\,T_0$. Cela signifie que l'instabilité RMI se développe avec des durées différentes pour chaque amplitude de l'impulsion laser. Pour 20 cycles optiques laser, cette durée est de l'ordre de $1/\Gamma \sim 30\,T_0$ et pour 40 cycles optiques, elle est de l'ordre de $1/\Gamma \sim 2\,T_0$ [1]. En particulier, pour $t = 30\,T_0$, le taux d'instabilité vaut $\Gamma \sim 0.03\,\omega_0$ ce qui représente des durées de croissance de l'ordre de $1/\Gamma \sim 5\,T_0$. Les solitons électromagnétiques formés à partir de la partie (P3) de l'impulsion laser sont donc d'autant plus vite formés qu'ils appartiennent à une partie de l'impulsion dont l'amplitude est élevée. C'est pour cette raison que l'on observe, sur la figure 4.4.a, l'élargissement de la partie (P3) et la formation progressive des solitons lors le temps et la position augmentent. L'instabilité modulationnelle a donc un régime convectif. On constate enfin qu'à $t = 438.1\,T_0$ (figure 4.4.b), tous les solitons se sont formés. Ce temps est raisonnable par rapport à la durée minimale $1/\Gamma$ de formation des solitons établie au début du paragraphe.

Bilan

Le front de l'impulsion laser subit l'instabilité modulationnelle et se scinde lors de sa propagation dans le plasma en plusieurs ondes solitaires indépendantes les unes des autres. Ces ondes solitaires sont en fait des solitons électromagnétiques.

4.2.1.2 Ralentissement des solitons électromagnétiques

On redonne en figure 4.6.a, la distribution des champs E_{y+} se propageant vers l'avant en fonction de la position x et du temps au moment où le front de l'impulsion laser pénètre dans le plasma. Les lignes verticales noires en pointillés indiquent les bords du plasma. En plus de la modulation du front de l'impulsion laser et de la formation de plusieurs solitons électromagnétiques, la figure 4.6.a montre également que la plupart de ces solitons (ceux de la partie (P3) de l'impulsion laser) subissent un ralentissement progressif dans le plasma jusqu'à s'arrêter complètement. Le soliton de la partie (P4) subit lui aussi un ralentissement mais arrive à se propager jusqu'à la face arrière du plasma sans s'arrêter.

Pour mieux caractériser ces solitons électromagnétiques, on effectue une analyse temps fréquence des champs E_{y+} traversant le plasma à différentes positions. Cette analyse est effectuée pour le cas de deux solitons (montrés par des flèches dans la figure 4.4.a).

— Le premier soliton de la partie (P3) de l'impulsion laser dont le ralentissement est visible de $x \approx 390\,\lambda_0$ à $x \approx 410\,\lambda_0$. Les analyses temps-fréquences réalisées à des positions traversées par ce soliton sont données en figure 4.6.b. Ces positions sont elle-mêmes représentées par les lignes noires verticales sur la figure 4.6.a. Le point $x = 410\,\lambda_0$ sert en quelque sorte de point "témoin" puisqu'il n'est pas traversé par le soliton.

— Le soliton de la partie (P2), dont l'amplitude du champ est légèrement inférieure, se propage jusqu'à la face arrière du plasma. L'analyse temps-fréquence des champs E_{y+} effectuée dans le plasma à des positions régulières est donnée en figure 4.6.c. Les lignes horizontales noires donnent là encore pour chaque point les instants où le soliton les traverse.

Nous mesurons alors que la fréquence du soliton en $x = 401\,\lambda_0$ vaut $0.8 \pm 0.2\omega_0$. Le soliton semble donc avoir subi une diminution de sa fréquence par rapport à celle de l'impulsion laser dont il est issu. Cette diminution se poursuit d'ailleurs en $x \approx 404\,\lambda_0$ et en $x \approx 407\,\lambda_0$ où sa fréquence vaut respectivement $0.75 \pm 0.1\omega_0$ et $0.7 \pm 0.1\omega_0$. La fréquence de ce soliton, dont la valeur initiale était très proche de la fréquence laser ω_0, subit donc une diminution progressive au cours de sa propagation dans le plasma jusqu'à atteindre la limite de transparence $\omega_l = \sqrt{n_e/n_c}\omega_0 \approx 0.71\omega_0$ pour cette densité électronique [186]. De même, on mesure une diminution progressive de la fréquence temporelle du soliton de (P2), cette fréquence valant $\omega = 0.9 \pm 0.07\omega_0$ en $x \approx 413\,\lambda_0$ et $\omega = 0.84 \pm 0.07\omega_0$ en $x \approx 497\,\lambda_0$. Cette diminution de la fréquence des solitons permet de comprendre leur ralentissement dans le plasma car on rappelle que leur vitesse de déplacement est donnée par la vitesse de groupe :

$$v_g(t) = c\sqrt{1 - \frac{\omega_{p0}^2}{\omega(t)^2}}, \tag{4.2}$$

1. Cette durée extrêmement brève explique que l'instabilité SRS se développe aussitôt lorsque le reste de l'impulsion laser (partie P4, $t > 40\,T_0$ et $\Gamma_{SRS} > 0.1\,\omega_0$) pénètre dans le plasma.

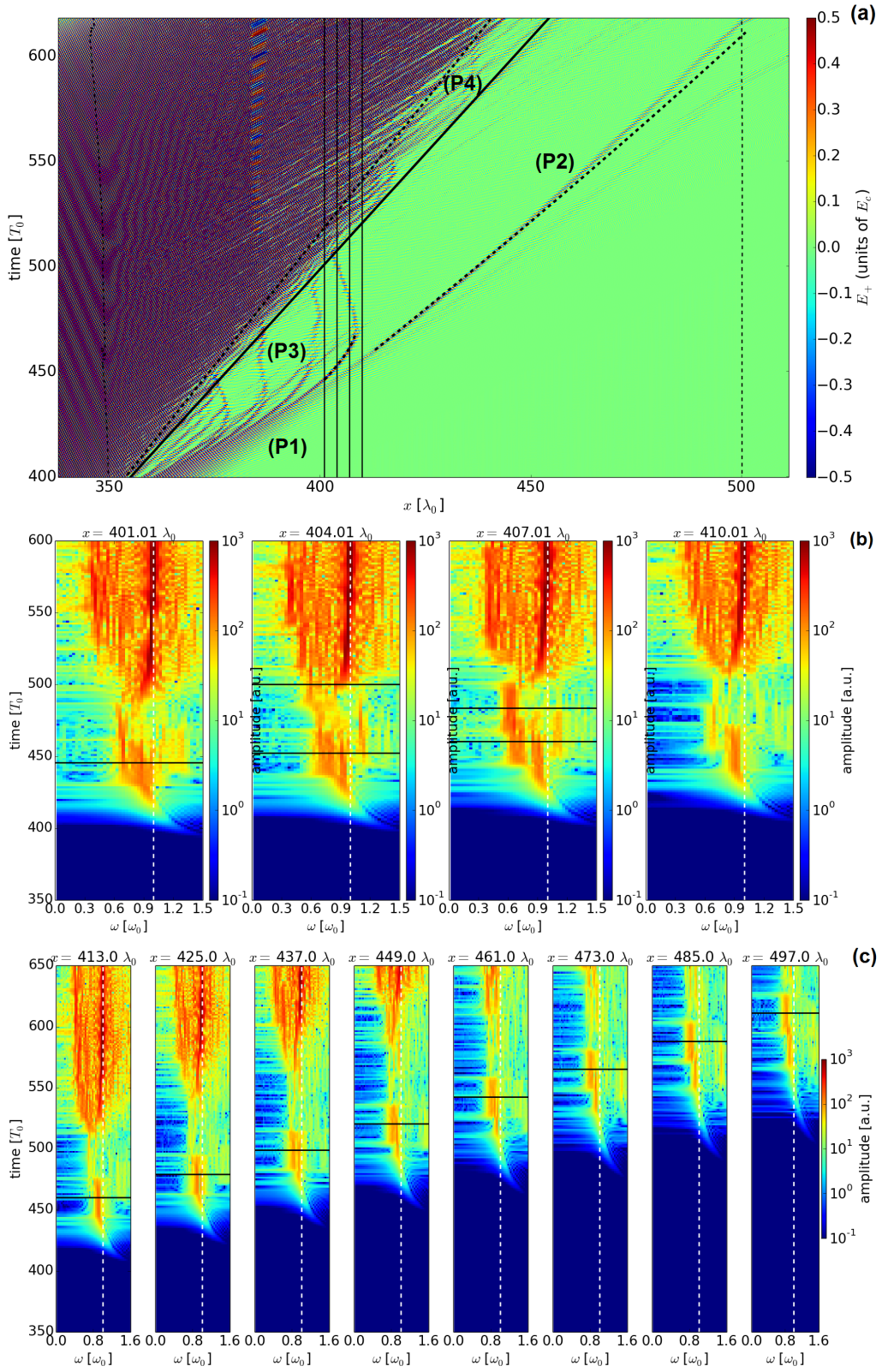


FIGURE 4.6: Évolution temporelle des champs E_{y+} (a) et analyses temps-fréquence des champs E_{y+} effectuées en plusieurs positions (b-c). On ajoute à la figure (b) une ligne verticale en pointillés blancs donnant la fréquence laser ω_0 et des lignes horizontales noires donnant les instants où un soliton de la partie (P3) passe par les points x où l'analyse temps fréquence est effectuée. Ces instants sont indiqués par les lignes verticales noires en figure (a). De même, les lignes horizontales noires de la figure (c) donnent les instants du passage du soliton de la partie (P2).

qui est une fonction croissante de leur fréquence.

On peut alors intégrer cette équation pour obtenir la trajectoire du soliton et la comparer à celle observée dans la simulation. On se base, pour cela, sur un modèle de S. V. Bulanov et al. [186] qui prédit une diminution de la fréquence à la puissance $t^{1/3}$:

$$\omega(t) = (\beta_1 t + \beta_2)^{1/3}. \tag{4.3}$$

Ici, $\beta_1 = \frac{\omega_1^3 - \omega_2^3}{t_1 - t_2}$ et $\beta_2 = \frac{\omega_2^3 t_1 - \omega_2^3 t_2}{t_1 - t_2}$ sont déterminés numériquement par la mesure des fréquences ω_1 et ω_2 du soliton à deux instants t_1 et t_2. On intègre l'équation (4.2) :

$$x(t) = \int_{t_1}^{t} v_g(t')\,\mathrm{d}t' = c\int_{t_1}^{t} \sqrt{1 - \frac{\omega_p^2}{(\beta_1 t' + \beta_2)^{2/3}}}\,\mathrm{d}t' \tag{4.4}$$

pour obtenir :

$$x(t) = X(t) - X(t_1) + x_1 \tag{4.5}$$

$$X(t) = \frac{c}{\beta_1}\left(\omega^2(t) - \omega_{p0}^2\right)^{3/2} \tag{4.6}$$

Cette expression et la mesure de la fréquence[2] des solitons dans les simulations, nous permettent de tracer les trajectoires théoriques des deux solitons étudiés précédemment sur la figure 4.6.a. Cette comparaison donne un très bon accord et par conséquent, confirme le modèle de ralentissement des solitons. En extrapolant, on comprend donc que les solitons issus de la partie (P3) de l'impulsion laser et visibles en figure 4.6.a subissent tous une diminution de leur fréquence jusqu'à ce que celle-ci atteigne la fréquence de coupure du plasma $\omega_{pe} = \sqrt{n_e/n_c}\omega_0 \approx 0.71\omega_0$. A ce moment là le soliton est stoppé, et donc piégé. Les mouvements vers l'avant ou vers l'arrière, après l'arrêt des solitons, observés en figure 4.6.a sont sans doute liés aux différences de pressions cinétiques électroniques subies à chaque bord du soliton[3]. Cette diminution de la fréquence du soliton s'accompagne également par une baisse de son amplitude : le soliton perd de l'énergie.

Pour comprendre d'avantage le ralentissement des solitons, on présente en figure 4.7, la distribution des champs E_{y+} se propageant vers l'avant et les contours de densité électronique $n_e = 0.45\,n_c$. Ces contours noirs périodiques sont identifiés comme des ondes plasmas électroniques. La vitesse de groupe des ondes plasmas étant très faible, ces ondes ne se propagent pas. On constate alors, sur la figure 4.7, que l'excitation des ondes plasmas est parfaitement synchronisée avec la propagation de chaque soliton. Chacun d'eux excite dans son sillage des ondes plasmas électroniques, qui, en moins d'une dizaine de périodes, finissent par s'amortir.

On analyse le spectre des ondes plasmas observées en figure 4.7. Cette analyse est effectuée spatialement à $t = 441.7\,T_0$ et temporellement en $x \approx 398.0\,\lambda_0$. Ces spectres indiquent que les ondes plasma observées possèdent initialement, une fréquence temporelle de $0.7\,\omega_0$ (c'est-à-dire une fréquence égale à la fréquence plasma électronique ω_{pe0}) et un nombre d'onde de $1.0\,\omega_0/c$. Cette dernière valeur $k_p = \omega_{pe0}/v_g$ est attendue pour une onde plasma de fréquence ω_{pe0} excitée dans le sillage d'une onde électromagnétique (ici le soliton) se propageant à la vitesse $v_g = c(1 - \omega_{pe}^2/\omega_0^2)^{1/2}$. Ajoutons qu'après leur excitation, l'amplitude de ces ondes plasma augmente avec le temps de sorte qu'elles deviennent non linéaires. On mesure alors une diminution de leur fréquence temporelle ω_{pe}. Cette diminution de fréquence est attribuée aux effets relativistes d'oscillation avec la vitesse $v_{os} = eE_x/m_e\omega_{pe0}$ des électrons dans le champ de ces ondes plasma de grande amplitude [138, 139] :

$$\omega_{pe} = \omega_{pe0}\left(1 - \frac{3}{16}\frac{v_{os}^2}{c^2}\right). \tag{4.7}$$

2. Pour la trajectoire du soliton de la partie (P3), nous imposons comme conditions aux limites une fréquence de $\omega_1 = 0.8\,\omega_0$ à $t_1 = 445.8\,T_0$ et une fréquence de $\omega_2 = \omega_{pe}$ à $t = 467.92\,T_0$ (car c'est le point où le soliton s'arrête). Pour la trajectoire du soliton de la partie (P2), nous imposons une fréquence de $\omega_1 = 0.9\,\omega_0$ à $t_1 = 460.0\,T_0$ et une fréquence de $\omega_2 = 0.84\,\omega_0$ à $t_2 = 611.1\,T_0$.

3. Nous reviendrons sur ce point en section 4.4.1.

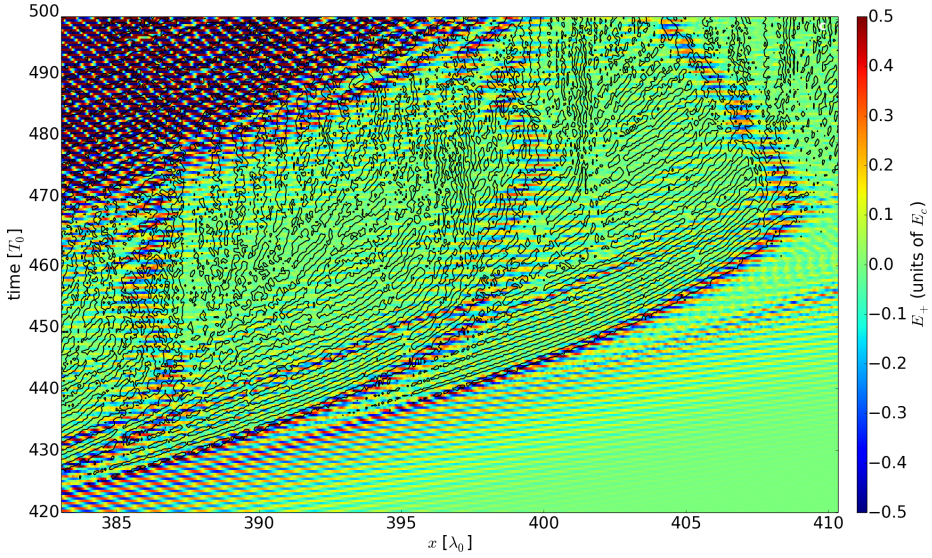


FIGURE 4.7: Distribution des champ E_{y+} et contours de densité électronique $n_e = 0.45\,n_c$ en fonction de la position x et du temps. Pour assurer une meilleur lisibilité des figures, les échelles de couleur ont été restreintes aux champs dans la gamme $[-0.5E_c, 0.5E_c]$.

Bilan

Les solitons électromagnétiques issus de la modulation du front de l'impulsion laser subissent, au cours de leur propagation dans le plasma, une diminution de leur fréquence [186], de leur amplitude et donc de leur énergie. Leur énergie est dissipée sous forme d'ondes plasmas qu'ils excitent dans leur sillage, en se propageant dans le plasma comme une impulsion laser dans le cas de l'accélération par sillage [217]. Cette diminution de la fréquence des solitons entraine une diminution de leur vitesse de groupe, et donc leur ralentissement et même leur arrêt complet lorsque leur fréquence atteint la fréquence plasma électronique $\omega_{pe} = \sqrt{n_e/n_c}\omega_0 \approx 0.71\omega_0$.

4.2.1.3 Creusement du plasma – formation des cavités

On donne en figure 4.8, la distribution des champs E_{y+} se propageant vers l'avant (a), des champs E_{y-} se propageant vers l'arrière (b), de la densité de la densité électronique n_e (c), du champ électrostatique E_x (d) et de la densité ionique n_p (e).

La comparaison des figures 4.8.a et 4.8.b montre que les solitons que l'on a observés précédemment sont également présents dans la distribution des champs E_{y-}, aux mêmes positions que ceux observées dans la distribution des champs E_{y+}. De plus, on constate que ces ondes apparaissent en figure 4.8.b justement au moment où les solitons de la figure 4.8.a sont complètement ralentis et stoppés dans le plasma. Ces solitons dont la fréquence est égale à la fréquence de coupure du plasma sont donc piégés dans le plasma, ce qui explique qu'ils soient, à partir de ce moment, visibles sous forme d'ondes stationnaires, donc à la fois dans la distribution des champs E_{y+} (figure 4.8.a) et des champs E_{y-} (figure 4.8.b).

Les figures 4.8.c et 4.8.d montrent par ailleurs que la propagation ralentie des ondes solitaires est coordonnée avec l'excitation d'ondes plasma électroniques dans le plasma. Ces ondes sont particulièrement visibles au-dessus de la ligne rouge en diagonale qui sert de repère pour la comparaison des cinq sous-figures.

Enfin, les figures 4.8.c et 4.8.e montrent qu'aux positions où les solitons électromagnétiques sont stoppés, il y a une diminution progressive des densités électronique et ionique. Ce creusement du plasma est en fait dû au piégeage des solitons qui expulsent les électrons via la force pondéromotrice, les ions étant eux expulsés par explosion coulombienne. Cette dépression du plasma est notamment visible en $x \approx 387\,\lambda_0$, c'est-à-dire là où la cavité électromagnétique observée en figure 4.1 s'est formée.

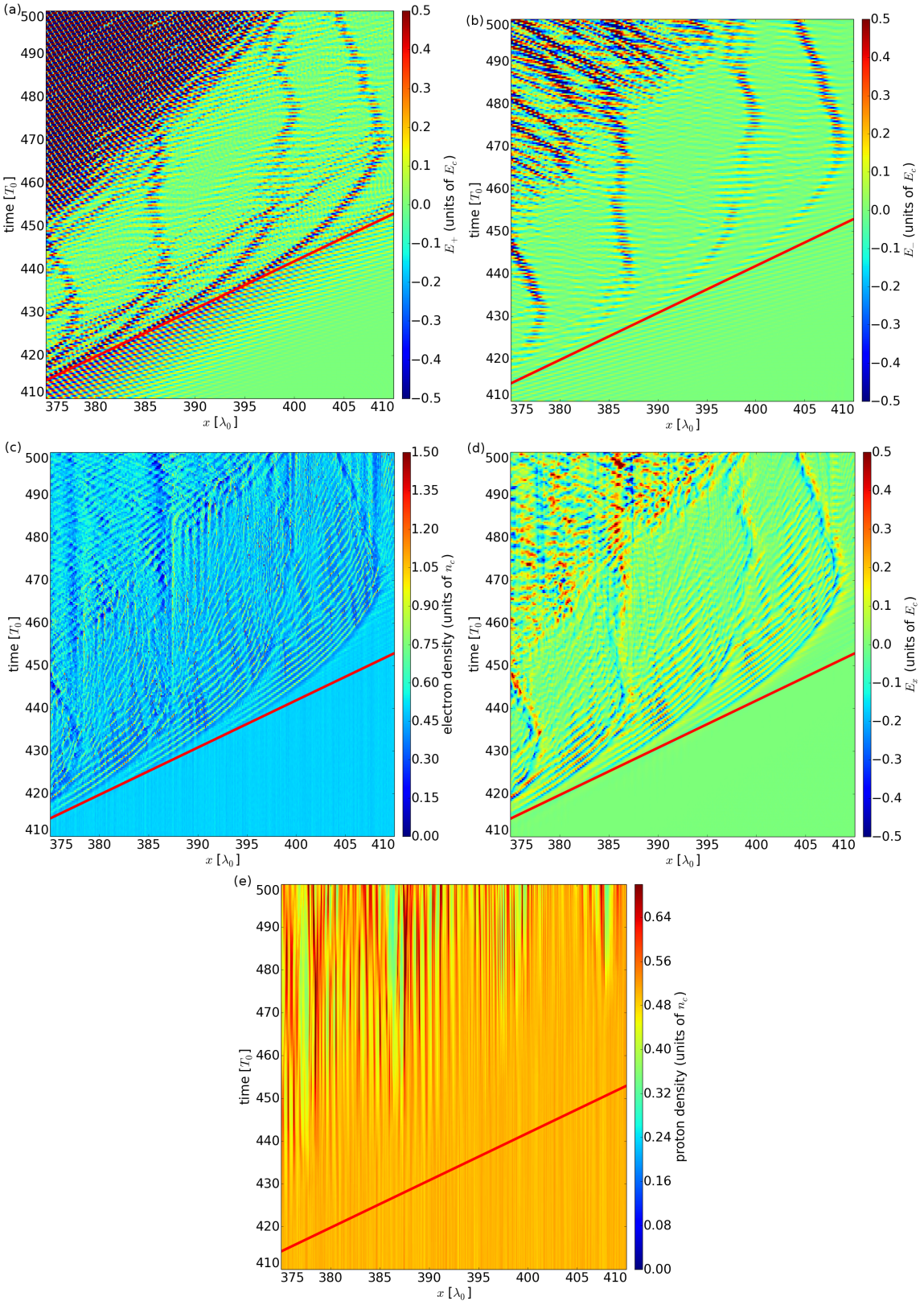


FIGURE 4.8: Champs électromagnétiques se propageant vers l'avant E_{y+} (a), ou vers l'arrière E_{y-} (b), densité électronique (c), champ électrostatique E_x (d), et densité ionique (e) en fonction de la position x et du temps. La ligne rouge montre sur toutes les sous-figures la zone où l'onde laser est modulée et les solitons électromagnétiques sont formés.

Bilan

À la fin de leur ralentissement, les solitons électromagnétiques sont piégés à l'intérieur du plasma. Ils peuvent être considérés comme des ondes électromagnétiques stationnaires ou comme la superposition de deux ondes électromagnétiques se propageant vers l'avant E_+ et vers l'arrière E_{y-}. La force pondéromotrice associée à ce soliton produit une éjection des électrons. Ce déficit local de charges négatives produit ensuite une éjection des ions et donc la formation d'une cavité.

4.2.2 Bilan

L'analyse fine des diagnostics des simulations nous permet de fournir un scénario assez précis de la formation des cavités électromagnétiques. On donne ci-dessous un bilan de nos conclusions obtenues dans cette section.

Bilan

Le front de l'impulsion laser dont l'intensité est trop faible pour déclencher très rapidement le développement de l'instabilité SRS joue un rôle déterminant dans la formation des cavités électromagnétiques. On établit ci-dessous le scénario de leur formation.

1. Le front de l'impulsion laser subit, lors sa propagation dans le plasma, l'instabilité modulationnelle (RMI) qui la divise en plusieurs paquets d'ondes ou solitons électromagnétiques.
2. Ces solitons électromagnétiques deviennent indépendants et dissipent une partie de leur énergie au cours de leur propagation dans le plasma via l'excitation d'ondes plasmas électroniques dans leur sillage. Cette diminution de l'énergie des solitons s'accompagne d'une baisse de leur amplitude et fréquence. Cette diminution de la fréquence des solitons entraîne elle-même une diminution de leur vitesse de groupe dans le plasma.
3. La fréquence des solitons diminue jusqu'à la fréquence de coupure. La vitesse de groupe du soliton est alors nulle ce qui provoque son piégeage dans le plasma.
4. La force pondéromotrice associée au soliton produit une éjection localisée des électrons, qui est elle-même suivie par une expulsion des ions. Une dépression de densité électronique et ionique (cavité) est donc formée dans le plasma.

4.3 Champs électromagnétiques piégés dans les cavités

Nous allons nous intéresser dans cette section aux champs électromagnétiques piégés par les cavités. Nous allons notamment montrer que ces champs peuvent être ceux du soliton électromagnétique à l'origine de la formation de la cavité mais aussi provenir des ondes diffusées par le plasma du fait de l'instabilité SRS (section 4.3.1). Nous montrerons que la cavité peut se briser pour libérer les champs qu'elle renfermait (section 4.3.4) et nous analyserons plus précisément les champs électromagnétiques piégés à l'intérieur des cavités (section 4.3.2) ainsi que leur dépendance vis à vis d'une expansion adiabatique de la cavité (section 4.3.3).

4.3.1 Piégeage des champs électromagnétiques

La figure 4.9.b donne la distribution des champs E_{y-} se propageant vers l'arrière en fonction de la position et du temps, au moment de la formation de la cavité et du piégeage des champs électromagnétiques. Cette figure donne les contours de densité protonique variant de $n_p = 0.1\,n_c$ à $n_p = 0.45\,n_c$. Elle montre notamment que la densité de protons dans la cavité atteint $n_p = 0.45\,n_c$ vers $t \approx 450\,T_0$ puis enfin $n_p = 0.1\,n_c$ vers $t \approx 570\,T_0$. La succession de ces contours montre ainsi l'expulsion progressive des protons de la cavité.

Les lignes verte et noire en pointillés montrent respectivement l'arrivée de l'impulsion laser de haute amplitude et l'excitation des ondes électromagnétiques rétro-diffusées dans le plasma. Elles délimitent la zone d'excitation et de développement de l'instabilité SRS. On observe ainsi qu'une partie des champs

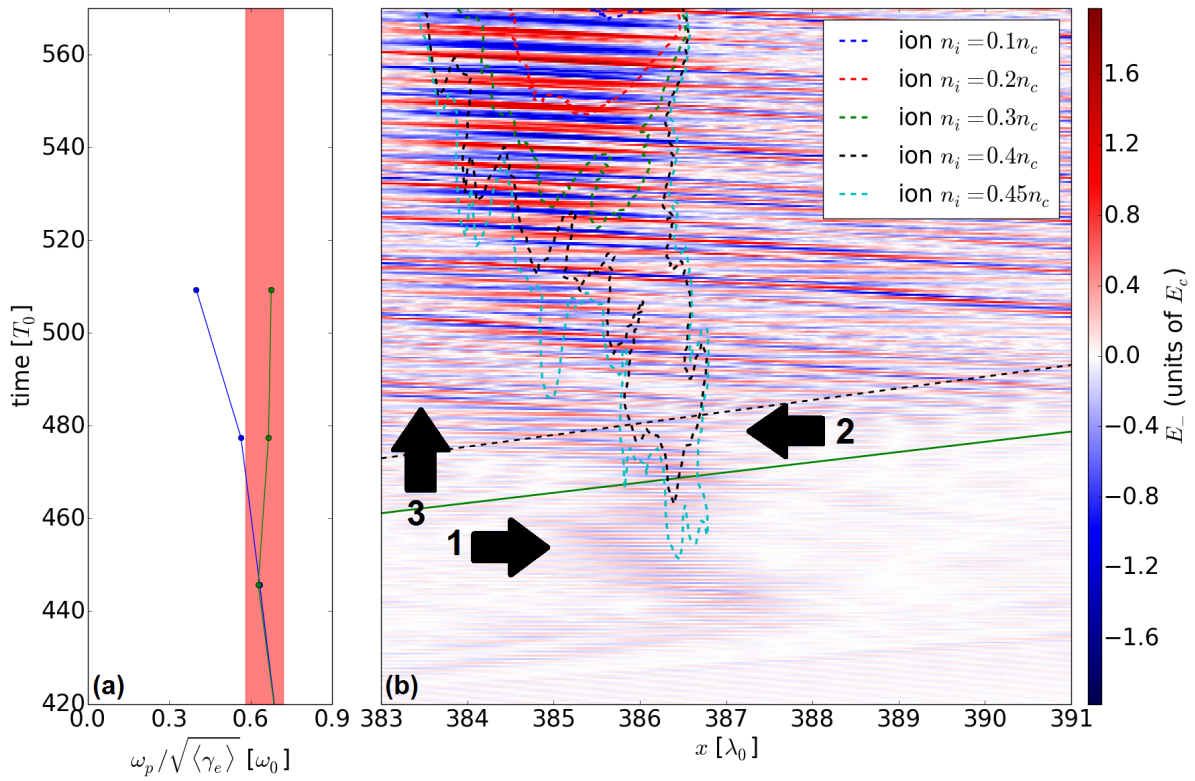


FIGURE 4.9: Fréquence de coupure relativiste $\omega_p/\sqrt{\langle\gamma_e\rangle}$ (a) et distribution des champs rétro-diffusés E_{y-} en fonction de la position x et du temps et contours de densité protonique (b). La bande rouge en figure (a) donne la fréquence $\omega = 0.64 \pm 0.06\,\omega_0$ du soliton électromagnétique à l'origine de la formation de la cavité et montré par les flèches noires numérotées sur la figure (b). Sur la figure (b), la ligne verte (correspondant à la limite (2)-(3) de la figure 4.1.a) montre l'arrivée de l'impulsion laser de haute amplitude et la ligne en pointillés noirs (correspondant à la limite (0)-(1) de la figure 4.1.b) montre l'excitation des ondes électromagnétiques rétro-diffusées dans le plasma.

rétro-diffusés E_{y-} sont émis depuis cette zone et se propagent vers les x décroissants. Nous observons également, à partir de $t \approx 430\,T_0$, le soliton électromagnétique piégé dans le plasma qui est à l'origine de la formation de la cavité (voir les flèches noires 1 et 2). Toutefois, on constate que ce soliton quitte la cavité vers $t \approx 470\,T_0$, c'est-à-dire au moment où l'instabilité SRS se développe dans cette zone (voir flèche 3).

Nous pouvons montrer que cette libération du soliton électromagnétique est due au chauffage électronique par l'instabilité SRS. Pour cela, on compare en figure 4.9.a, la fréquence $\omega = 0.64 \pm 0.06\,\omega_0$ du soliton électromagnétique mesurée par une analyse temps-fréquence (voir bande rouge) à la fréquence de coupure relativiste $\omega_p/\sqrt{\langle\gamma_e\rangle}$ (courbe bleue), où $\langle\gamma_e\rangle$ est le facteur relativiste moyen des électrons calculé sur l'intervalle $[385.5\,\lambda_0, 388.5\,\lambda_0]$. On constate alors, qu'avant $t \approx 470\,T_0$, la fréquence du soliton est de l'ordre de la fréquence de coupure. Mais après cet instant, le chauffage par l'instabilité SRS augmente localement l'énergie des électrons (on mesure $\langle\gamma_e\rangle \approx 1.57$ à $t \approx 477\,T_0$ et $\langle\gamma_e\rangle \approx 3.14$ à $t \approx 509\,T_0$) et abaisse la fréquence de coupure à une valeur inférieure à la fréquence du soliton électromagnétique. On observe ainsi que le soliton quitte la cavité à partir de $t \approx 470\,T_0$. Le piégeage des champs électromagnétiques observés en figure 4.1.a-b s'effectue donc plus tard.

On constate effectivement, sur la figure 4.9.b, que ses ondes électromagnétiques stationnaires apparaissent dans la cavité, plus tardivement : vers $t = 520\,T_0$. Au-delà de cet instant, on observe en effet que des champs de hautes amplitudes restent piégés à l'intérieur de la cavité montrée par le contour noir. Ces champs piégés semblent initialement provenir des ondes SRS rétro-diffusés provenant de la zone plus profonde du plasma.

Pour confirmer cela, on calcule, à partir de la position des contours tracés en figure 4.9.b, la taille de la cavité. On lui associe une fréquence de résonance

$$\omega_{rc} = \frac{\pi c}{l_c}. \tag{4.8}$$

Celle-ci correspond au mode fondamental d'un puits rectangulaire de largeur l_c. Nous donnons son évolution avec le temps en figure 4.10.a [4]. On colore également la zone de $t = 520 \pm 20\,T_0$ où on estime que les champs sont piégés d'après la figure 4.9.b. La fréquence de résonance de la cavité dans cette zone est comprise entre $0.20\,\omega_0$ et $0.55\,\omega_0$. Or cette bande de fréquence correspond assez bien à celle des ondes diffusées par le reste du plasma du fait de l'instabilité SRS ($\omega_s \approx 0.5\,\omega_0$; voir chapitre 3). De plus, au-delà de l'instant $t = 540T_0$, la fréquence de résonance de la cavité devient inférieure à $0.2\,\omega_0$. Cette fréquence est nettement inférieure à celle des ondes excitées par l'instabilité Raman. La cavité ne piège alors plus les champs diffusés par le plasma, ce qui explique que les champs électromagnétiques piégés dans la cavité visibles sur la figure 4.9.b ne voient plus leur amplitude augmenter.

Nous pouvons maintenant avoir un point de vue inverse et complémentaire sur le piégeage des champs électromagnétiques par la cavité. À la fréquence des champs piégés, on peut associer une densité de coupure classique et relativiste :

$$n_c^{class} = \frac{m_e \varepsilon_0 \omega_t^2}{e^2} \qquad\qquad n_c^{RSIT} = \sqrt{(1+a_t^2)}\frac{m_e \varepsilon_0 \omega_t^2}{e^2} \tag{4.9}$$

où ω_t et $a_t \sim 1$ sont respectivement la fréquence et l'amplitude normalisée des champs piégés (polarisés circulairement) dans la cavité. Cette densité correspond au seuil de densité au-delà de laquelle ils ne peuvent pas se propager dans le plasma. Ces densités [5] sont tracées en figure 4.10. Cette figure montre que la densité de coupure des champs au moment où ils sont piégés n'excède déjà pas $0.1\,n_c$, soit une densité bien inférieure à la densité du plasma environnant ($n_e \sim 0.5\,n_c$). Les champs piégés dans la cavité ne peuvent donc pas s'en échapper. Et ils ne pourront pas le faire plus tard, car, comme on le verra, leur fréquence diminuera encore, avec l'élargissement de la cavité.

4. La courbe d'évolution de la fréquence de résonance présente des discontinuités car il est difficile techniquement d'obtenir une variation continue de la largeur de la cavité à partir des coordonnées de ses contours.

5. Ces densités ont été calculées non pas à partir de la fréquence des champs piégés mesurée dans les simulations mais directement à partir de la fréquence de résonance de la cavité. On montrera en effet, en section 4.3.3, que la fréquence des champs piégés dans la cavité ω_t est constamment égale à la fréquence de résonance ω_{rc} de la cavité (voir figure 4.13).

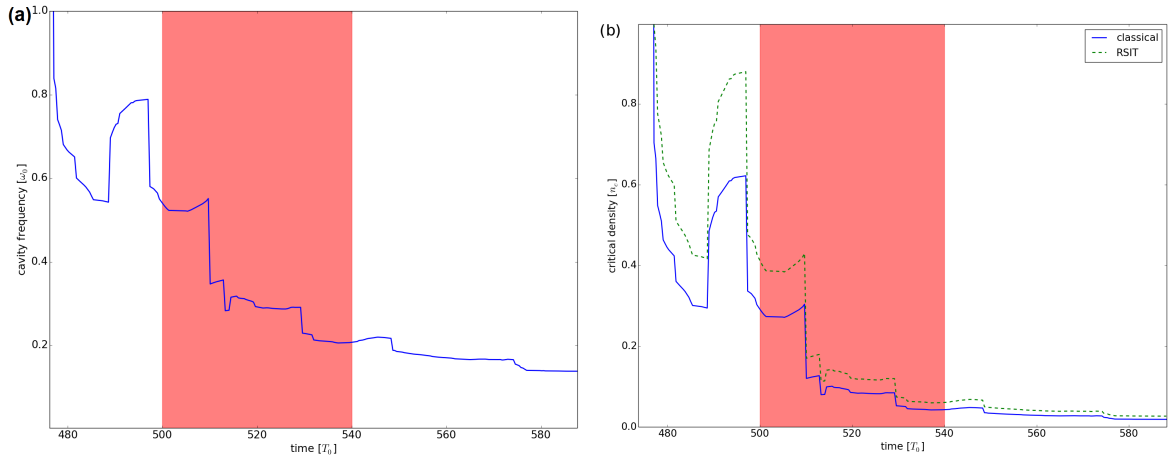


FIGURE 4.10: Fréquence de résonance de la cavité (a) et densités critiques classique et relativiste associées aux champs piégés dans la cavité (b). La fréquence de résonance en figure (a) a été calculée à partir de la relation (4.8) où la taille de la cavité l_c est elle même calculée à partir du contour $n_p = 0.4\,n_c$. Les discontinuités de fréquence sur la figure (a) proviennent des difficultés techniques du calcul de la taille de la cavité à partir des coordonnées des contours. Les densités critiques en figure (b) sont calculées d'après les relations (4.9).

Bilan

La cavité peut libérer, sous l'effet du chauffage du plasma, le soliton électromagnétique qui avait abouti à sa formation. Ultérieurement, la cavité peut néanmoins piéger les champs électromagnétiques diffusés par le plasma si leur fréquence est en résonance avec le mode géométrique de la cavité.

4.3.2 Analyse des champs piégés

Après sa formation et le piégeage des champs, la cavité contient les champs piégés mais est aussi traversée par l'onde laser incidente et les ondes électromagnétiques diffusées par l'instabilité SRS plus profondément dans le plasma (voir figure 4.1.a-b). Dans la simulation en géométrie 1D, les ondes laser et rétro-diffusées passent nécessairement à travers la cavité ce qui fait que cette dernière contient à la fois des ondes électromagnétiques stationnaires et propagatives. Nous distinguons donc trois domaines temporels pour la cavité.

1. Durant le premier, de $t \approx 460T_0$ à $t \approx 675T_0$ (régime R1), la cavité est traversée par l'onde laser incidente et par les ondes électromagnétiques rétro-diffusées.

2. Ensuite, jusqu'à l'instant $t \approx 915T_0$ (régime R2), elle est traversée uniquement par les ondes électromagnétiques diffusées par la face arrière du plasma.

3. Enfin, à partir de $t \approx 915T_0$ (régime R3), la cavité n'est plus traversée par des ondes électromagnétiques propagatives mais contient seulement des ondes stationnaires piégées.

On compare donc, dans ce troisième régime, la distribution spatiale des champs piégés dans la cavité mesurés dans la simulation avec ceux prédits par le modèle de M. Lontano et al. [185], qui considère le cas de champs piégés polarisés circulairement (voir section 1.5.2). Dans le cas limite où la cavité est tota-

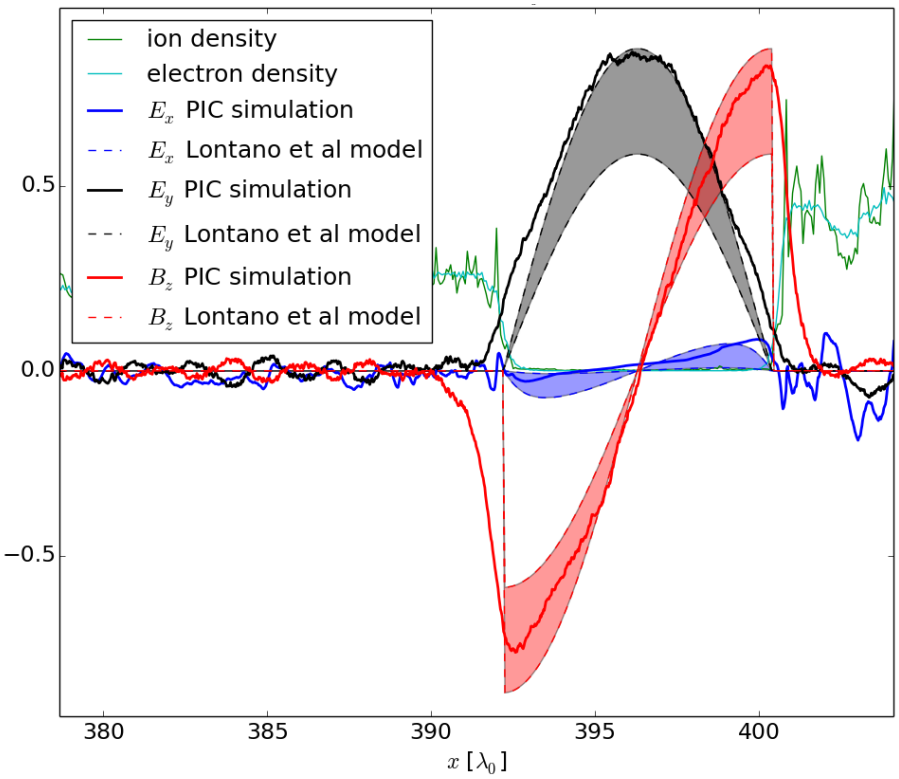


FIGURE 4.11: Comparaison des champs électromagnétiques simulés et analytiques [185] piégés dans la cavité à la fin de la simulation ($t = 1528\,T_0$).

lement vide, les champs électrostatiques [6] et électromagnétiques sont donnés par le modèle s'écrivent :

$$E_x(x,t) = \frac{k_B T_i}{Z m_e c^2} \frac{m_e c \omega_{pe0}^2}{\omega_t} \left(\frac{1}{\left(1+\sigma \cos^2\left(\frac{x\omega_t}{c}\right)\right)^{1/2}} - \frac{T_e}{T_i} \frac{m_e Z^2}{\left(m_i^2 + \sigma m_e^2 Z^2 \cos^2\left(\frac{x\omega_t}{c}\right)\right)^{1/2}} \right) \sin\left(\frac{2x\omega_t}{c}\right) \tag{4.10}$$

$$E_y(x,t) = -\frac{m_e c \omega_{pe0}}{e} \sqrt{\frac{2k_B}{m_e c^2}\left(T_e + \frac{T_i}{Z}\right)} \cos\left(\frac{x\omega_t}{c}\right) \sin\left(\omega_t t\right) \tag{4.11}$$

$$B_z(x,t) = -\frac{m_e \omega_{pe0}}{e} \sqrt{\frac{2k_B}{m_e c^2}\left(T_e + \frac{T_i}{Z}\right)} \sin\left(\frac{x\omega_t}{c}\right) \cos\left(\omega_t t\right) \tag{4.12}$$

où $\sigma = 2\omega_{pe0}^2 k_B (T_e + T_i/Z)/\omega_t^2 m_e c^2$ et l'origine du repère ($x = 0$) est placée au centre de la cavité.

Ces champs sont tracés en figure 4.11 pour les paramètres de l'interaction considérée ($n_0 = 0.5 n_c$, $Z = 1$). Contrairement au cas du modèle [185] qui considère un plasma avec une température homogène, les températures électronique T_e et ionique T_i ne sont pas homogènes le long du plasma, et notamment de part et d'autres de la cavité (340 keV $\lesssim T_e \lesssim$ 690 keV, 8 keV $\lesssim T_i \lesssim$ 89 keV à $t = 1528\,T_0$). Nous tenons compte de cet écart de température dans le tracé du champ E_y^{th} (en noir), du champ B_z^{th} (en rouge) et du champ E_x^{th} (en bleu) donnés par les relations (4.10) (courbes épaisses). Nous constatons alors que la distribution des champs simulés représentée par les courbes fines est en excellent accord avec les prédictions du modèle. En particulier, le champ électrique E_y piégé dans la cavité a une valeur nulle à ses extrémités [7] et une période λ_t égale au double de la largeur l_c de la cavité :

$$l_c = \frac{\lambda_t}{2}. \tag{4.13}$$

6. Même si la cavité est considérée comme totalement vide, un champ électrostatique résiduel reste présent dans la cavité. Il est dû au fait que les électrons et les ions du plasma n'ont pas la même masse et température.

7. Ce cas est similaire au cas d'une onde laser arrivant sur un plasma sur-dense. Chaque interface de la cavité avec le plasma se comporte comme un miroir parfait : $E_y = 0$ aux bords de la cavité.

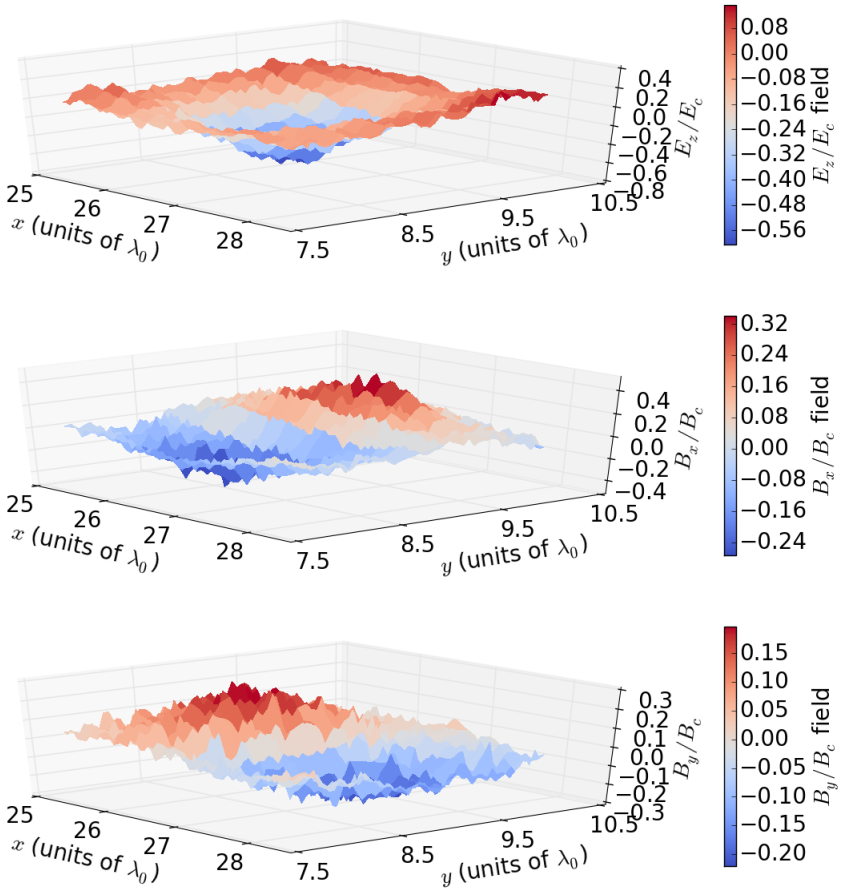


FIGURE 4.12: Champs électromagnétiques piégés dans la cavité en simulation 2D. Cette figure donne la distribution des champs piégés dans une cavité observée en figure 4.3.

Le mode effectivement piégé dans la cavité correspond donc au mode géométrique fondamental de la cavité.

On donne également, en figure 4.12, la distribution spatiale des champs piégés dans une cavité pour les mêmes paramètres d'interaction en simulation 2D.

Il est notable que aussi bien pour les simulations 1D et 2D, les champs électriques piégés dans la cavité et de plus forte amplitude sont orientés dans la direction perpendiculaire au sens de déplacement des charges (direction (Oy) dans les simulations 1D et direction (Oz) dans les simulations 2D). Cela confirme le caractère transverse des champs piégés dans la cavité.

Bilan

Les champs électromagnétiques piégés dans la cavité correspondent à son mode transverse fondamental. Leur longueur d'onde $\lambda_t = 2l_c$ est directement reliée à la largeur l_c de la cavité. Leur amplitude est imposée par les pressions cinétiques et donc les températures des électrons et des ions aux bords des cavités, conformément aux modèles des solitons électromagnétiques [185].

4.3.3 Variation de la fréquence des champs dans la cavité

Nous nous intéressons dans cette section aux variations de la fréquence et de l'amplitude du champ piégé dans la cavité au cours de l'interaction.

Comme la cavité subit, en plus de son expansion, un mouvement vers la face arrière du plasma (voir fig 4.1.c-d), le champ piégé se déplace spatialement. On réalise donc, sur la figure 4.13, une analyse

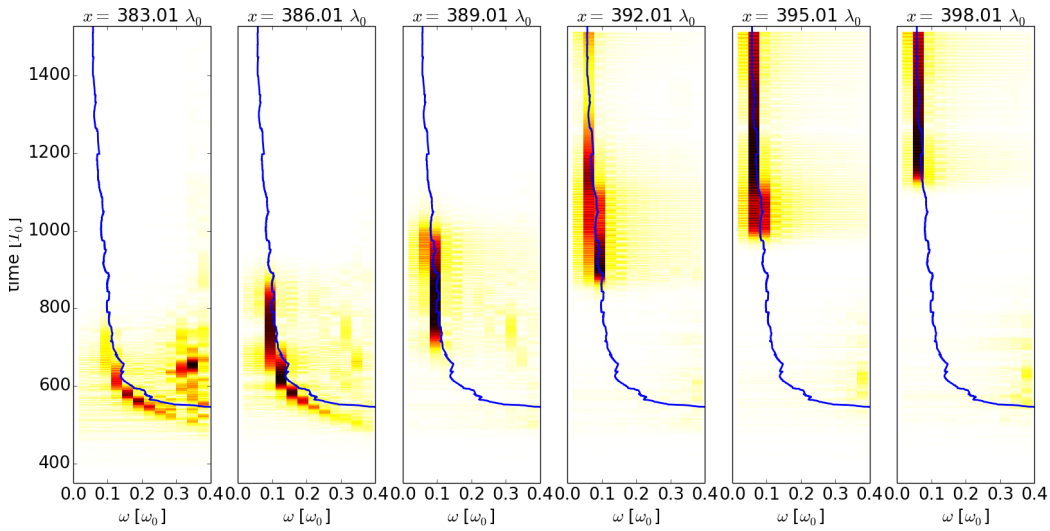


FIGURE 4.13: Comparaison de la fréquence du champ piégé dans la cavité donnée par l'analyse temps-fréquence avec la fréquence de résonance de la cavité (courbe bleue) en différentes positions

temps-fréquence des champs E_y aux positions traversées par la cavité depuis sa formation jusqu'à la fin de la simulation à $t = 1528\,T_0$. Ces analyses (en rouge et noir) du champ électrique E_y dans la simulation PIC montrent une diminution de la fréquence du champ piégé dans la cavité jusqu'à une valeur d'environ $0.06\omega_0$. Cette diminution est en excellent accord avec la diminution de la fréquence propre de la cavité donnée par la relation (4.8) et représentée par la courbe bleue.

Cette diminution est donc en parfait accord avec le modèle stationnaire de M. Lontano et al. [185] qui suppose un équilibre entre la pression magnétique de la cavité et la pression cinétique du plasma à ses bords. Cela est dû au fait que l'évolution de la taille de la cavité est suffisamment lente pour être considérée comme adiabatique et permettre la conservation de la quantité l_c/λ_t où λ_t est la longueur d'onde des champs effectivement piégés.

On se propose maintenant de vérifier la conservation du nombre de photons à l'intérieur de la cavité. Ce nombre s'écrit :

$$N_{ph,c} = \frac{1}{\hbar\omega_t}\frac{\varepsilon_0 E_t^2}{2} V_c \tag{4.14}$$

où $V_c = l_c S_c$ et S_c sont respectivement le volume et la surface transverse de la cavité, E_t est l'amplitude du champ électrique piégé ($E_t = (2n_0(T_e + T_i/Z)/\varepsilon_0)^{1/2}$ d'après la relation (4.11)) et $\hbar\omega_t$ est l'énergie de chaque photon piégé.
Le nombre de photons par unité de surface s'écrit alors :

$$\frac{N_{ph,c}}{S_c} = \frac{\varepsilon_0 E_t^2 l_c}{2\hbar\omega_t}. \tag{4.15}$$

Et comme les champs électromagnétiques piégés dans la cavité sont dans le mode fondamental $\omega_t = \omega_{rc} = \frac{\pi c}{l_c}$, on peut écrire :

$$\frac{N_{ph,c}}{S_c} = \frac{\varepsilon_0 \pi c}{2\hbar}\left(\frac{E_t}{\omega_t}\right)^2 \tag{4.16}$$

On déduit de cette relation, qu'au cours de l'expansion adiabatique de la cavité, la quantité E_t/ω_t doit être conservée. Ayant montré précédemment la décroissance de la fréquence ω_t du champ piégé, on s'attend donc à ce que son amplitude diminue également.

Pour le vérifier, on trace en figure 4.14, l'amplitude du champ E_y mesurée numériquement au centre la cavité avec le temps (points bleus). On délimite également sur cette figure les trois régimes précédemment mentionnés : le régime (R1) où la cavité est traversée par le champ laser et le champ rétro-diffusé Raman, le régime (R2) où elle est traversée par le champ rétro-diffusé Raman et le régime (R3) où elle n'est traversée par aucun champ électromagnétique de forte amplitude mais contient seulement les champs piégés. La mesure du champ E_y au centre de la cavité (points bleus) confirme donc qualitativement cette diminution de l'amplitude d'oscillation avec le temps. Pour vérifier cette diminution de

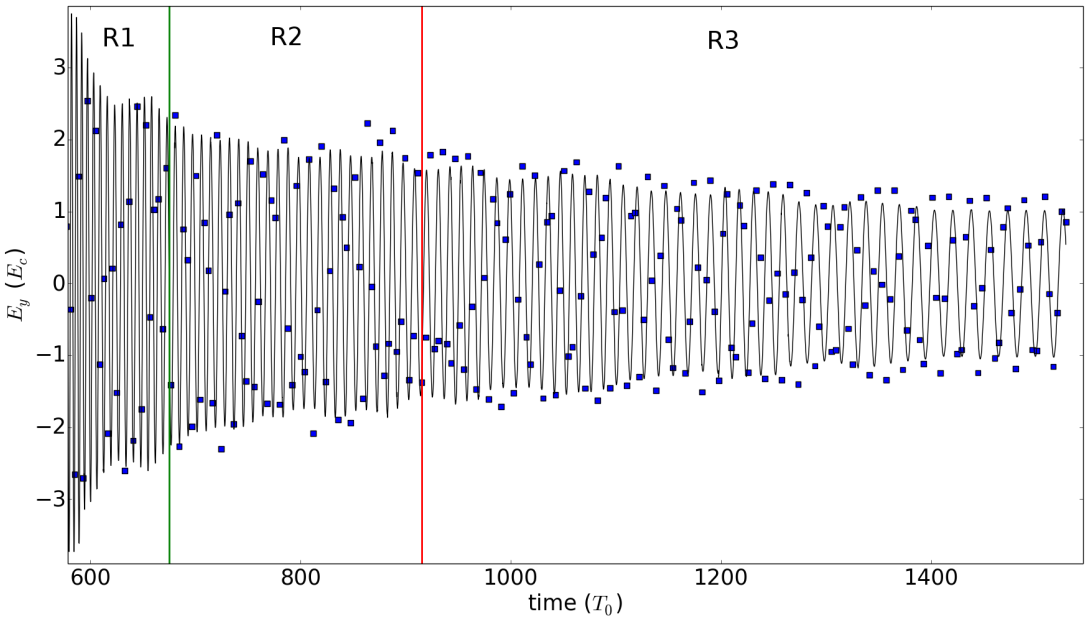


FIGURE 4.14: Comparaison de l'amplitude du champ transverse simulé au centre de la cavité (points bleus) et du champ théorique $E_t^{th}(t)$. On distingue les trois régimes de la cavité pendant lesquelles la cavité est traversée par l'onde laser et les ondes rétro-diffusées (R1), la cavité est seulement traversée par les ondes rétro-diffusées (R2) et la cavité ne contient que le champ piégé (R3).

façon quantitative, on trace (courbe noire) l'évolution de l'amplitude théorique du champ transverse au centre de la cavité :

$$E_t^{th}(t) = \frac{\omega_t(t)}{\omega_t(t_r)} \sqrt{\frac{2n_0}{\varepsilon_0}\left(T_e(t_r) + \frac{T_i(t_r)}{Z}\right)} \sin\left(\int^t \omega_t(t')\,\mathrm{d}t'\right). \tag{4.17}$$

Cette expression basée sur la relation (4.10) est composée :

— d'une partie oscillante $\sin\left(\int^t \omega_t(t')\,\mathrm{d}t'\right)$ dont la fréquence $\omega_t(t)$ varie avec le temps conformément à la conversation de la quantité $l_c\omega_t$,

— et d'un terme d'amplitude $\omega_t(t)(2n_0(T_e(t_r) + T_i(t_r)/Z)/\varepsilon_0)^{1/2}$, obtenu par la mesure des températures $T_e(t_r)$ et $T_i(t_r)$ à un instant (ici $t_r = 1528\,T_0$) de la simulation et d'un terme de fréquence $\omega_t(t)$ conformément à la prédiction de la conservation de E_t/ω_t.

On constate alors que la mesure du champ E_y au centre de la cavité dans la simulation PIC en géométrie 1D (points bleus) est en très bon accord avec les prédictions théoriques (courbe noire). La quantité E_t/ω_t est donc un autre invariant adiabatique de l'expansion de la cavité.

Il faut noter que le facteur $\omega_t(t)/\omega_t(t_r)$ présent dans la relation (4.17) est une technique pour vérifier la conservation de la quantité E_t/ω_t. En réalité, ce sont les variations des températures des électrons et des ions au voisinage de la cavité qui imposent des variations de pression cinétique à ses bords. Ces variations sont alors adiabatiquement compensées par une variation de la pression électromagnétique des champs piégés et donc de l'amplitude du champ au centre de la cavité.

Bilan

L'expansion de la cavité au cours de la simulation est suffisamment lente pour être considérée comme adiabatique. Elle permet ainsi la conservation du nombre du photons et le champ piégé reste toujours dans le mode fondamental de la cavité. Cela se traduit par la conservation de deux invariants : l_c/λ_t et E_t/ω_t.

4.3.4 Brisure des cavités : libération des champs électromagnétiques

Dans la section 4.3.1, nous avons montré que le chauffage du plasma dû au développement de l'instabilité Raman entraînait la libération du soliton électromagnétique à l'origine de la formation de la cavité observée en figure 4.1. Nous allons montrer, dans cette section, que ce peut être généralisé aux autres solitons électromagnétiques et que le chauffage électronique joue un rôle important sur la densité des cavités subsistant dans les plasmas.

Pour cela, nous avons réalisé une seconde simulation en géométrie 1D absolument identique à celle présentée depuis le début de ce chapitre. La seule différence avec la simulation de référence tient au fait que le profil de l'impulsion laser a été artificiellement coupé au bout des 40 premiers cycles optiques, de sorte que l'intensité de cette impulsion n'excède pas 9.1×10^{17} W.cm^{-2}. L'impulsion laser garde le même profil sinusoïdal de montée en amplitude par rapport à la simulation de référence mais sa durée reste limitée à $40\,T_0$, de sorte que le chauffage du plasma ne se produit pas.

On constate alors que le soliton électromagnétique situé en $x \approx 386\,T_0$ et aboutissant à la formation de la cavité (voir figure 4.9) ne s'échappe pas du plasma. On mesure alors la fréquence de coupure $\omega_{pe0}/\sqrt{\langle\gamma_e\rangle}$ dans cette région du plasma pour cette simulation où l'instabilité SRS ne se développe pas et on la trace en courbe verte sur la figure 4.9.a. Contrairement à celle du cas où l'instabilité SRS se développe (courbe bleue), elle ne devient pas inférieure à la fréquence du soliton électromagnétique (bande rouge), ce qui explique que ce dernier reste confiné dans le plasma.

Nous élargissons cette analyse en comparant en figure 4.15, la distribution des champs $E_{y,+}$ se propageant vers l'avant (a,b), des champs $E_{y,-}$ se propageant vers l'arrière (c,d) et de la densité protonique (e,f) au front du plasma dans le cas d'un plasma chauffé par l'instabilité SRS (a,c,e) et dans le cas d'un plasma "froid" (b,d,f) où l'impulsion laser a été coupée au bout de 40 cycles optiques. Les lignes noires en trait plein et pointillés montrent la zone où l'instabilité SRS se développe. La ligne verticale en pointillés noirs montre sur toutes les figures le bord gauche du plasma.

Les conditions initiales étant identiques dans les deux simulations, on constate que le front laser produit, dans les deux cas, quatre à cinq solitons électromagnétiques (voir les figures 4.15.a-e). Dans le cas où l'instabilité SRS se produit et chauffe le plasma, les solitons électromagnétiques piégés s'échappent du fait de l'abaissement de la fréquence de coupure (voir figure 4.15.c). En revanche, les figures 4.15.b-c montrent, que dans le cas où le plasma n'est pas chauffé, ces solitons restent confinés dans le plasma. Ils ont alors suffisamment de temps pour expulser localement les électrons et les ions de leur position pour aboutir à la formation de cavités. On compte ainsi quatre cavités dans la distribution de densité protonique en figure 4.15.f dans le cas d'un plasma froid, et seulement une dans le cas du plasma chaud.

Nous constatons d'ailleurs, en comparant attentivement les figures 4.15.e et 4.15.f, les prémisses de la formation de cavités dans le plasma chaud aux positions où les cavités du plasma froid apparaissent. Mais c'est seulement la cavité à la position $x \approx 386\,\lambda_0$ qui s'est formée. Il faut d'ailleurs remarquer que le chauffage plasma par l'instabilité SRS autour de cette cavité est particulièrement important et porte les électrons à une énergie de $\langle\gamma_e\rangle \sim$ 3-6 de part et d'autre de la cavité. Mais lorsque ces énergies sont atteintes vers $t \approx 540\,T_0$, et que la fréquence de coupure est, par conséquent, réduite à $\omega_{pe0}/\sqrt{\langle\gamma_e\rangle} \approx 0.3\,\omega_0$, la fréquence du champ piégé lui est toujours inférieure et vaut déjà $0.2\,\omega_0$, et ce parce que la cavité a déjà subi le début de son expansion. La persistance de la cavité dans le plasma vers $x \approx 386\,\lambda_0$ semble donc être le fruit de conditions multiples et contraires :

- émission du soliton électromagnétique qui l'a formée,
- piégeage rapide des champs diffusés Raman en quantité suffisante pour que la pression électromagnétique des champs piégés soit comparable à la pression cinétique aux bords de la cavité et que par conséquent :
  - la cavité ne se referme pas,
  - les champs piégés ne soient pas libérés sous l'effet de l'abaissement de la fréquence de coupure.

Par ailleurs, des simulations réalisées avec des paramètres physiques identiques mais des paramètres numériques différents ont montré la formation d'approximativement le même nombre de cavités mais à des positions différentes dans le plasma. La formation et la persistance des cavités semble donc être de nature stochastique.

On peut néanmoins montrer que par le choix de la densité plasma et de l'intensité laser, il est possible de contrôler le nombre de cavités formées. On donne, en figure 4.16, la densité de cavités (nombre de cavités par λ_0) en fonction de la densité plasma et de l'intensité laser. A noter que pour chaque simulation, cette densité correspond au rapport du nombre de cavités sur la longueur de pénétration de l'onde laser dans le plasma et non sur la longueur totale du plasma.

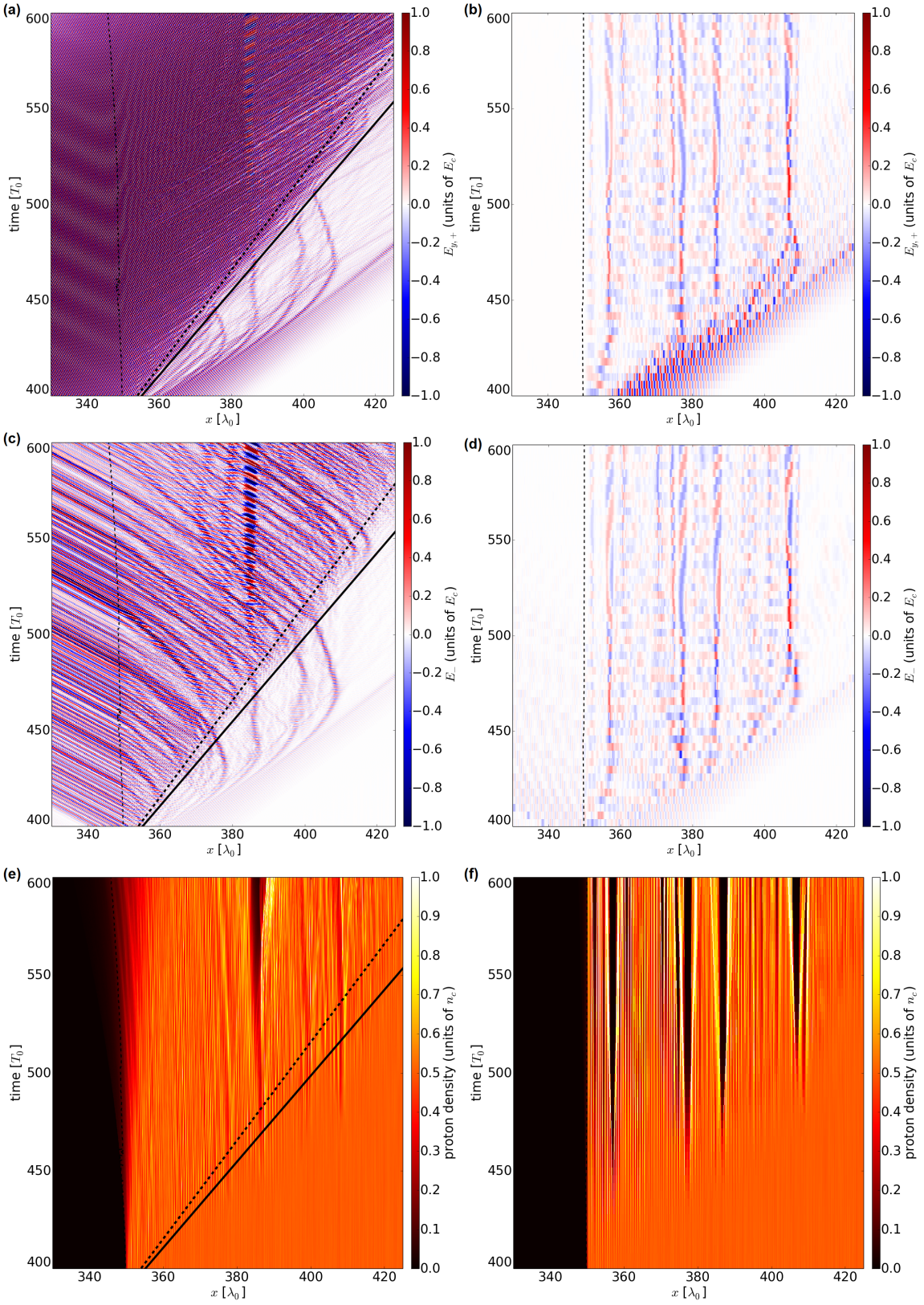


FIGURE 4.15: Distribution des champs $E_{y,+}$ se propageant vers l'avant (a,b), des champs $E_{y,-}$ se propageant vers l'arrière (c,d) et de la densité protonique (e,f) dans le cas d'un plasma chauffé par l'instabilité SRS (a,c,e) et dans le cas d'un plasma "froid" (b,d,f).

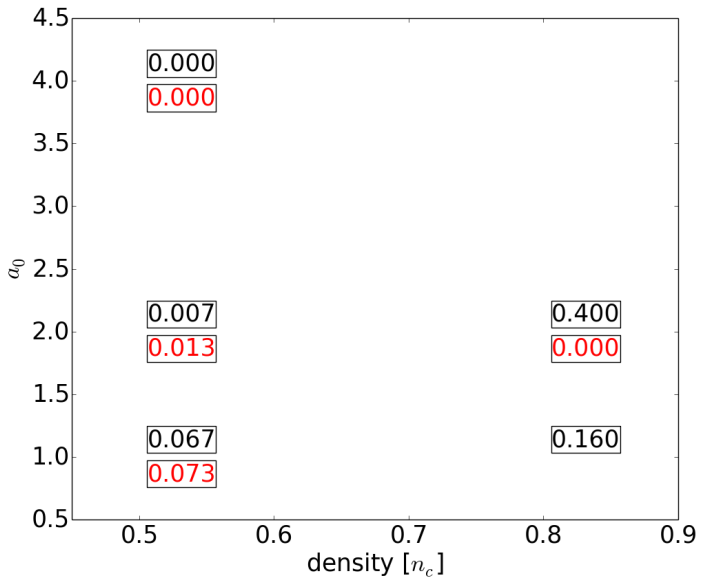


FIGURE 4.16: Nombre de cavités électromagnétiques par λ_0 en fonction de la densité plasma et de l'intensité laser, pour une onde laser polarisée circulairement (noir) ou linéairement (rouge). Pour tous ces cas, la densité et la longueur du plasma restent respectivement fixés à $0.5\,n_c$ et $150\,\lambda_0$. La durée de l'impulsion laser reste également fixée à $300\,T_0$.

On constate alors que cette densité de cavités est d'autant plus élevée que la densité plasma est grande et que l'intensité laser est faible. En particulier, lorsque l'intensité laser est multipliée par quatre ($I_{\max} \approx 2.2 \cdot 10^{19}$ W.cm^{-2}) par rapport à la simulation de référence de ce chapitre, aucune cavité n'est observée dans le plasma. En revanche, lorsque l'intensité laser est divisée par un facteur quatre ($I_{\max} \approx 1.4 \cdot 10^{18}$ W.cm^{-2}), le nombre de cavités formées est beaucoup plus important. Cette discussion sur le nombre de cavités doit alors être mise en relation avec celle concernant l'absorption plasma (section 3.2) par l'instabilité SRS. On constate alors que c'est lorsque l'instabilité SRS ne se développe pas et le chauffage plasma est le moins important, que la densité de cavités est la plus grande. Cela est en accord avec la discussion faite sur les simulations présentées en figure 4.15 : dans tous les cas, le front de l'onde laser produit par instabilité modulationnelle, des solitons électromagnétiques qui creusent localement le plasma et produisent des cavités. Mais si le chauffage plasma est trop important au moment de la formation de la cavité, c'est-à-dire au moment où la fréquence du soliton électromagnétique est légèrement inférieure à la fréquence de coupure, alors cette fréquence de coupure peut être réduite et les solitons libérés. La cavité ne survit alors pas.

Les cavités électromagnétiques peuvent également se briser après leur formation, lorsqu'elles sont au voisinage d'un bord du plasma. A titre d'illustration, la figure 4.17 présente le cas de l'interaction d'une impulsion laser polarisée circulairement d'intensité maximale $I_{\max} \approx 5.5 \times 10^{18}$ W.cm^{-2} ($a_{0,c} = 1.41$) avec un plasma de densité $n_{e0} = 0.8\,n_c$. Lors de cette interaction, environ quatre cavités se forment au niveau du front plasma comme cela est montré sur les figures 4.17.a et 4.17.b. Si deux de ces cavités gardent bien leurs champs électromagnétiques piégés (numérotés en vert (2) et (3) sur la figure 4.17.c) au cours de l'interaction, les deux cavités placés en face avant du plasma se brisent (voir les cercles gris sur les figures 4.17.a-b) et libèrent ainsi le champ électromagnétique qui y était piégé (voir champ (1) sur la figure 4.17.c). Cette brisure est sans doute due à l'expansion du plasma qui a entrainé la diminution de la pression cinétique au bord gauche des cavités.

Le champ de basse fréquence est donc émis depuis la face avant du plasma et se propage jusqu'au bord gauche de la boite numérique. L'analyse temps-fréquence des champs rétro-diffusés à ce bord montrent effectivement le passage d'un pic électromagnétique de basse fréquence $\omega_t \sim 0.2\,\omega_0$. L'émission d'ondes électromagnétiques de basse fréquence par le plasma peut donc être due à la brisure de cavités électromagnétiques [124].

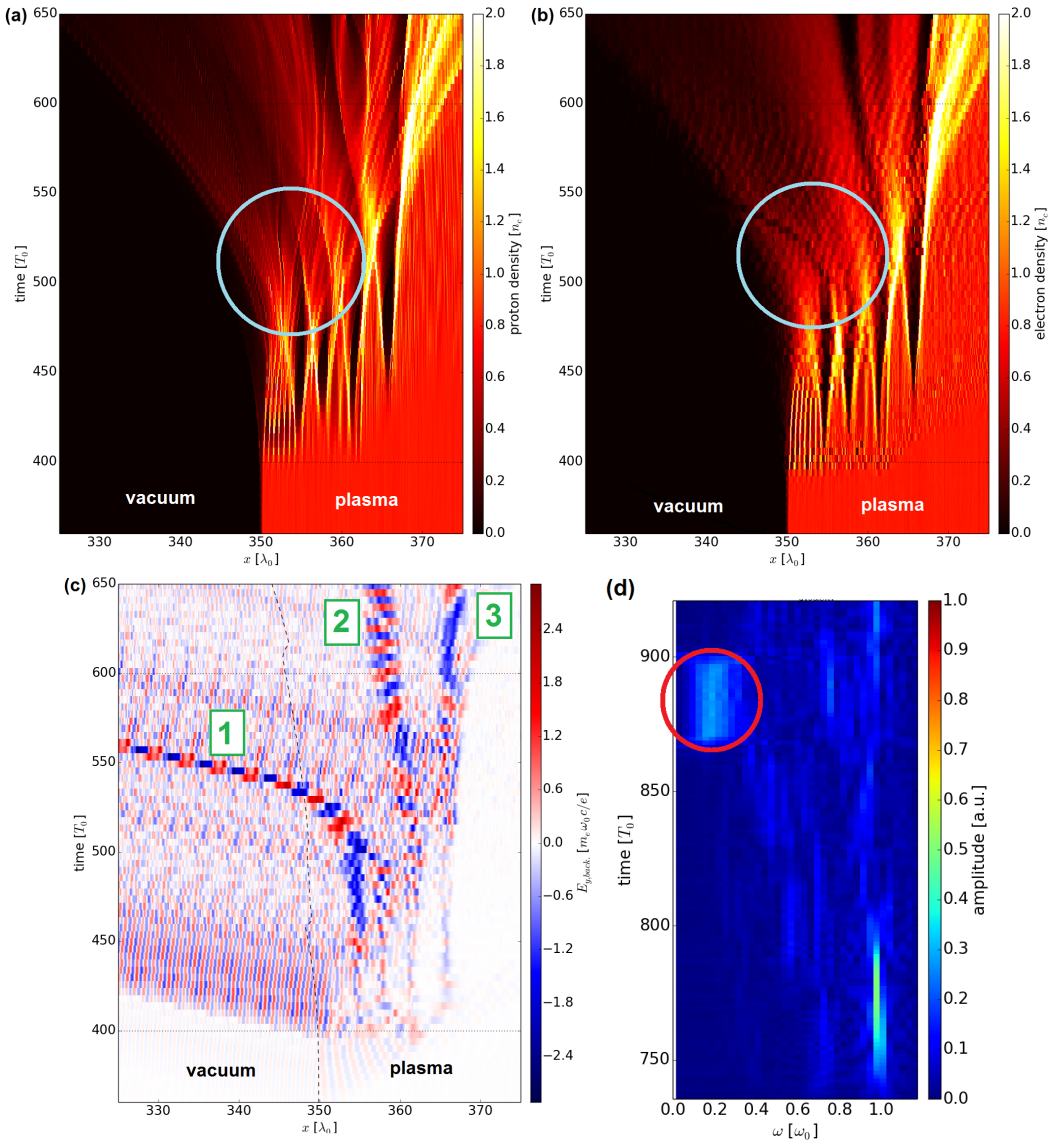


FIGURE 4.17: Évolutions temporelles de la densité ionique (a), de la densité électronique (b) et du champ rétro-diffusé E_{y-} (c). Analyse temps-fréquence des champs rétro-diffusés au bord gauche de la boite numérique (d). Ce cas correspond à l'interaction d'une impulsion laser polarisée circulairement d'intensité maximale $I_{\max} \approx 5.5 \times 10^{18}$ W.cm^{-2} avec un plasma de densité $n_{e0} = 0.8\, n_c$.

Bilan

La survie des cavités dans le plasma pendant l'interaction repose sur des conditions multiples et contraires. Pour qu'une cavité survive dans le plasma, il faut notamment que les conditions suivantes soient respectées :

— La pression électromagnétique des champs piégés doit rester supérieure à la pression cinétique aux bords de la cavité. Cette dernière doit donc capturer suffisamment de champs électromagnétiques pour pouvoir survivre.

— La fréquence des champs piégés doit rester inférieure à la fréquence de coupure, qui peut fortement diminuer sous l'effet du chauffage plasma. La cavité doit donc suffisamment s'élargir pour abaisser la fréquence des champs piégés en dessous du seuil de transparence.

Les cavités sont alors plus présentes dans les plasmas interagissant avec des impulsions laser de plus faible intensité, c'est-à-dire, là où le chauffage plasma reste modérée au moment de leur formation.

4.4 Interaction de la cavité avec le reste du plasma

Dans cette section, nous nous intéressons à la façon dont la cavité interagit avec le reste du plasma. On étudiera d'abord cette interaction d'un point de vue "mésoscopique" en considérant les échanges d'énergie de la cavité dans sa globalité avec le reste du plasma (section 4.4.1). Puis on considérera cette interaction d'un point de vue plus microscopique en étudiant la génération de solitons acoustiques en section 4.4.2.

4.4.1 Interaction mésoscopique de la cavité avec le reste du plasma

La figure 4.18 donne l'évolution des densités moyennes électroniques (traits pointillés) et ioniques (traits pleins) à gauche (courbes noires, densités moyennées sur $5\,\lambda_0$), à l'intérieur (courbes bleues, densités moyennées sur la taille de la cavité) et à droite (courbes rouges, densités moyennées sur $5\,\lambda_0$) de la cavité. On distingue également sur cette figure les trois régimes (R1), (R2) et (R3). On rappelle que le premier correspond au passage de l'onde laser et d'ondes électromagnétiques rétro-diffusées à travers la cavité, que le deuxième correspond au passage des ondes rétro-diffusées SRS émises par la face arrière du plasma et que le troisième correspond au passage d'ondes de faible amplitude. Les densités de particules de part et d'autre de la cavité sont à $t \sim 600\,T_0$ de l'ordre de la densité initiale $n_0 = 0.5\,n_c$ mais subissent une décroissance du fait de l'expansion du plasma liée au chauffage par l'onde laser. La densité moyenne de particules à l'intérieur de la cavité est elle nettement plus faible. Il est notable que les densités électroniques et ioniques à gauche de la cavité, c'est-à-dire en face avant du plasma, soient significativement inférieures à celles de droite. La cavité agit donc comme une barrière pour les particules du plasma en les empêchant de circuler à travers elle et notamment de subir la détente du plasma en face avant.

Il faut ajouter à cela que la cavité est formée assez proche de la face avant du plasma. C'était le cas aussi des cavités formées en polarisation linéaire (voir figures 3.3.a-d) et c'est ce que l'on observe dans les autres simulations. Cela est lié au fait que le mécanisme à l'origine de la formation des cavités est l'instabilité modulationnelle qui se produit pour les intensités laser plutôt faibles, c'est-à-dire préférentiellement pour le front de l'impulsion laser. C'est ce dernier qui va en premier interagir avec la face avant du plasma et c'est donc dans cette zone où les cavités se forment. En revanche, à des positions plus profondes du plasma, et notamment à la face arrière, l'impulsion laser a atteint son amplitude maximale de sorte que c'est préférentiellement la diffusion Raman qui se développe.

Le fait que la cavité agisse comme une barrière et isole ainsi une petite partie du front du plasma qui est par ailleurs, d'avantage chauffée, explique que cette partie du plasma en amont de la cavité va subir une expansion rapide et importante. Cela explique que la densité moyenne de particules à gauche de la cavité est largement inférieure à celle de droite.

Pour empêcher ainsi les particules de circuler à l'intérieur du plasma, la cavité possède nécessairement une certaine quantité d'énergie électromagnétique associée aux champs piégés et qui représente une barrière de potentiel pour les particules. Comme nous l'avons expliqué dans la section 2.2.2.3, cette quantité est liée à la géométrie de la simulation. On la note $\mathcal{D}_{EB}$. Dans la suite, on cherche à caractériser cette densité d'énergie en la comparant également avec la densité d'énergie électrostatique $\mathcal{D}_{E_x}$ et celle

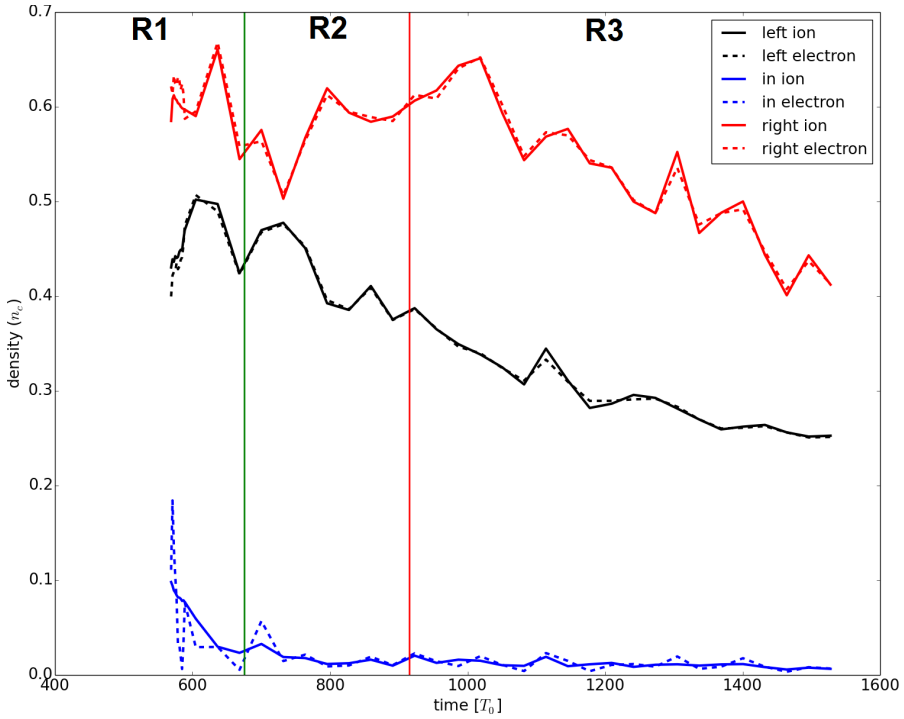


FIGURE 4.18: Évolutions temporelles des densités électronique et ionique à gauche, à l'intérieur et à droite de la cavité

des particules $\mathcal{D}_{kin,\alpha}$ éventuellement présentes à l'intérieur de la cavité. Ces densités d'énergies sont données par :

$$\mathcal{D}_{EB} = \frac{1}{2}\int_{l_c}\left(\varepsilon_0(E_y^2+E_z^2)+\frac{1}{\mu_0}(B_y^2+B_z^2)\right)\mathrm{d}x \tag{4.18}$$

$$\mathcal{D}_{E_x} = \frac{\varepsilon_0}{2}\int_{l_c} E_x^2\,\mathrm{d}x \tag{4.19}$$

$$\mathcal{D}_{kin,\alpha} = \sum_i W_{\alpha,i}(\gamma_{\alpha,i}-1)m_{\alpha,i}c^2. \tag{4.20}$$

où $\int_{l_c}$ est l'intégrale sur la taille de la cavité, $\sum_i$ est la somme sur les macroparticules situées dans la cavité, $W_{\alpha,i}$ est le poids de chaque macroparticule.

Ces énergies sont tracées sur la figure 4.19 par les courbes bleue (énergie électromagnétique), verte (énergie électrostatique), noire (énergie électronique) et violette (énergie ionique). Techniquement, ces densités d'énergies sont calculées à partir de données différentes, sur deux intervalles de temps, ce qui explique la discontinuité observée vers $t \approx 600\,T_0$:

— Courbes tracées de $t \approx 450\,T_0$ à $t \approx 590\,T_0$ où la taille de la cavité est donnée par les contours de densité $n_i = 0.4n_c$. Ces énergies sont calculées au moment de la formation de la cavité lorsque la densité de particules est encore assez élevée.

— Courbes tracées de $t \approx 620\,T_0$ à $t = 1528\,T_0$ (fin de la simulation) où la taille de la cavité est donnée par les contours de densité $n_i = 0.1n_c$. Ces énergies sont calculées lorsque la cavité a fini de se former et d'expulser les particules.

L'utilisation de ces deux types de données nous permet de reconstituer l'histoire de la cavité.

On compare alors l'évolution temporelle de ces énergies avec la succession des trois régimes (R1), (R2) et (R3) précédemment mentionnés. Dans le régime (R1), où la cavité est traversée par le champ laser et le champ rétro-diffusé, les énergies électromagnétique et électronique augmentent d'abord très rapidement du fait de l'élargissement de la cavité et du piégeage des champs électromagnétiques. L'énergie électronique est alors légèrement inférieure à l'énergie électromagnétique mais finit par stagner avant de décroître du fait de l'expulsion des électrons par la cavité. Dans le régime (R2), où la cavité est seulement traversée par les champs SRS rétro-diffusés, l'énergie électromagnétique est quasi constante et reste dominante face à l'énergie électronique et surtout face aux énergies électrostatiques et ioniques du fait de la

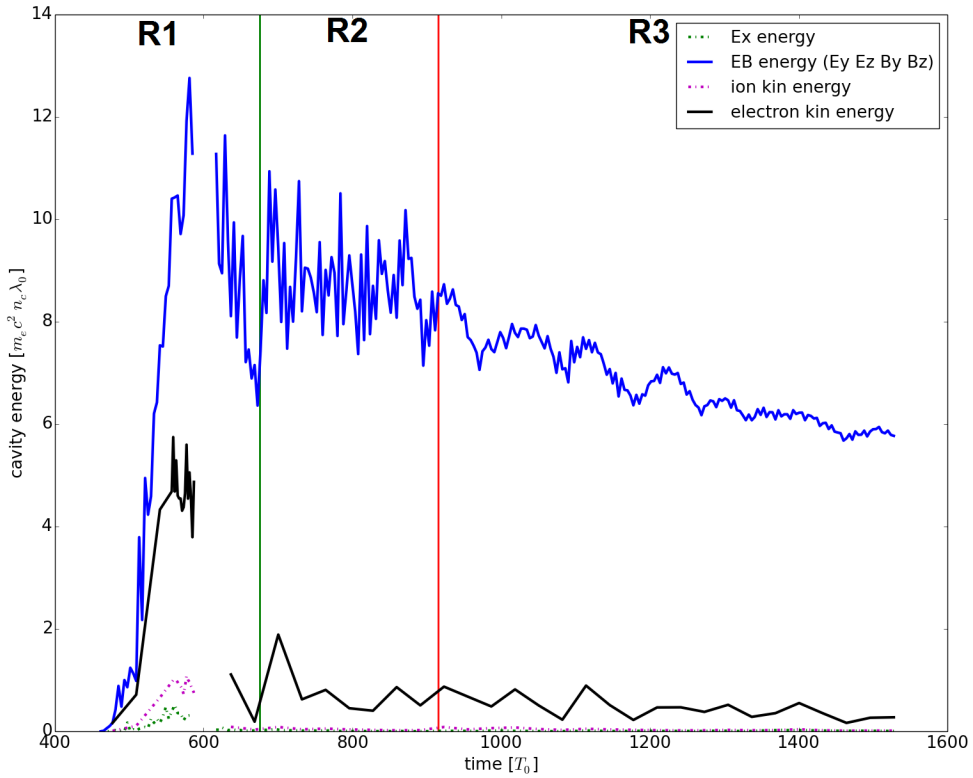


FIGURE 4.19: Énergies électrostatique, électromagnétique et cinétiques de la cavité en comparaison de la différence des flux de Poynting cumulés

quasi-neutralité de la cavité et de la quasi-absence des ions dans la cavité. L'énergie électromagnétique de la cavité décroît enfin dans le régime (R3), où elle n'est plus traversée par des champs de grande amplitude.

C'est donc l'énergie électromagnétique qui maintient l'intégrité de la cavité pendant l'interaction. Toutefois, celle-ci est tout de même soumise à la pression cinétique des électrons à chacun de ses bords. Pour comprendre la dynamique de la cavité, nous calculons donc d'une part les pressions électromagnétiques P_{EB} et électrostatiques P_{E_x} à l'intérieur de la cavité et d'autre part les pressions cinétiques $P^{in}_{kin,e}$ et $P^{ext}_{kin,e}$ des électrons à l'intérieur et aux bords de la cavité :

$$P_{EB} = (\alpha_{ph} - 1)\frac{\mathcal{E}_{EB}}{l_c} \qquad P_{E_x} = (\alpha_{pl} - 1)\frac{\mathcal{E}_{E_x}}{l_c} \qquad P^{in}_{kin,e} = (\alpha_e - 1)\frac{\mathcal{E}^{in}_{kin,e}}{l_c} \tag{4.21}$$

$$P^{ext}_{kin,e} = (\alpha_e - 1)\frac{\mathcal{E}^{ext}_{kin,e}}{l_m}. \tag{4.22}$$

où l_c est la largeur de la cavité et $l_m = 5\,\lambda_0$ est la distance sur laquelle sont moyennées les densités d'énergie électronique aux bords de la cavité. Nous avons également introduit dans ces expressions l'indice adiabatique $\alpha_{ph} = 4/3$ des photons, l'indice $\alpha_{pl} = 3$ des plasmons et l'indice α_e des électrons qui varie de $5/3$ (dans le cas non relativiste) à $4/3$ (dans le cas ultra-relativiste). Avec $\langle\gamma_e\rangle \gtrsim 3$, ce sera ce dernier cas que l'on considérera et on prendra $\alpha_e = 4/3$ en première approximation.

L'évolution temporelle de ces pressions est représentée en figure 4.20. Comme pour la figure 4.19, ces données ont été calculées sur deux intervalles différents mais sont en très bons accords puisqu'elles convergent vers $t \approx 600\,T_0$. On constate que la pression exercée par la cavité sur le plasma est dominée par la pression électromagnétique, les pressions électroniques internes et électrostatiques, pouvant être négligées, pour les temps longs, lorsque la cavité a fini sa formation. Les pressions cinétiques électroniques à l'extérieur de la cavité sont du même ordre de grandeur que la pression électromagnétique à l'intérieur tout en étant légèrement inférieures. Ainsi, cette différence explique l'expansion observée de la cavité pendant l'interaction de l'onde laser avec le plasma. D'autre part, comme l'énergie électromagnétique contenue dans la cavité est constante, voire même décroissante, d'après la figure 4.19, et

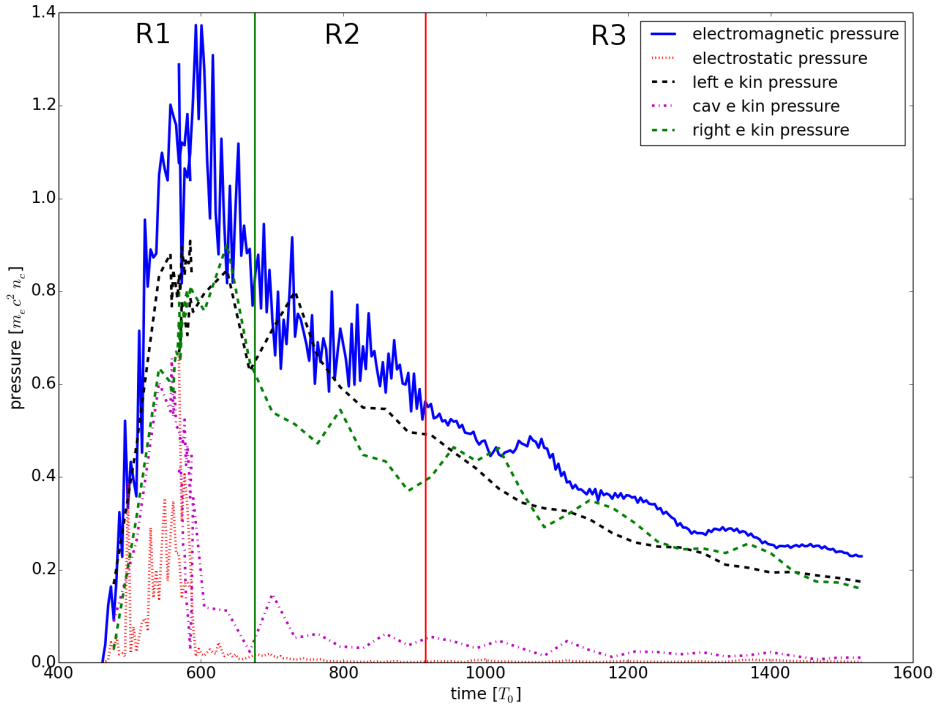


FIGURE 4.20: Pressions cinétiques, électrostatique et électromagnétique mesurées au centre et aux bords de la cavité.

comme la cavité s'élargit, la pression électromagnétique diminue rapidement jusqu'à la fin de la simulation. Cette décroissance est coordonnée avec celle des pressions cinétiques des électrons aux bords de la cavité du fait de la détente du plasma et du transfert de l'énergie électronique aux ions.

On peut alors comparer ces trois pressions pour expliquer le mouvement de la cavité à l'intérieur du plasma. Pour cela, on représente en figure 4.21.b les bords gauche (courbe bleue) et droit (courbe rouge) de cette cavité. On retrace également l'évolution temporelle de la pression électromagnétique de la cavité (courbe noire), et des pressions cinétiques à gauche (bleu) et à droite (rouge) de celle-ci en figure 4.21.a. Nous constatons alors que la pression cinétique à gauche de la cavité est légèrement supérieure à celle de droite jusqu'à $t \sim 1000\, T_0$. Cela explique alors que la cavité soit accélérée vers la droite, avant de ralentir.

Pour comprendre ces différences de pression cinétique de part et d'autres de la cavité, on trace, en figure 4.22, la température électronique en fonction de la position x et du temps. Les bords du plasmas où $n_p > 0.1\, n_c$ sont représentés par les courbes en pointillés noirs. La courbe en rouge foncé vers $x \approx 390\, \lambda_0$ montre la cavité électromagnétique où des électrons peu nombreux mais de forte énergie sont présents [8]. On constate alors que le plasma est beaucoup plus chaud en face avant du plasma, à gauche de la cavité qu'à droite. Ce constat doit être mis en parallèle avec celui fait sur la figure 4.18 qui a montré que la cavité empêchait la libre circulation des électrons au sein du plasma. Les particules accélérés par l'onde laser en face avant ne parviennent pas à se propager d'avantage dans le plasma à cause de la cavité et maintiennent une pression élevée. Ce chauffage inhomogène produit alors une surpression sur la cavité qui est poussée plus profondément dans le plasma.

Pour compléter cette analyse de l'interaction de la cavité avec le reste du plasma, on cherche à calculer l'énergie électromagnétique qui est absorbée par la cavité. Pour cela, on calcule les flux de Poynting cumulés à ses bords. Ces flux sont calculés avec une résolution temporelle assez faible d'environ $4\, T_0$ mais nous avons pu en vérifier la validité en comparant les flux calculés aux bords de la boite numérique en utilisant cette résolution avec ceux calculés par le code OCEAN avec la résolution maximale (voir section 2.2.2.2 et notamment la figure 2.5). Ajoutons également que, comme la cavité subit une expansion et une dérive vers les x croissants, ces flux ne sont pas calculés à des positions fixes. Cette approximation est permise par le fait que les bords de la cavité se déplacent à une vitesse très inférieure à celle de la

8. Comme les électrons dans la cavité sont peu nombreux, la température donnée par cette figure dans la cavité n'est pas significative.

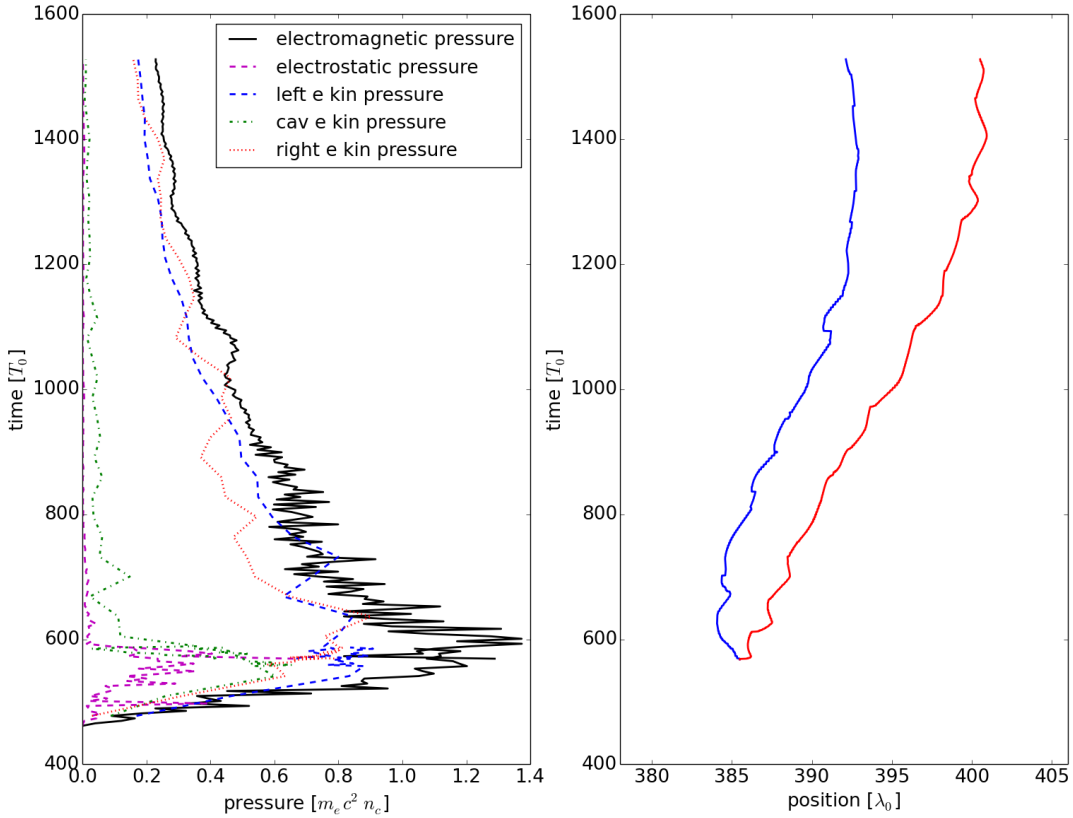


FIGURE 4.21: Pressions cinétiques et électromagnétique mesurées au centre et aux bords de la cavité en comparaison des positions des bords gauche (bleu) et droit (rouge) de la cavité.

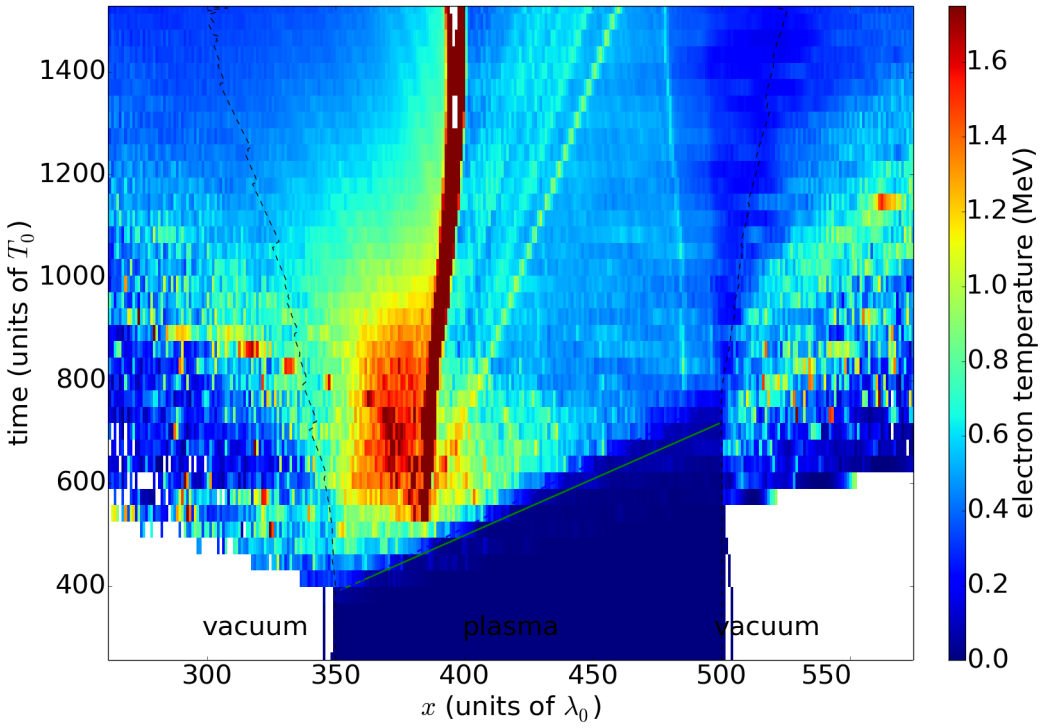


FIGURE 4.22: Température électronique en fonction de la position x et du temps.

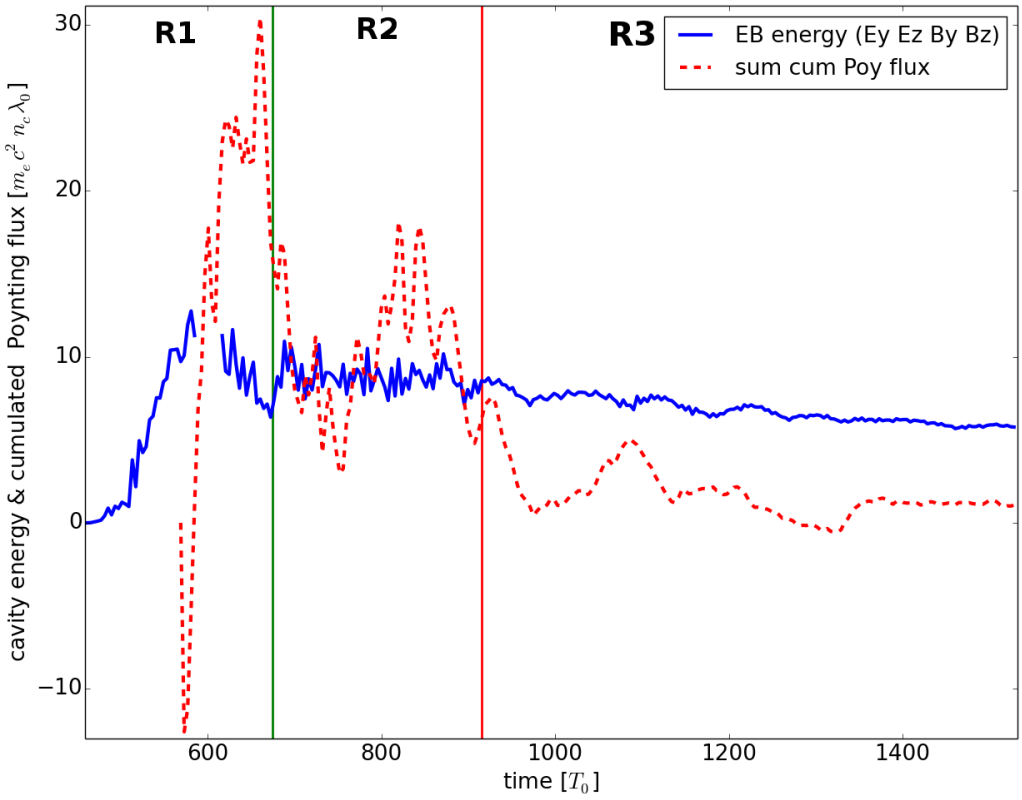


FIGURE 4.23: Comparaison de l'énergie électromagnétique de la cavité et somme des flux de Poynting cumulés calculés à ses bords (courbe rouge en pointillés).

lumière. Précisons enfin que ces flux sont calculés avec la convention que l'énergie entrant dans la cavité comptabilisée comme positive.

On trace alors la somme de ces flux cumulés sur la figure 4.23 (courbe rouge en pointillés). Avec la convention d'orientation choisie pour le calcul de ces flux, cette somme nous donne l'énergie électromagnétique qui n'a pas été transmise par la cavité et donc qui a été absorbée par elle. Nous constatons que cette énergie croît dans le régime (R1), au moment où la cavité se forme et est traversée par les champs électromagnétiques laser et rétro-diffusés. Elle subit des fluctuations assez fortes avant de rester à peu près constante dans le régime (R3) où la cavité n'est plus traversée par des champs électromagnétiques de grande amplitude. On compare alors cette courbe avec l'énergie électromagnétique[9] des champs piégés sur la figure 4.23 (courbe bleue). La comparaison de ces deux courbes montrent une croissance de la somme des flux de Poynting (donc de l'énergie électromagnétique absorbée) et de l'énergie des champs piégés dans la cavité aux premiers instants (avant $t \sim 600\, T_0$). En revanche, la somme des flux de Poynting augmente à des valeurs plus importantes que la seule énergie électromagnétique piégée dans la cavité. Cela suggère donc qu'une partie des champs qui traversent la cavité ne sont pas piégés par elle mais absorbés par d'autres processus.

Pour confirmer cette observation, nous faisons le bilan en énergie dans la simulation. Pour cela, nous calculons les flux de Poynting cumulés à des positions x fixées à l'intérieur de la boite numérique, avec une résolution en temps de $\Delta t = 0.00796 T_0$. Cette analyse est présentée sur la figure 4.24.

La figure 4.24.a montre ainsi :

— Le flux laser cumulé (courbe en pointillés rouges) : ce flux donne l'énergie totale injectée dans la boite numérique.

— Le flux cumulé au bord gauche de la boîte de simulation $x = 0$ (courbe bleue). Il est identique au flux laser au début de la simulation mais ce point est traversé par les champs rétro-diffusés pas le plasma. La zone en bleu clair (correspondant à la différence entre le flux laser et le flux en $x = 0$) donne donc le taux de rétro-diffusion.

— Le flux en $x = 350\lambda_0$, c'est-à-dire au front avant du plasma. Ce flux subit une forte croissance de

9. Nous avions précédemment calculé et tracé cette quantité sur la figure 4.19.

$t = 400$ et $t = 600$ mais n'augmente pas jusqu'à la valeur du flux laser total ($300 m_e c^2 n_c \lambda_0$) : cela est lié au fait que la rétro-diffusion du plasma commence environ $40\, T_0$ après que le front de l'onde laser ait touché le plasma, c'est-à-dire avant que l'impulsion laser n'ait totalement traversé le point $x = 350$. La croissance du flux donné par la courbe verte est donc pondérée par la rétro-diffusion SRS du plasma.

— On trace ensuite le flux cumulé à des positions régulières (tous les $24\lambda_0$) dans le plasma : en $x = 356\lambda_0$, $x = 380\lambda_0$, $x = 404\lambda_0$ et $x = 428\lambda_0$. La différence entre deux flux cumulés donne l'énergie perdue entre les deux positions où les flux sont calculés. Cette énergie perdue peut à priori être transmise au plasma sous forme d'énergie cinétique ou sous forme de rayonnement (rétrodiffusion).
Même si les flux (en $x = 356$, 380, 404 et 428 λ_0) sont calculés à des positions équidistantes, l'énergie perdue par le flux laser entre chaque position n'est pas régulière : cette observation provient de la comparaison de l'écart entre les flux calculés en $380\,\lambda_0$ et $404\,\lambda_0$ (zone en vert clair) d'une part et les flux calculés en $356\,\lambda_0$ et $380\,\lambda_0$ et entre $404\,\lambda_0$ et $428\,\lambda_0$ (zones en jaune). L'énergie perdue dans la zone verte est beaucoup plus importante. Or la cavité se situe justement entre les positions $380\,\lambda_0$ et $404\,\lambda_0$.

On poursuit cette analyse, en calculant les flux de Poynting à des positions beaucoup plus régulières (intervalle de $3\lambda_0$) sur la figure 4.24.b de $x = 380\,\lambda_0$ à $x = 404\,\lambda_0$, c'est-à-dire là où on a constaté la plus grande absorption d'énergie, et là où la cavité se forme. On compare ces flux cumulés avec l'évolution des bords de la cavité donnée par la figure 4.24.c (courbes bleues et rouges). L'écart entre deux flux tracés en figure 4.24.b donne l'énergie absorbée par le plasma entre ces deux positions. On constate alors que cet écart est très régulier pour $t < 700\,T_0$ montrant que l'énergie de l'impulsion laser est absorbée régulièrement au cours de sa propagation. En revanche, cet écart est beaucoup plus important entre les positions $x = 383\,\lambda_0$ et $x = 389\,\lambda_0$: il est de l'ordre de $80\, m_e c^2 n_c \lambda_0$. Or c'est justement entre ces deux positions que la cavité se forme dans le plasma. Cette énergie absorbée au moment où la cavité se forme est donc bien supérieure à l'énergie électromagnétique des champs piégés et est supérieure à la somme des flux de Poyting tracés en figure 4.23 car on a aussi comptabilisé l'énergie qui a été absorbée par le plasma se trouvant de part et d'autres de la cavité. Cela montre donc que l'énergie laser pour former la cavité n'est pas seulement de nature électromagnétique. Une partie de cette énergie est transférée au travail exercée par les forces de pression et permettant l'expansion de la cavité, à l'accélération de particules et à la formation de solitons acoustiques (voir section suivante).

Bilan

Lorsque la cavité se forme dans le plasma, elle absorbe une grande partie de l'énergie de l'impulsion laser. Seule une partie de cette énergie est absorbée par la cavité, le reste est absorbé puis transmis au plasma environnant la cavité. Par ailleurs, la fraction d'énergie détenue par la cavité est essentiellement de nature électromagnétique. C'est cette énergie qui permet à la cavité de garder son intégrité pendant l'interaction car sa pression électromagnétique reste supérieure à celle des pressions cinétiques à chacun de ses bords. Cette différence de pression explique également son expansion au sein du plasma (et par conséquent, on le rappelle, la diminution de la fréquence du champ piégé). En se formant, la cavité empêche la circulation des particules et donc introduit des inhomogénéités dans le chauffage du plasma qui peuvent à leur tour pousser la cavité vers les zones plus froides.

4.4.2 Émission de solitons acoustiques

Les figures 4.1.c-d montrent la propagation de zones de sur-densité dans le plasma depuis la cavité. Pour mieux visualiser ces structures, on donne en figures 4.25.a et 4.25.b un agrandissement de l'évolution temporelle du champ E_x et de la densité ionique. On s'intéresse alors à la plus intense de ces structures. Celle-ci, clairement visible sur les figures 4.25, se propage de la position $x \sim 385\,\lambda_0$ à $x \sim 455\,\lambda_0$. On constate alors que les zones de perturbation de la densité électronique, de la densité ionique et du champ E_x se propagent de façon parfaitement synchronisés avec une vitesse de $v = 0.07\,c$.

Cette perturbation est également présente dans l'espace des phases longitudinal des ions. On donne, en figure 4.26, d'une part la distribution longitudinale des densités électroniques et ioniques (en haut) et d'autre part l'espace des phases (x, v_x) des protons et la distribution du champ E_x (bas) aux temps $t = 891\,T_0$ (a), $t = 1210\,T_0$ (b) et $t = 1496\,T_0$ (c). Sur cette figure, on retrouve la même structure :

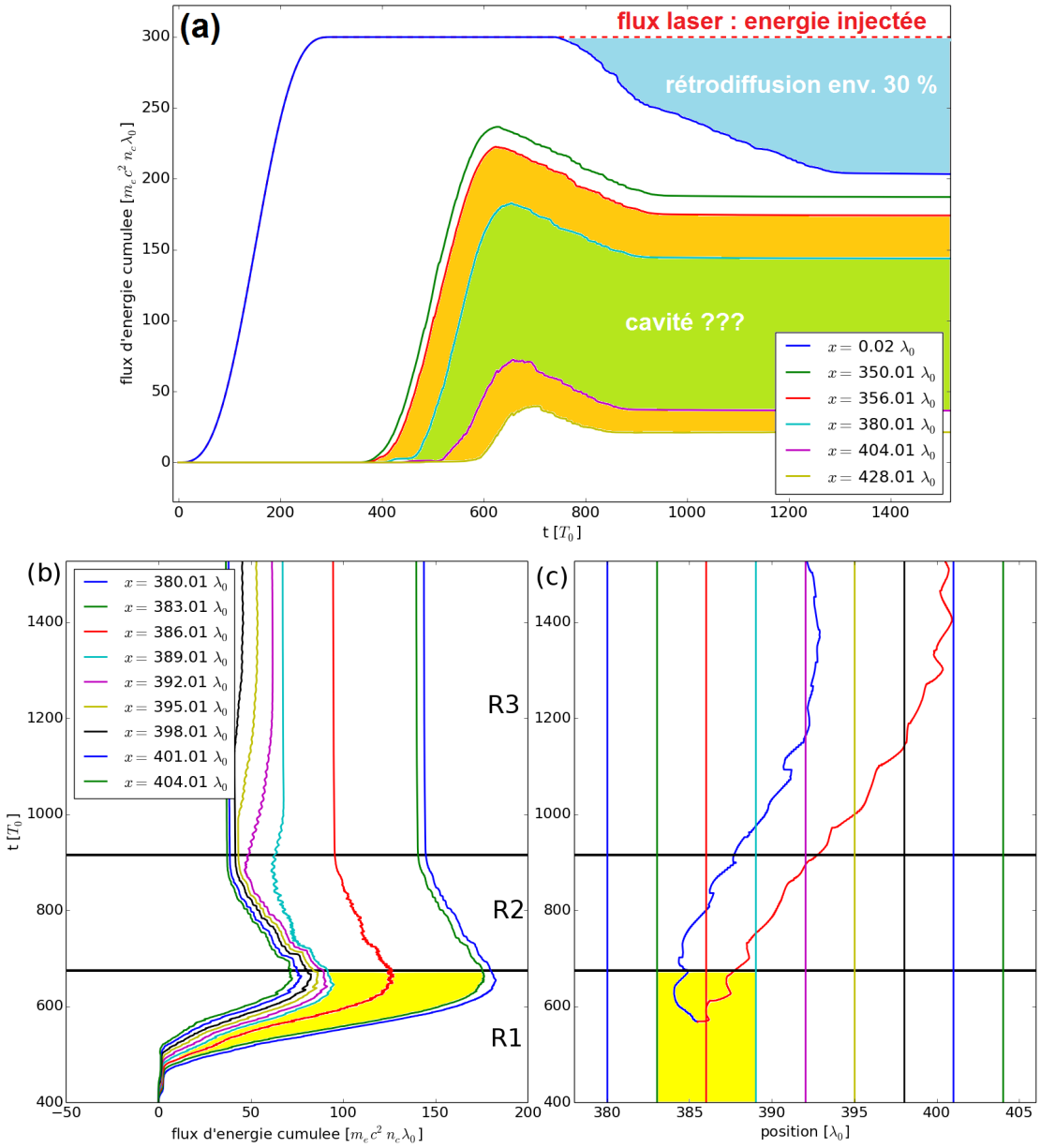


FIGURE 4.24: Flux de Poynting cumulés (a,b) et bords de la cavité en fonction du temps. Les lignes verticales sur la figure (c) donnent les positions où les flux de Poynting tracés en figure (c) sont calculés.

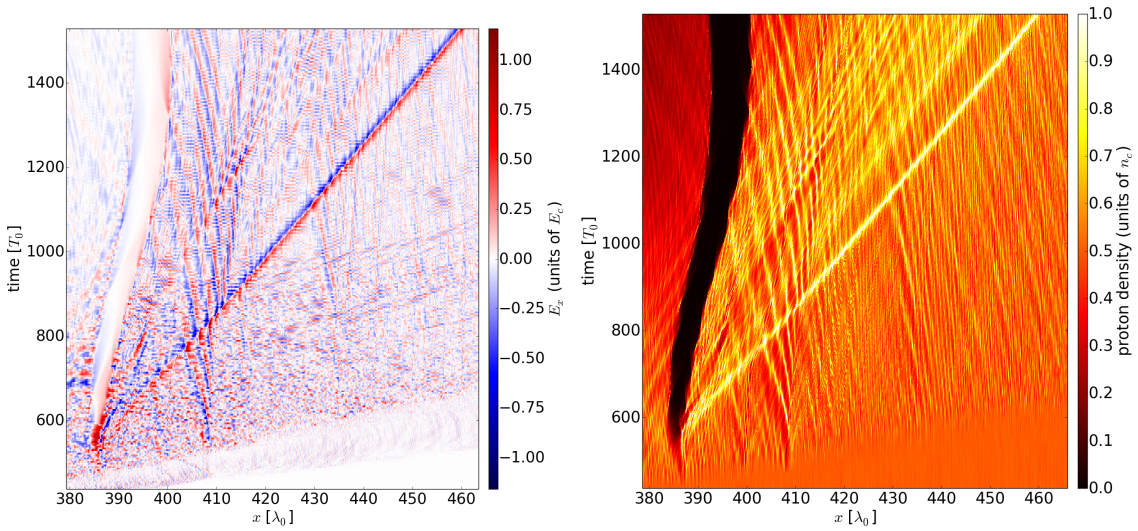


FIGURE 4.25: Champ électrostatique E_x (a) et densité ionique (b) en fonction de la position x et du temps. Pour avoir plus de lisibilité, les échelles de couleurs de la figure (b) n'excède pas $1\,n_c$. Mais en réalité, elle y est supérieure.

— un pic ou plusieurs pics dans la densité protonique,

— un pic plus doux dans la densité électronique ,

— un pic en vitesse dans l'espace des phases (x, v_x) des protons,

— une discontinuité du champ E_x. Comme sur la figure 4.25.a, le champ E_x est positif en amont de la perturbation et négatif en aval.

Nous montrons par ailleurs, que même si ces ions sont mis en mouvement (ce que l'on peut voir dans l'espace des phases), ils ne se déplacent pas avec la perturbation puisque leur vitesse maximale est nettement inférieure à celle de la perturbation ($v = 0.07\,c$) représentée par la ligne rouge horizontale dans les figures 4.26. Cela indique donc clairement que cette perturbation ne correspond pas à un déplacement de particules dans le plasma mais est de nature ondulatoire. De plus, avec une température du plasma de l'ordre de 500 keV et une vitesse du son valant $v_s = \sqrt{k_B T_e / m_i} \approx 0.023\,c$, on déduit que cette perturbation est supersonique et possède un nombre de Mach de l'ordre de 3. Cette perturbation est identifiée comme un *soliton acoustique*.

Cette perturbation apparaît et se propage dans un plasma non collisionnel et sans dissipation d'énergie. Par conséquent, elle ne peut pas produire un chauffage du plasma après sa propagation comme c'est le cas pour un choc. La figure 4.22 montre ainsi que la température du plasma n'augmente pas après le passage de la perturbation.

En analysant de nouveau les figures 4.25.a-b, on constate que le champ E_x garde une amplitude constante importante (de l'ordre du champ Compton), tout le long de sa propagation. On observe également que des structures plus lentes et de plus faible amplitude sont émises depuis la position $x \approx 410\,\lambda_0$ où une deuxième cavité avait commencé à se former sans succès. Ces structures plus lentes croisent le soliton principal vers $t \sim 800\,T_0$ sans le perturber. Cette forte stabilité en amplitude et en vitesse de propagation est tout à fait caractéristique des ondes solitaires [245].

En accord avec les figures 4.1.c-d, les figures 4.26 montrent que la densité ionique est très piquée le long de la perturbation et atteint presque la valeur de $1.5\,n_c$ soit environ trois fois la densité initiale du plasma ($n_0 = 0.5\,n_c$). La distribution de la densité électronique est, quant à elle, beaucoup plus lisse du fait de la température élevée des électrons et de leur faible inertie.

On peut alors effectuer une comparaison entre les caractéristiques du soliton que nous venons de mettre en évidence dans la simulation numérique avec celles prédites par différents modèles théoriques [171, 179]. Ceux-ci décrivent la perturbation de densité ionique sous la forme :

$$n_i = \frac{n_{ias}}{\cosh^2\left(\frac{x - u_{ias} t}{D_{ias}}\right)} \tag{4.23}$$

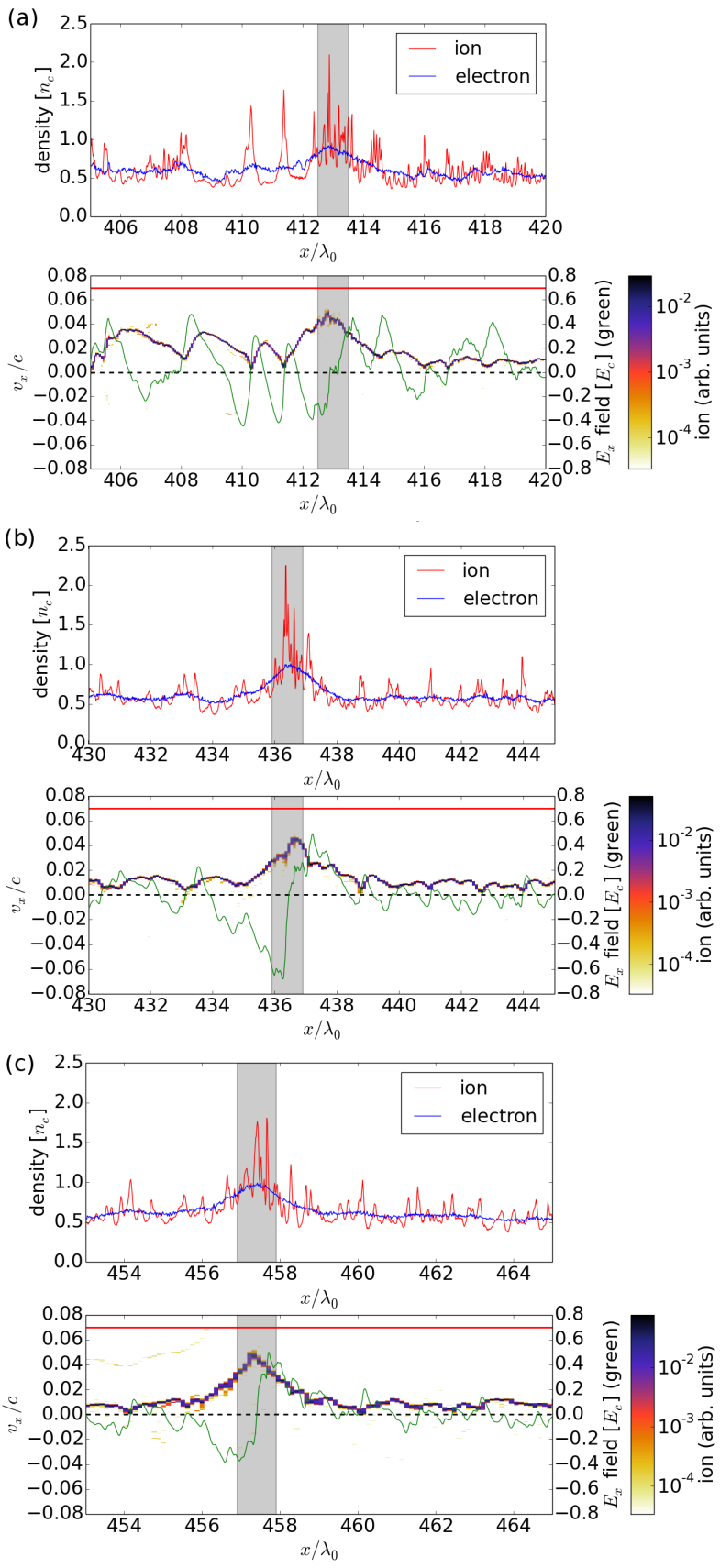


FIGURE 4.26: Densités électroniques et ioniques (haut) et espace des phases longitudinal (x, v_x) des ions et distribution du champ électrostatique E_x (vert) (en bas) en $t = 891\,T_0$ (a), $t = 1210\,T_0$ (b) et $t = 1496\,T_0$ (c). La ligne rouge marque la vitesse de la perturbation $v \approx 0.07\,c$ mesurée précédemment sur les figures 4.25. La barre verticale grise montre la position approchée du soliton relevée sur les mêmes figures.

où n_{ias}, u_{ias} et D_{ias} sont respectivement l'amplitude, la vitesse et la largeur du soliton :

$$u_{ias} = M_{ias} c_s \qquad M_{ias} = 1 + \frac{n_{ias}}{3n_{i0}} \qquad D_{ias} = \sqrt{\frac{6n_{i0}}{n_{ias}}} \lambda_{De} \tag{4.24}$$

où M_{ias} est le nombre de Mach du soliton. Or le soliton que nous avons observé dans la simulation présentée plus haut est caractérisé par une déformation $n_{ias}/n_{i0} \approx 3$ et devrait donc avoir un nombre de Mach $M_{ias} \approx 2$. Cette valeur est inférieure à la valeur du nombre de Mach $M_{ias} = 3$ mesurée dans la simulation. Cette différence peut être expliquée par le fait que les formules analytiques sont valables pour des solitons de petite amplitude $n_{ias} < n_{i0}$ ce qui n'est pas le cas ici.

Toutefois, ce modèle simple peut-être corrigé si on tient compte de la température finie des ions et des électrons [171, 179]. Dans ce cas, le nombre de Mach est corrigé par la relation suivante :

$$M'_{ias} = 1 + \frac{3T_i/T_e + 1/3}{1 + 3T_i/T_e} \frac{n_{ias}}{n_{i0}} \tag{4.25}$$

Avec une valeur de $T_i/T_e \sim 0.1$, on obtient un nombre de Mach $M'_{ias} \approx 2.5$. Cette valeur est légèrement inférieure à celle que nous avons mesurée dans la simulation PIC. Ajoutons enfin que, avec $\delta n_i \approx 3$, la largeur du soliton prédite par la relation (4.24) est de $2\,\lambda_0$, ce qui est en assez bon accord avec celle que nous mesurons sur la figure 4.26.

Bilan

Lors de sa formation, la cavité émet des solitons acoustiques qui mettent localement en mouvement les ions et les électrons. Cette onde solitaire comprime localement les ions et les électrons via un fort champ électrostatique. Ce soliton se propage avec une vitesse supersonique dans le plasma avec une grande stabilité vis à vis des autres perturbations.

4.5 Conclusions

Dans ce chapitre, nous avons présenté une étude des cavités électromagnétiques se formant dans les plasmas quasi-critiques lors de leur interaction avec des impulsions laser relativistes. Cette étude est basée sur une analyse détaillée de simulations PIC 1D mais a également confirmé la formation de ces structures dans les simulations 2D. Nous nous sommes notamment intéressé à la compétition de la formation des cavités avec le développement de l'instabilité SRS.

Cette analyse a notamment permis d'identifier clairement le mécanisme et la séquence des processus permettant la formation de ces cavités électromagnétiques. Ces cavités ont pour origine l'instabilité modulationnelle (appelée aussi, dans ce contexte, de Benjamin-Feir) subie par le front de l'impulsion laser dont l'intensité est trop faible pour exciter la diffusion Raman stimulée. Cette instabilité produit la division du front de l'impulsion laser en plusieurs solitons électromagnétiques indépendants. Ces derniers, en se déplaçant dans le plasma, excitent des ondes électrostatiques dans leur sillage et perdent de l'énergie [186]. Comme cette excitation est adiabatique et que le nombre de photons piégés dans chaque soliton est conservé, la baisse de l'énergie se manifeste par une diminution de l'amplitude du soliton et la fréquence des photons. Leur vitesse de groupe, qui dépend de la fréquence, diminue également jusqu'à ce que les solitons soient stoppés dans leur propagation dans le plasma. Ces solitons électromagnétiques à l'arrêt produisent alors une dépression locale de densité électronique (via la force pondéromotrice) et ionique (via la répulsion coulombienne). Cette dépression, si elle n'est pas détruite, devient un précurseur pour la cavité électromagnétique où les champs rayonnés par le reste du plasma (par exemple du fait du développement de l'instabilité SRS) sont piégés. La fréquence de ces champs doit toutefois être en résonance avec la fréquence propre de cette structure que l'on appelle cavité électromagnétique ou post-soliton [112].

La dynamique de la cavité est alors déterminée par la compétition entre la pression électromagnétique provenant des champs piégés et la pression cinétique exercée par les électrons du plasma a ses bords. Ainsi, si la pression de radiation des champs électromagnétiques piégés est supérieure aux pressions cinétiques électroniques, la cavité subit une expansion, qui diminue du même coup la fréquence

des champs piégés à l'intérieur. La fréquence de ces champs peut alors devenir nettement inférieure à la fréquence de coupure du plasma de sorte que les ondes ne sont pas capables de se propager dans le plasma qui entoure la cavité. La survie de la cavité est alors assurée par deux phénomènes : un équilibre entre les pressions cinétiques et électromagnétiques, d'une part, et un abaissement important de la fréquence des champs piégés pour éviter qu'ils ne s'échappent. Ne quittant donc pas la cavité, ces champs lui garantissent une énergie électromagnétique suffisante pour qu'elle conserve son intégrité. Notons également que l'expansion de la cavité ne diminue pas seulement la fréquence des champs électromagnétiques déjà piégés mais aussi la fréquence de son mode fondamental vu par les champs extérieurs. Cela stoppe alors la résonance entre les champs rayonnés par le plasma du fait de l'instabilité SRS, par exemple, et la cavité. Cette dernière peut ainsi, par son expansion, se découpler électromagnétiquement du reste du plasma.

Toutefois, le chauffage du plasma induit par le développement de l'instabilité SRS après la modulation du front de l'impulsion laser peut augmenter le facteur relativiste des électrons et donc diminuer la fréquence de coupure $\omega_{pe0}/\sqrt{\gamma_e}$ produisant l'échappement des solitons électromagnétiques et la brisure des cavités. Celles-ci sont donc moins présentes lorsque l'instabilité SRS se développe rapidement, c'est-à-dire lorsque l'impulsion laser est courte et intense.

Comme nous l'avons dit, la cavité diminue la fréquence des champs électromagnétiques durant son expansion. Cela est dû au fait que son expansion est suffisamment lente pour être considérée comme adiabatique. Les champs piégés restent alors toujours dans le mode fondamental de la cavité et le nombre de photons est conservé. On constate alors la conservation de deux invariants adiabatiques l_c/λ_t et E_t/ω_t.

Notre étude s'est également focalisée sur l'interaction des cavités avec le reste du plasma. Nous avons notamment montré, dans les simulations 1D que la cavité introduit une inhomogénéité dans le chauffage des électrons. Elle agit en fait une sorte de barrière de potentiel qui empêche les électrons de trop faible énergie de la traverser. La circulation des électrons chauds s'effectue donc moins librement et le plasma présente des gradients de pression et température au travers de la cavité. Cette inhomogénéité peut en retour produire un déplacement de la cavité du fait de l'inégalité entre les pressions cinétiques de la part et d'autres de la cavité. Les simulations 1D ont également mis en évidence que les cavités émettent des solitons acoustiques supersoniques qui se déplacent avec une grande stabilité à travers le plasma. Ces solitons mettent localement en mouvement les particules mais ces dernières ne se déplacent pas avec lui. Cette mise en mouvement produit également une compression localisée du plasma. Ajoutons également que les cavités participent à l'émission par le plasma de champs électromagnétiques de basse fréquence. En effet, lorsqu'elles se brisent, elles émettent les champs qu'elles avaient piégés.

Cette étude a également été accompagnée par une analyse de l'énergie absorbée par la cavité à travers la mesure des flux de Poynting cumulés de part et d'autres de la cavité. Nous avons constaté que l'énergie absorbée dans la région du plasma où la cavité se forme est bien plus importante que dans le reste du plasma mais que cette énergie n'est pas uniquement convertie sous forme de champs électromagnétiques piégés. Une partie de l'énergie est également nécessaire pour l'expansion de la cavité, la génération de solitons acoustiques et l'accélération de particules.

Conclusions et perspectives

Cette thèse porte sur l'interaction d'impulsions lasers relativistes avec les plasmas dont la densité est de quelques dizaines de pourcents de la densité critique. L'étude de ce sujet s'articule autour de deux thèmes complémentaires. Le premier est l'absorption de l'énergie des impulsions laser intenses dans de tels plasmas. Ces derniers pourraient être en effet des candidats intéressants pour l'accélération d'ions par laser du fait de leur forte absorption et de leur capacité à être utilisés dans des applications à hauts taux de répétition. Le deuxième thème concerne la formation de cavités électromagnétiques et de structures solitaires dans les plasmas. Les propriétés de ces objets et les mécanismes permettant leur formation dans le plasma sont encore mal connus et demandent des analyses complémentaires. Ajoutons enfin que ces deux sujets sont liés l'un à l'autre puisque les cavités participent à l'absorption de l'énergie laser et puisque le chauffage des électrons lors de l'absorption de l'impulsion laser affecte la formation de ces cavités électromagnétiques.

Ces études se basent sur une analyse détaillée des simulations numériques de l'interaction grâce au code Particle-In-Cell OCEAN en géométries mono et bi-dimensionnelle.

Absorption des impulsions lasers relativistes

Nous avons réalisé une analyse détaillée des processus de transfert d'énergie entre des impulsions lasers relativistes et des plasmas de densité quasi-critique. Cette étude a montré le rôle prépondérant de la diffusion Raman stimulée dans le transfert de l'énergie laser vers les électrons. Cette démonstration se base sur une analyse spectrale des ondes électromagnétiques et électrostatiques excitées dans le plasma et sur la démonstration de la coordination en temps et en espace de la déplétion de l'onde laser, de l'excitation d'ondes électromagnétiques diffusées de basse fréquence et du chauffage électronique, dans les simulations 1D et 2D. Elle a été également confirmée par une comparaison avec un modèle analytique de la diffusion Raman stimulée valable notamment dans ce régime d'intensité [156]. Ce processus se produit dans des plasmas dont la densité est significativement supérieure à la densité quart-critique du fait de l'oscillation des électrons dans le champ de l'onde laser incidente, qui aboutit à l'abaissement de la fréquence plasma.

Lorsque l'impulsion laser a suffisamment d'énergie, ce processus se produit tout le long du plasma et permet ainsi un chauffage homogène des électrons. Cela est dû au fait que lorsque l'impulsion laser interagit avec une zone du plasma, la diffusion Raman se développe rapidement, chauffe et rend turbulent le plasma. Le taux de croissance de l'instabilité diminue fortement et permet à l'impulsion laser de se propager plus profondément. Ce chauffage homogène et important des électrons produit alors une accélération efficace des ions aux faces avant et arrière du plasma et ainsi un fort transfert de l'énergie électronique vers les ions ; près de 40 % dans les simulations 2D.

Cette analyse est complétée par une étude paramétrique de différentes simulations mais aussi par le développement d'un modèle analytique mono-dimensionnel simple décrivant le régime stationnaire de l'absorption de l'impulsion laser le long du plasma. Ce modèle donne alors une prédiction du taux de réflectivité, de la vitesse de propagation de la zone d'absorption dans le plasma et de la durée pendant laquelle la diffusion Raman stimulée permet le transfert local de l'énergie laser vers les électrons. Ces simulations et ce modèle permettent alors de mettre en évidence plusieurs conditions pour atteindre un chauffage important : fort gradient d'intensité pour l'impulsion laser, densité plasma modérée, faible

fréquence d'ondes diffusées, fort taux de croissance,...

Cette étude constitue ainsi une démonstration claire et détaillée du rôle prépondérant joué par la diffusion Raman stimulée dans le transfert de l'énergie d'impulsions laser relativistes dans les plasmas de densité quasi-critique. On mesure ainsi que plus de 65 % de l'énergie de l'impulsion laser est transmis au plasma dans les simulations 1D et 2D. Ces résultats sont prometteurs pour une poursuite d'études sur l'accélération d'ions dans les plasmas de densité modérée pour les impulsions laser relativistes.

Formation des cavités électromagnétiques

Nous avons également réalisé une analyse approfondie des cavités électromagnétiques et des structures solitaires se formant dans les plasmas durant leur interaction avec une impulsion laser relativiste. Cette étude a montré qu'une grande variété de structures solitaires pouvaient apparaître dans ces plasmas ; soliton électromagnétique, post-soliton, cavité électromagnétique, soliton acoustique,...

Notre étude a d'abord permis de re-tracer de façon complète et sans ambiguïté le mécanisme de formation des cavités électromagnétiques. Cette analyse souligne ainsi le rôle joué par l'instabilité modulationnelle (ou de Benjamin-Feir) sur le front de l'impulsion laser. Celle-ci permet de le transformer en un train de solitons électromagnétiques. Le mécanisme de ralentissement de ces solitons électromagnétiques dans le plasma proposé par S. V. Bulanov et al. [186] a été mis en évidence avec un plus grand détail que dans la publication originale et grâce à l'utilisation de diagnostics originaux. Ces analyses ont également permis de décorréler la phase de formation des cavités électromagnétiques de la phase de piégeage des champs électromagnétiques en traitant notamment de la compétition entre la formation des cavités avec le développement de la diffusion Raman stimulée. Nous avons mis en évidence que le chauffage du plasma produit une baisse de la fréquence plasma, la fuite des champs électromagnétiques piégés et donc la disparition des cavités. Les cavités sont ainsi moins nombreuses dans les simulations 1D lorsque l'impulsion laser est courte et intense, c'est-à-dire lorsque la diffusion Raman stimulée se déclenche rapidement et intensément après le développement de l'instabilité modulationnelle. Il est intéressant également de noter que dans les simulations 2D, où une dimension spatiale a été rajoutée, un autre phénomène de modulation apparaît lié à la filamentation laser qui lui aussi contribue à la formation de ces cavités électromagnétiques. Cependant, la modulation des ondes électromagnétiques dans les différentes directions n'empêche pas la formation des cavités électromagnétiques.

Une part importante de notre travail a également porté sur la formation et l'interaction des cavités avec le reste du plasma d'un point de vue énergétique. Cette étude a permis de montrer que les cavités absorbent une grande partie de l'énergie de l'impulsion laser dans les simulations 1D et que cette énergie est minoritairement présente sous forme de champs électromagnétiques. Le reste de cette énergie est utilisé pour l'expansion de la cavité ou est transmis au plasma sous forme de particules énergétiques et d'ondes.

En particulier, nous avons mis en évidence la génération de solitons acoustiques ioniques lors de la formation des cavités électromagnétiques. Ces solitons de déplacent à une vitesse supersonique dans le plasma en mettant localement en mouvement les ions, et en produisant ainsi une compression locale. Ces solitons se déplacent notamment avec une grande stabilité vis à vis des perturbations extérieures. À notre connaissance, c'est la première fois que la génération de telles structures par des cavités électromagnétiques a été observée dans les simulations PIC de l'interaction laser-plasma en régime relativiste.

Perspectives

Après ces études, plusieurs perspectives importantes se dégagent :

L'étude que nous avons menée sur l'absorption laser-plasma, constituée par la mise en évidence d'un cas optimal et une étude paramétrique, peut être menée plus loin, notamment en couplant le modèle de S. Guérin et al. [156] et notre propre modèle analytique d'estimation du taux de rétrodiffusion R_{SRS}. Ce dernier donne en effet une estimation du taux R_{SRS} en fonction de la fréquence de l'onde rétro-diffusée, de la vitesse de groupe des ondes laser et diffusées et de la vitesse de propagation de la zone d'absorption. Ces grandeurs dépendent elle-mêmes du taux de croissance de l'instabilité SRS qui est justement prédit par le modèle SRS. On peut donc chercher à estimer au moins numériquement le taux de réflectivité en fonction de seulement deux paramètres : la densité du plasma et l'intensité de l'impulsion laser. Ce type d'étude nous permettrait ainsi de faire progresser notre étude d'optimisation du transfert de l'énergie laser vers le plasma.

L'étude que nous avons effectuée a déterminé les paramètres optimaux d'interaction pour optimiser le taux d'absorption de l'énergie laser par les électrons, c'est-à-dire le taux $\mathcal{A}_e$ dans l'équation (7). Nous avons également montré que le chauffage volumique du plasma par les électrons permettait d'atteindre des forts taux de transfert $\eta_{e\to i}$ vers les ions. Mais pour la production de faisceaux d'ions énergétiques par laser, ce ne sont pas les seuls paramètres à caractériser et optimiser. Il faut également s'assurer que les ions accélérés aient un nombre et une énergie suffisants pour les applications de l'accélération d'ions par laser que l'on envisage. Le but est de comprendre comment un nuage électronique très chaud peut conduire à la production efficace de faisceaux d'ions énergétiques. Une de nos perspectives est de relier notre étude de l'absorption de l'énergie laser aux travaux effectués sur l'accélération des ions dans les plasmas quasi-critiques par les chocs électrostatiques et les vortex magnétiques.

Pour simplifier notre étude et la limiter à la problématique de l'absorption, les plasmas utilisés dans nos simulations étaient homogènes avec des bords raides. Or les plasmas produits expérimentalement par l'ionisation de cibles sous denses peuvent présenter de longues rampes de densité en face avant et arrière. On peut donc s'attendre à une baisse de l'efficacité de l'accélération d'ions aux bords du plasma par les électrons chauds, via le mécanisme TNSA. Toutefois, des gradients de densité plus doux sont aussi un régime favorable à la formation de chocs électrostatiques et de vortex magnétiques. Il serait également intéressant d'observer comment les cavités apparaissent et participent à l'accélération d'ions dans de tels plasmas. Ainsi, la réalisation de simulations avec des profils de densité plus réalistes permettrait donc de comprendre la compétition entre ces mécanismes et de compléter notre compréhension du transfert de l'énergie électronique vers les ions.

Ce travail de complexification des paramètres d'interaction et de rapprochement vers des conditions expérimentales réalistes doit également être complété par un changement du profil spatial de l'impulsion laser dans la direction transverse à l'axe de propagation. On s'attend alors à ce que les effets de filamentation et d'autofocalisation soient accentués mais comme ces instabilités mettent en jeu la dynamique ionique, la diffusion Raman stimulée, se développant très rapidement, devrait continuer à jouer un rôle important. Enfin des simulations en géométrie 3D seraient plus proches de la réalité et diminueraient l'énergie maximale des ions. Nous nous attendons toujours néanmoins à observer des cavités électromagnétiques dans de telles simulations [114].

L'étude importante des cavités que nous avons effectuée pourrait également être complétée de diverses manières.

Tout d'abord, nous avons observé dans les simulations 2D, que la filamentation de l'impulsion laser joue un rôle analogue à celui de l'instabilité RMI dans la direction longitudinale pour la formation des cavités électromagnétiques. Il serait donc intéressant d'étudier comment ces instabilités entrent en compétition dans les simulations 2D, et également d'étudier le piégeage des champs électromagnétiques. L'étude énergétique des cavités effectuée pour les simulations 1D pourrait également être aussi réalisée pour ces simulations.

Ajoutons enfin qu'un certain nombre des propriétés des cavités sont encore mal comprises. Il serait très instructif d'identifier les mécanismes responsables de la formation des solitons acoustiques et de l'accélération de particules par les cavités. D'autres propriétés plus fondamentales pourraient également être étudiées. Nous avons en effet observé qu'en plus de son expansion, la cavité subissait dans les simulations 1D une oscillation de sa taille. En comprendre les raisons serait sans doute intéressant et permettrait peut-être d'aller plus loin dans notre compréhension des conditions de leur stabilité lors de l'interaction. Enfin, nous avons constaté que sous l'effet des pressions cinétiques électroniques subies à chacun de ses bords, la cavité était accélérée vers la face la moins chaude du plasma. On peut donc imaginer contrôler son mouvement à partir des forces de pression qu'elle subit.

Communications liées à cette thèse

Articles dans des revues à comité de lecture

[1] J. G. MOREAU et al. « Stimulated Raman scattering in the relativistic regime in near-critical plasmas ». In : *Phys. Rev. E* 95 (1 jan. 2017), p. 013208. DOI : 10.1103/PhysRevE.95.013208. URL : http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevE.95.013208.

[2] J. G. MOREAU et al. « Formation of electromagnetic cavities near-critical plasmas by a relativistic laser pulse ». In : *In preparation* ().

Participations à la rédaction de rapports

Dans le cadre du financement simulations sur des grands clusters nationaux, ou de certains de mes déplacements en conférence, j'ai été conduit à participer à la rédaction de rapports à destination des organismes de financement. Dans chacun de ces rapports, j'ai décrit mes travaux et les résultats que j'ai obtenu.

Mon travail apparaît ainsi dans les rapports suivants :

1. Deliverable 36.5 "Intermediate report on requirements and feasibility of laser driven proton beams for radiotherapy and imaging applications" pour LASERLAB-EUROPE.
2. JRA LEPP Progress Report WP 36 "Laser-driven High Energy Photon Particle Sources towards Industrial and Societal Applications" pour LASERLAB-EUROPE.
3. Rapport "KInetics for fusion : simulation and modeling of high intensity laser aborption, kinetic electron Transport, ion acceleration with high power lasers in the context of Shock Ignition and Fast Ignition" 2017 pour la demande d'heures de calcul au GENCI.

Présentations à des conférences, meetings, séminaires ou workshops

Présentations orales

1. Présentation orale de J. G. MOREAU au *15ème Séminaire doctorant du CELIA*, Mai 2016, Bordeaux (France). "Interaction d'une impulsion laser intense avec un plasma quasi-critique".
2. Présentation orale de V. T. TIKHONCHUK au *1st Chalmers Workshop on Relativistic Laser Plasma Theory*, Octobre 2016, Goteborg (Suède). "Interaction of relativistic laser pulses with near critical plasmas".
3. Présentation orale de J. G. MOREAU à la conférence *Laser acceleration of electrons, protons and ions (SPIE Optics + Optoelectronics)*, Avril 2017, Prague (République Tchèque). "Energetic ion bunches produced in under-dense plasmas by an intense laser pulse".
4. Présentation orale de J. G. MOREAU au *Laserlab Joint JRA Meeting*, Mai 2017, Berlin (Allemagne). "Ion acceleration in under-dense plasmas by an intense laser pulse".
5. Séminaire invité de J. G. MOREAU à l'Université de Technologie de Chalmers, Août 2017, Göteborg (Suède). "Relativistic laser pulse interaction with near-critical plasmas".

Présentations de posters

1. Présentation d'un poster par J. G. MOREAU au *7ème Forum Lasers et Plasmas*, Juin 2015, Porquerolles (France). "Acceleration of ions in near-critical plasmas by an intense laser pulse".
2. Présentation d'un poster par J. G. MOREAU à *56th Course Atoms and plasmas in superintense laser fields (école d'été)*, Juillet 2015, Erice (Italie). "Acceleration of ions in near-critical plasmas by an intense laser pulse".
3. Présentation d'un poster par J. G. MOREAU à la *Journée de l'École Doctorale des Sciences Physiques et de l'Ingénieur (SPI)*, Mars 2016, Bordeaux (France). "Accélération d'ions dans un plasma sous-dense par une impulsion laser intense".
4. Présentation d'un poster par J. G. MOREAU au *Séminaire POPRA*, Avril 2016, Bordeaux (France). "Accélération d'ions dans un plasma sous-dense par une impulsion laser intense".
5. Présentation d'un poster par J. G. MOREAU au *14ème congrès de la Société Française de Physique Division Plasmas*, Juin 2016, Nancy (France). "Interaction of an intense laser pulse with a quasi-critical plasma".
6. Présentation d'un poster par J. G. MOREAU à *43rd Conference on Plasma Physics (European Physical Society)*, Juillet 2016, Leuven (Belgium). "Interaction of an intense laser pulse with a quasi-critical plasma".
7. Présentation d'un poster par J. G. MOREAU au *1er Symposium du Laboratoire International Associé (LUmière Matière Aquitaine Québec)*, Mars 2017, Bordeaux (France). "Interaction of an intense laser pulse with a quasi-critical plasma".

Vulgarisation auprès du grand public

1. Présentation orale de J. G. MOREAU à la *Nuit européenne des chercheurs*, Septembre 2016, Bordeaux (France). "Cavités formées dans un plasma par un laser intense". Prix du public.
2. Présentation orale de J. G. MOREAU au concours *Ma Thèse en 180 secondes* lors de la finale de l'université de Bordeaux, Mars 2017, Bordeaux (France). "Accélération d'ions dans les plasmas quasi-critiques par une impulsion laser intense". Prix du jury.
3. Présentation orale de J. G. MOREAU au concours *Ma Thèse en 180 secondes* lors de la finale des universités d'Aquitaine, Avril 2017, Bordeaux (France). "Accélération d'ions dans les plasmas quasi-critiques par une impulsion laser intense". Deuxième prix du jury.
4. Présentation orale de J. G. MOREAU à l'événement *PubhD*, Juin 2017, Bordeaux (France). "Accélération d'ions dans les plasmas quasi-critiques par une impulsion laser intense".
5. Présentation orale de J. G. MOREAU à la *Nuit européenne des chercheurs*, Septembre 2017, Bordeaux (France). "Accélération d'ions dans les plasmas quasi-critiques par une impulsion laser intense". Prix du public.

Annexe A

Conventions d'écriture du champ laser

Sommaire

Pour définir l'amplitude du champ laser, plusieurs conventions sont possibles. Celle que nous avons choisie est présentée dans la section 1.1 du chapitre 1. Cela a alors un impact sur la valeur du potentiel vecteur normalisé a_0, qui intervient lui même dans les expressions de l'intensité ou du facteur relativiste des électrons. Ces expressions sont rassemblées dans la table de cette annexe pour chacun des trois systèmes de convention que nous avons été amené à utiliser :

— le système utilisé dans le présent manuscrit ;

— le système utilisé dans le code PIC OCEAN, dans la définition des paramètres de l'impulsion laser ;

— le système utilisé dans le modèle de S. Guérin et al. [156] pour décrire le développement des instabilités SRS et RMI.

Il faut donc s'assurer que pour une impulsion laser de durée et d'énergie, les valeurs d'intensité et de facteur relativiste soient les mêmes dans les trois conventions même si les valeurs de a_0 dans système est différente.

On notera en particulier, qu'en polarisation circulaire,

$$a_{0,c}^{man} = \sqrt{2} a_{0,c}^{G.} = \frac{a_{0,c}^{PIC}}{\sqrt{2}} \tag{A.1}$$

où $a_{0,c}^{man}$, $a_{0,c}^{G.}$ et $a_{0,c}^{PIC}$ sont respectivement les valeurs du paramètre de force du laser dans le manuscrit, dans le modèle de S. Guérin, et dans le code OCEAN.

On vérifie en particulier que le facteur relativiste des électrons est conservé lorsqu'on change de convention :

$$\gamma_e = \sqrt{1 + \left(a_{0,c}^{man}\right)^2} = \sqrt{1 + 2\left(a_{0,c}^{G.}\right)^2} = \sqrt{1 + \left(a_{0,c}^{PIC}\right)^2 / 2} \tag{A.2}$$

Conventions	Manuscrit	Code OCEAN	S. Guérin et al. [156]
Champs laser	$\vec{A}_{l,l}(x,t) = A_{0,l}\cos(k_0x-\omega_0t)\,\vec{e}_y$ $\vec{A}_{l,c}(x,t) = A_{0,c}\left(\cos(k_0x-\omega_0t)\,\vec{e}_y \pm \sin(k_0x-\omega_0t)\,\vec{e}_z\right)$	$\vec{A}_{l,l}(x,t) = A_{0,l}\cos(\omega t-kx)\,\vec{e}_y$ $\vec{A}_{l,c}(x,t), = A_{0,c}\left(\frac{1}{\sqrt{2}}\cos(\omega t-kx)\,\vec{e}_y + \frac{1}{\sqrt{2}}\sin(\omega t-kx)\,\vec{e}_z\right)$	$a_0\sqrt{2}\cos(k_0x-\omega_0t)\,\vec{e}_y \mp a_0\sqrt{2}\sin(k_0x-\omega_0t)\,\vec{e}_z$
Norme des champs laser	$\left\|\vec{A}_{l,l}\right\| = A_{0,l}\lvert\cos(k_0x-\omega_0t)\rvert$ $\left\|\vec{A}_{l,c}\right\| = A_{0,c}$	$\left\|\vec{A}_{l,l}\right\| = a_0\lvert\cos(\omega t-kx)\rvert$ $\left\|\vec{A}_{l,c}\right\| = \frac{A_{0,c}}{\sqrt{2}}$	$\|\vec{a}_l\| = a_0\sqrt{2}$
Vecteur de Poynting	$\vec{P}_{l,l}(x,t) = \frac{A_{0,l}^2\omega_0k_0}{\mu_0}\sin^2(k_0x-\omega_0t)\,\vec{e}_x$ $\vec{P}_{l,c}(x,t) = \frac{A_{0,c}^2\omega_0k_0}{\mu_0}\,\vec{e}_x$		
Norme du vecteur de Poynting	$\left\|\vec{P}_{l,l}\right\| = \frac{A_{0,l}^2\omega_0^2}{\mu_0c}\sin^2(k_0x-\omega_0t)$ $\left\|\vec{P}_{l,c}\right\| = \frac{A_{0,c}^2\omega_0^2}{\mu_0c}$		
Intensité	$I_{l,l} = \frac{A_{0,l}^2\omega_0^2}{2\mu_0c} = \frac{2\pi^2a_{0,l}^2m_e^2c^5\varepsilon_0}{e^2\lambda_0^2}$ $I_{l,c} = \frac{A_{0,c}^2\omega_0^2}{\mu_0c} = \frac{4\pi^2a_{0,c}^2m_e^2c^5\varepsilon_0}{e^2\lambda_0^2}$	$I_{l,l/c} = \frac{2\pi^2a_{0,l/c}^2m_e^2c^5\varepsilon_0}{e^2\lambda_0^2}$	$I_{l,c} = \frac{8\pi^2a_{0,c}^2m_e^2c^5\varepsilon_0}{e^2\lambda_0^2}$
Potentiel vecteur normalisé	$a_{0,l} = \sqrt{\frac{e^2}{2\pi^2m_e^2c^5\varepsilon_0}I_{l,l}\lambda_0^2} \approx 0.85\sqrt{I_{18}\lambda_{\mu\mathrm{m}}^2}$ $a_{0,c} = \sqrt{\frac{e^2}{4\pi^2m_e^2c^5\varepsilon_0}I_{l,c}\lambda_0^2} \approx 0.60\sqrt{I_{18}\lambda_{\mu\mathrm{m}}^2}$	$a_{0,l/c} \approx 0.85\sqrt{I_{18}\lambda_{\mu\mathrm{m}}^2}$	$a_{0,c} \approx 0.43\sqrt{I_{18}\lambda_{\mu\mathrm{m}}^2}$
$\gamma_e = 1+\vec{a}^2/2$ (vide)	$\gamma_{e,l} = 1+\frac{a_{0,l}^2}{2}\cos^2(k_0x-\omega_0t)$ $\gamma_{e,c} = 1+\frac{a_{0,c}^2}{2}$		
$\gamma_e = \sqrt{1+\vec{a}^2}$ (plasma)	$\gamma_{e,l} \approx \sqrt{1+\langle\vec{a}^2\rangle} \approx \sqrt{1+a_{0,l}^2/2}$ $\gamma_{e,c} = \sqrt{1+a_{0,c}^2}$	$\gamma_e \approx \sqrt{1+a_0^2/2}$ $\gamma_e = \sqrt{1+a_0^2/2}$	$\gamma_e = \sqrt{1+2a_0^2}$

Bibliographie

[1] CERN. *Large Hadron Collider*. URL : https://home.cern/fr/topics/large-hadron-collider.

[2] Hiroyuki DAIDO et al. « Review of laser-driven ion sources and their applications ». In : *Reports on Progress in Physics* 75.5 (2012), p. 056401. URL : http://stacks.iop.org/0034-4885/75/i=5/a=056401.

[3] Andrea MACCHI et al. « Ion acceleration by superintense laser-plasma interaction ». In : *Rev. Mod. Phys.* 85 (2 mai 2013), p. 751-793. DOI : 10.1103/RevModPhys.85.751. URL : http://link.aps.org/doi/10.1103/RevModPhys.85.751.

[4] R. A. SNAVELY et al. « Intense High-Energy Proton Beams from Petawatt-Laser Irradiation of Solids ». In : *Phys. Rev. Lett.* 85 (14 oct. 2000), p. 2945-2948. DOI : 10.1103/PhysRevLett.85.2945. URL : https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.85.2945.

[5] T. E. COWAN et al. « Ultralow Emittance, Multi-MeV Proton Beams from a Laser Virtual-Cathode Plasma Accelerator ». In : *Phys. Rev. Lett.* 92 (20 mai 2004), p. 204801. DOI : 10.1103/PhysRevLett.92.204801. URL : https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.92.204801.

[6] L. WILLINGALE et al. « Collimated Multi-MeV Ion Beams from High-Intensity Laser Interactions with Underdense Plasma ». In : *Phys. Rev. Lett.* 96 (24 juin 2006), p. 245002. DOI : 10.1103/PhysRevLett.96.245002. URL : https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.96.245002.

[7] F. SYLLA et al. « Short Intense Laser Pulse Collapse in Near-Critical Plasma ». In : *Phys. Rev. Lett.* 110 (8 fév. 2013), p. 085001. DOI : 10.1103/PhysRevLett.110.085001. URL : https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.110.085001.

[8] M. GAUTHIER et al. « High repetition rate, multi-MeV proton source from cryogenic hydrogen jets ». In : *Applied Physics Letters* 111.11 (2017), p. 114102. DOI : 10.1063/1.4990487. eprint : http://dx.doi.org/10.1063/1.4990487. URL : http://dx.doi.org/10.1063/1.4990487.

[9] E.B. PODGORSAK. *Radiation Physics for Medical Physicists*. Biological and Medical Physics, Biomedical Engineering. Springer Berlin Heidelberg, 2010. ISBN : 9783642008740.

[10] Ugo AMALDI et al. « Radiotherapy with beams of carbon ions ». In : *Reports on Progress in Physics* 68.8 (2005), p. 1861. URL : http://stacks.iop.org/0034-4885/68/i=8/a=R04.

[11] K. KRUSHELNICK et al. « Ultrahigh-intensity laser-produced plasmas as a compact heavy ion injection source ». In : *IEEE Transactions on Plasma Science* 28.4 (août 2000), p. 1110-1155. ISSN : 0093-3813. DOI : 10.1109/27.893296.

[12] Frederick P. BOODY et al. « Laser-driven ion source for reduced-cost implantation of metal ions for strong reduction of dry friction and increased durability ». In : *Laser and Particle Beams* 14.3 (1996), p. 443-448. DOI : 10.1017/S0263034600010132.

[13] A. Ya. FAENOV et al. « Ionography of nanostructures with the use of a laser plasma of cluster targets ». In : *JETP Letters* 89.10 (juil. 2009), p. 485-491. ISSN : 1090-6487. DOI : 10.1134/S0021364009100038. URL : https://doi.org/10.1134/S0021364009100038.

[14] K. L. LANCASTER et al. « Characterization of 7Li(p,n)7Be neutron yields from laser produced ion beams for fast neutron radiography ». In : *Physics of Plasmas* 11.7 (2004), p. 3404-3408. DOI : 10.1063/1.1756911. eprint : http://dx.doi.org/10.1063/1.1756911. URL : http://dx.doi.org/10.1063/1.1756911.

[15] V. Yu. BYCHENKOV et al. « Pion production under the action of intense ultrashort laser pulse on a solid target ». In : *Journal of Experimental and Theoretical Physics Letters* 74.12 (déc. 2001), p. 586-589. ISSN : 1090-6487. DOI : 10.1134/1.1455066. URL : https://doi.org/10.1134/1.1455066.

[16] Koichi OGURA et al. « Proton-induced Nuclear Reactions Using Compact High-Contrast High-Intensity Laser ». In : *Applied Physics Express* 2.6 (2009), p. 066001. URL : http://stacks.iop.org/1882-0786/2/i=6/a=066001.

[17] L. ROMAGNANI et al. « Dynamics of Electric Fields Driving the Laser Acceleration of Multi-MeV Protons ». In : *Phys. Rev. Lett.* 95 (19 oct. 2005), p. 195001. DOI : 10.1103/PhysRevLett.95.195001. URL : https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.95.195001.

[18] M BORGHESI et al. « Proton imaging a diagnostic for inertial confinement fusion/fast ignitor studies ». In : *Plasma Physics and Controlled Fusion* 43.12A (2001), A267. URL : http://stacks.iop.org/0741-3335/43/i=12A/a=320.

[19] M. BORGHESI et al. « Measurement of highly transient electrical charging following high-intensity laser-solid interaction ». In : *Applied Physics Letters* 82.10 (2003), p. 1529-1531. DOI : 10.1063/1.1560554. eprint : http://dx.doi.org/10.1063/1.1560554. URL : http://dx.doi.org/10.1063/1.1560554.

[20] A. J. MACKINNON et al. « Proton radiography as an electromagnetic field and density perturbation diagnostic (invited) ». In : *Review of Scientific Instruments* 75.10 (2004), p. 3531-3536. DOI : 10.1063/1.1788893. eprint : http://dx.doi.org/10.1063/1.1788893. URL : http://dx.doi.org/10.1063/1.1788893.

[21] P. M. NILSON et al. « Magnetic Reconnection and Plasma Dynamics in Two-Beam Laser-Solid Interactions ». In : *Phys. Rev. Lett.* 97 (25 déc. 2006), p. 255001. DOI : 10.1103/PhysRevLett.97.255001. URL : https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.97.255001.

[22] C. K. LI et al. « Measuring *E* and *B* Fields in Laser-Produced Plasmas with Monoenergetic Proton Radiography ». In : *Phys. Rev. Lett.* 97 (13 sept. 2006), p. 135003. DOI : 10.1103/PhysRevLett.97.135003. URL : https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.97.135003.

[23] A. J. MACKINNON et al. « Proton Radiography of a Laser-Driven Implosion ». In : *Phys. Rev. Lett.* 97 (4 juil. 2006), p. 045001. DOI : 10.1103/PhysRevLett.97.045001. URL : https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.97.045001.

[24] K. NEMOTO et al. « Laser-triggered ion acceleration and table top isotope production ». In : *Applied Physics Letters* 78.5 (2001), p. 595-597. DOI : 10.1063/1.1343845. eprint : http://dx.doi.org/10.1063/1.1343845. URL : http://dx.doi.org/10.1063/1.1343845.

[25] I. SPENCER et al. « Laser generation of proton beams for the production of short-lived positron emitting radioisotopes ». In : *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B Beam Interactions with Materials and Atoms* 183.3 (2001), p. 449-458. ISSN : 0168-583X. DOI : http://dx.doi.org/10.1016/S0168-583X(01)00771-6. URL : http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0168583X01007716.

[26] K W D LEDINGHAM et al. « High power laser production of short-lived isotopes for positron emission tomography ». In : *Journal of Physics D Applied Physics* 37.16 (2004), p. 2341. URL : http://stacks.iop.org/0022-3727/37/i=16/a=019.

[27] Erik LEFEBVRE et al. « Numerical simulation of isotope production for positron emission tomography with laser-accelerated ions ». In : *Journal of Applied Physics* 100.11 (2006), p. 113308. DOI : 10.1063/1.2362908. eprint : http://aip.scitation.org/doi/pdf/10.1063/1.2362908. URL : http://aip.scitation.org/doi/abs/10.1063/1.2362908.

[28] P. K. PATEL et al. « Isochoric Heating of Solid-Density Matter with an Ultrafast Proton Beam ». In : *Phys. Rev. Lett.* 91 (12 sept. 2003), p. 125004. DOI : 10.1103/PhysRevLett.91.125004. URL : http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.91.125004.

[29] G. M. DYER et al. « Equation-of-State Measurement of Dense Plasmas Heated With Fast Protons ». In : *Phys. Rev. Lett.* 101 (1 juil. 2008), p. 015002. DOI : 10.1103/PhysRevLett.101.015002. URL : https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.101.015002.

[30] John NUCKOLLS et al. « Laser Compression of Matter to Super-High Densities Thermonuclear (CTR) Applications ». In : *Nature* 239.5368 (sept. 1972), p. 139-142. DOI : 10.1038/239139a0. URL : http://dx.doi.org/10.1038/239139a0.

[31] Keith A. BRUECKNER et al. « Laser-driven fusion ». In : *Rev. Mod. Phys.* 46 (2 avr. 1974), p. 325-367. DOI : 10.1103/RevModPhys.46.325. URL : https://link.aps.org/doi/10.1103/RevModPhys.46.325.

[32] J D LAWSON. « Some Criteria for a Power Producing Thermonuclear Reactor ». In : *Proceedings of the Physical Society. Section B* 70.1 (1957), p. 6. URL : http://stacks.iop.org/0370-1301/70/i=1/a=303.

[33] Max TABAK et al. « Ignition and high gain with ultrapowerful lasers ». In : *Physics of Plasmas* 1.5 (1994), p. 1626-1634. DOI : 10.1063/1.870664. eprint : http://dx.doi.org/10.1063/1.870664. URL : http://dx.doi.org/10.1063/1.870664.

[34] M. ROTH et al. « Fast Ignition by Intense Laser-Accelerated Proton Beams ». In : *Phys. Rev. Lett.* 86 (3 jan. 2001), p. 436-439. DOI : 10.1103/PhysRevLett.86.436. URL : https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.86.436.

[35] V. Yu. BYCHENKOV et al. « Fast ignitor concept with light ions ». In : *Plasma Physics Reports* 27.12 (déc. 2001), p. 1017-1020. ISSN : 1562-6938. DOI : 10.1134/1.1426135. URL : https://doi.org/10.1134/1.1426135.

[36] S.V BULANOV et al. « Oncological hadrontherapy with laser ion accelerators ». In : *Physics Letters A* 299.2 (2002), p. 240-247. ISSN : 0375-9601. DOI : http://dx.doi.org/10.1016/S0375-9601(02)00521-2. URL : http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0375960102005212.

[37] Victor MALKA et al. « Practicability of protontherapy using compact laser systems ». In : *Medical Physics* 31.6 (2004), p. 1587-1592. ISSN : 2473-4209. DOI : 10.1118/1.1747751. URL : http://dx.doi.org/10.1118/1.1747751.

[38] Ute LINZ et al. « Laser-driven ion accelerators for tumor therapy revisited ». In : *Phys. Rev. Accel. Beams* 19 (12 déc. 2016), p. 124802. DOI : 10.1103/PhysRevAccelBeams.19.124802. URL : https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevAccelBeams.19.124802.

[39] V. I. VEKSLER. « The principle of coherent acceleration of charged particles ». In : *The Soviet Journal of Atomic Energy* 2.5 (sept. 1957), p. 525-528. ISSN : 1573-8205. DOI : 10.1007/BF01491001. URL : https://doi.org/10.1007/BF01491001.

[40] Donna STRICKLAND et al. « Compression of amplified chirped optical pulses ». In : *Optics Communications* 56.3 (1985), p. 219-221. ISSN : 0030-4018. DOI : http://dx.doi.org/10.1016/0030-4018(85)90120-8. URL : http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0030401885901208.

[41] Henry C. KAPTEYN et al. « Prepulse energy suppression for high-energy ultrashort pulses using self-induced plasma shuttering ». In : *Opt. Lett.* 16.7 (avr. 1991), p. 490-492. DOI : 10.1364/OL.16.000490. URL : http://ol.osa.org/abstract.cfm?URI=ol-16-7-490.

[42] D. N. PAPADOPOULOS et al. « High-contrast 10 fs OPCPA-based front end for multi-PW laser chains ». In : *Opt. Lett.* 42.18 (sept. 2017), p. 3530-3533. DOI : 10.1364/OL.42.003530. URL : http://ol.osa.org/abstract.cfm?URI=ol-42-18-3530.

[43] S. J. GITOMER et al. « Fast ions and hot electrons in the laser-plasma interaction ». In : *The Physics of Fluids* 29.8 (1986), p. 2679-2688. DOI : 10.1063/1.865510. eprint : http://aip.scitation.org/doi/pdf/10.1063/1.865510. URL : http://aip.scitation.org/doi/abs/10.1063/1.865510.

[44] A. P. FEWS et al. « Plasma Ion Emission from High Intensity Picosecond Laser Pulse Interactions with Solid Targets ». In : *Phys. Rev. Lett.* 73 (13 sept. 1994), p. 1801-1804. DOI : 10.1103/PhysRevLett.73.1801. URL : https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.73.1801.

[45] F. WAGNER et al. « Maximum Proton Energy above 85 MeV from the Relativistic Interaction of Laser Pulses with Micrometer Thick CH_2 Targets ». In : *Phys. Rev. Lett.* 116 (20 mai 2016), p. 205002. DOI : 10.1103/PhysRevLett.116.205002. URL : https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.116.205002.

[46] E. L. CLARK et al. « Energetic Heavy-Ion and Proton Generation from Ultraintense Laser-Plasma Interactions with Solids ». In : *Phys. Rev. Lett.* 85 (8 août 2000), p. 1654-1657. DOI : 10.1103/PhysRevLett.85.1654. URL : https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.85.1654.

[47] M. HEGELICH et al. « MeV Ion Jets from Short-Pulse-Laser Interaction with Thin Foils ». In : *Phys. Rev. Lett.* 89 (8 août 2002), p. 085002. DOI : 10.1103/PhysRevLett.89.085002. URL : https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.89.085002.

[48] D. JUNG et al. « Laser-driven 1GeV carbon ions from preheated diamond targets in the break-out afterburner regime ». In : *Physics of Plasmas* 20.8 (2013), p. 083103. DOI : 10.1063/1.4817287. eprint : http://dx.doi.org/10.1063/1.4817287. URL : http://dx.doi.org/10.1063/1.4817287.

[49] J.-P. CHAMBARET et al. « Extreme light infrastructure laser architecture and major challenges ». In : t. 7721. 2010, p. 7721 - 7721 - 15. DOI : 10.1117/12.854687. URL : http://dx.doi.org/10.1117/12.854687.

[50] M. BORGHESI et al. « Multi-MeV Proton Source Investigations in Ultraintense Laser-Foil Interactions ». In : *Phys. Rev. Lett.* 92 (5 fév. 2004), p. 055003. DOI : 10.1103/PhysRevLett.92.055003. URL : https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.92.055003.

[51] M. BORGHESI. « Ion acceleration TNSA and beyond ». In : *Advanced Summer School on laser-driven sources of high energy particles and radiation*. Anacapri, 2017.

[52] Stephen P. HATCHETT et al. « Electron, photon, and ion beams from the relativistic interaction of Petawatt laser pulses with solid targets ». In : *Physics of Plasmas* 7.5 (2000), p. 2076-2082. DOI : 10.1063/1.874030. eprint : http://dx.doi.org/10.1063/1.874030. URL : http://dx.doi.org/10.1063/1.874030.

[53] S. C. WILKS et al. « Energetic proton generation in ultra-intense laser-solid interactions ». In : *Physics of Plasmas* 8.2 (2001), p. 542-549. DOI : 10.1063/1.1333697. eprint : http://dx.doi.org/10.1063/1.1333697. URL : http://dx.doi.org/10.1063/1.1333697.

[54] A. PUKHOV. « Three-Dimensional Simulations of Ion Acceleration from a Foil Irradiated by a Short-Pulse Laser ». In : *Phys. Rev. Lett.* 86 (16 avr. 2001), p. 3562-3565. DOI : 10.1103/PhysRevLett.86.3562. URL : https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.86.3562.

[55] A.V. GUREVICH et al. « Runaway Electrons in a Nonequilibrium Plasma ». In : *JETP* 22 (1 jan. 1966), p. 153.

[56] M. ROTH et al. « Ion Acceleration—Target Normal Sheath Acceleration ». In : *CERN Yellow Reports* 1.0 (2016), p. 231. URL : https://e-publishing.cern.ch/index.php/CYR/article/view/222.

[57] P. MORA. « Plasma Expansion into a Vacuum ». In : *Phys. Rev. Lett.* 90 (18 mai 2003), p. 185002. DOI : 10.1103/PhysRevLett.90.185002. URL : https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.90.185002.

[58] J. FUCHS et al. « Laser-driven proton scaling laws and new paths towards energy increase ». In : *Nat Phys* 2.1 (jan. 2006), p. 48-54. ISSN : 1745-2473. DOI : 10.1038/nphys199. URL : http://dx.doi.org/10.1038/nphys199.

[59] D. NEELY et al. « Enhanced proton beams from ultrathin targets driven by high contrast laser pulses ». In : *Applied Physics Letters* 89.2 (2006), p. 021502. DOI : 10.1063/1.2220011. eprint : http://dx.doi.org/10.1063/1.2220011. URL : http://dx.doi.org/10.1063/1.2220011.

[60] S. BUFFECHOUX et al. « Hot Electrons Transverse Refluxing in Ultraintense Laser-Solid Interactions ». In : *Phys. Rev. Lett.* 105 (1 juil. 2010), p. 015005. DOI : 10.1103/PhysRevLett.105.015005. URL : https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.105.015005.

[61] T. ESIRKEPOV et al. « Highly Efficient Relativistic-Ion Generation in the Laser-Piston Regime ». In : *Phys. Rev. Lett.* 92 (17 avr. 2004), p. 175003. DOI : 10.1103/PhysRevLett.92.175003. URL : https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.92.175003.

[62] Andrea MACCHI et al. « Laser Acceleration of Ion Bunches at the Front Surface of Overdense Plasmas ». In : *Phys. Rev. Lett.* 94 (16 avr. 2005), p. 165003. DOI : 10.1103/PhysRevLett.94.165003. URL : https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.94.165003.

[63] A. HENIG et al. « Radiation-Pressure Acceleration of Ion Beams Driven by Circularly Polarized Laser Pulses ». In : *Phys. Rev. Lett.* 103 (24 déc. 2009), p. 245003. DOI : 10.1103/PhysRevLett.103.245003. URL : https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.103.245003.

[64] L. YIN et al. « GeV laser ion acceleration from ultrathin targets The laser break-out afterburner ». In : *Laser and Particle Beams* 24.2 (2006), p. 291-298. DOI : 10.1017/S0263034606060459.

[65] L. YIN et al. « Monoenergetic and GeV ion acceleration from the laser breakout afterburner using ultrathin targets ». In : *Physics of Plasmas* 14.5 (2007), p. 056706. DOI : 10.1063/1.2436857. eprint : http://dx.doi.org/10.1063/1.2436857. URL : http://dx.doi.org/10.1063/1.2436857.

[66] A. HENIG et al. « Enhanced Laser-Driven Ion Acceleration in the Relativistic Transparency Regime ». In : *Phys. Rev. Lett.* 103 (4 juil. 2009), p. 045002. DOI : 10.1103/PhysRevLett.103.045002. URL : https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.103.045002.

[67] K. KRUSHELNICK et al. « Plasma Channel Formation and Guiding during High Intensity Short Pulse Laser Plasma Experiments ». In : *Phys. Rev. Lett.* 78 (21 mai 1997), p. 4047-4050. DOI : 10.1103/PhysRevLett.78.4047. URL : https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.78.4047.

[68] S. OKIHARA et al. « Ion generation in a low-density plastic foam by interaction with intense femtosecond laser pulses ». In : *Phys. Rev. E* 69 (2 fév. 2004), p. 026401. DOI : 10.1103/PhysRevE.69.026401. URL : https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevE.69.026401.

[69] L. WILLINGALE et al. « Characterization of High-Intensity Laser Propagation in the Relativistic Transparent Regime through Measurements of Energetic Proton Beams ». In : *Phys. Rev. Lett.* 102 (12 mar. 2009), p. 125002. DOI : 10.1103/PhysRevLett.102.125002. URL : https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.102.125002.

[70] P. E. YOUNG et al. « Fast Ion Production by Laser Filamentation in Laser-Produced Plasmas ». In : *Phys. Rev. Lett.* 76 (17 avr. 1996), p. 3128-3131. DOI : 10.1103/PhysRevLett.76.3128. URL : https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.76.3128.

[71] M. BORGHESI et al. « Relativistic Channeling of a Picosecond Laser Pulse in a Near-Critical Preformed Plasma ». In : *Phys. Rev. Lett.* 78 (5 fév. 1997), p. 879-882. DOI : 10.1103/PhysRevLett.78.879. URL : https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.78.879.

[72] K. MATSUKADO et al. « Energetic Protons from a Few-Micron Metallic Foil Evaporated by an Intense Laser Pulse ». In : *Phys. Rev. Lett.* 91 (21 nov. 2003), p. 215001. DOI : 10.1103/PhysRevLett.91.215001. URL : https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.91.215001.

[73] A. PUKHOV et al. « Relativistic Magnetic Self-Channeling of Light in Near-Critical Plasma Three-Dimensional Particle-in-Cell Simulation ». In : *Phys. Rev. Lett.* 76 (21 mai 1996), p. 3975-3978. DOI : 10.1103/PhysRevLett.76.3975. URL : https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.76.3975.

[74] G. S. SARKISOV et al. « Observation of the plasma channel dynamics and Coulomb explosion in the interaction of a high-intensity laser pulse with a He gas jet ». In : *Journal of Experimental and Theoretical Physics Letters* 66.12 (déc. 1997), p. 828-834. ISSN : 1090-6487. DOI : 10.1134/1.567605. URL : https://doi.org/10.1134/1.567605.

[75] G. S. SARKISOV et al. « Self-focusing, channel formation, and high-energy ion generation in interaction of an intense short laser pulse with a He jet ». In : *Phys. Rev. E* 59 (6 juin 1999), p. 7042-7054. DOI : 10.1103/PhysRevE.59.7042. URL : https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevE.59.7042.

[76] K. KRUSHELNICK et al. « Multi-MeV Ion Production from High-Intensity Laser Interactions with Underdense Plasmas ». In : *Phys. Rev. Lett.* 83 (4 juil. 1999), p. 737-740. DOI : 10.1103/PhysRevLett.83.737. URL : https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.83.737.

[77] M. S. WEI et al. « Ion Acceleration by Collisionless Shocks in High-Intensity-Laser Underdense-Plasma Interaction ». In : *Phys. Rev. Lett.* 93 (15 oct. 2004), p. 155003. DOI : 10.1103/PhysRevLett.93.155003. URL : https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.93.155003.

[78] M. YAMAGIWA et al. « Ion explosion and multi-mega-electron-volt ion generation from an underdense plasma layer irradiated by a relativistically intense short-pulse laser ». In : *Phys. Rev. E* 60 (5 nov. 1999), p. 5987-5990. DOI : 10.1103/PhysRevE.60.5987. URL : https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevE.60.5987.

[79] T. Zh. ESIRKEPOV et al. « Ion acceleration by superintense laser pulses in plasmas ». In : *Journal of Experimental and Theoretical Physics Letters* 70.2 (juil. 1999), p. 82-89. ISSN : 1090-6487. DOI : 10.1134/1.568134. URL : https://doi.org/10.1134/1.568134.

[80] Y. SENTOKU et al. « High density collimated beams of relativistic ions produced by petawatt laser pulses in plasmas ». In : *Phys. Rev. E* 62 (5 nov. 2000), p. 7271-7281. DOI : 10.1103/PhysRevE.62.7271. URL : https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevE.62.7271.

[81] F. PEGORARO et al. « Ion acceleration regimes in underdense plasmas ». In : *IEEE Transactions on Plasma Science* 28.4 (août 2000), p. 1226-1232. ISSN : 0093-3813. DOI : 10.1109/27.893311.

[82] A. V. KUZNETSOV et al. « Efficiency of ion acceleration by a relativistically strong laser pulse in an underdense plasma ». In : *Plasma Physics Reports* 27.3 (mar. 2001), p. 211-220. ISSN : 1562-6938. DOI : 10.1134/1.1354219. URL : https://doi.org/10.1134/1.1354219.

[83] S. V. BULANOV et al. « Comment on "Collimated Multi-MeV Ion Beams from High-Intensity Laser Interactions with Underdense Plasma" ». In : *Phys. Rev. Lett.* 98 (4 jan. 2007), p. 049503. DOI : 10.1103/PhysRevLett.98.049503. URL : https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.98.049503.

[84] A. YOGO et al. « Laser ion acceleration via control of the near-critical density target ». In : *Phys. Rev. E* 77 (1 jan. 2008), p. 016401. DOI : 10.1103/PhysRevE.77.016401. URL : https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevE.77.016401.

[85] L. WILLINGALE et al. « Willingale et al. Reply ». In : *Phys. Rev. Lett.* 98 (4 jan. 2007), p. 049504. DOI : 10.1103/PhysRevLett.98.049504. URL : https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.98.049504.

[86] Y. FUKUDA et al. « Energy Increase in Multi-MeV Ion Acceleration in the Interaction of a Short Pulse Laser with a Cluster-Gas Target ». In : *Phys. Rev. Lett.* 103 (16 oct. 2009), p. 165002. DOI : 10.1103/PhysRevLett.103.165002. URL : https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.103.165002.

[87] Luis O. SILVA et al. « Proton Shock Acceleration in Laser-Plasma Interactions ». In : *Phys. Rev. Lett.* 92 (1 jan. 2004), p. 015002. DOI : 10.1103/PhysRevLett.92.015002. URL : https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.92.015002.

[88] E D'HUMIÈRES et al. « Investigation of high intensity laser proton acceleration with underdense targets ». In : *Journal of Physics Conference Series* 244.4 (2010), p. 042023. URL : http://stacks.iop.org/1742-6596/244/i=4/a=042023.

[89] F. FIUZA et al. « Laser-Driven Shock Acceleration of Monoenergetic Ion Beams ». In : *Phys. Rev. Lett.* 109 (21 nov. 2012), p. 215001. DOI : 10.1103/PhysRevLett.109.215001. URL : https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.109.215001.

[90] Dan HABERBERGER et al. « Collisionless shocks in laser-produced plasma generate monoenergetic high-energy proton beams ». In : *Nat Phys* 8.1 (jan. 2012), p. 95-99. ISSN : 1745-2473. DOI : 10.1038/nphys2130. URL : http://dx.doi.org/10.1038/nphys2130.

[91] Muhammad NOAMAN-UL-HAQ et al. « Statistical analysis of laser driven protons using a high-repetition-rate tape drive target system ». In : *Phys. Rev. Accel. Beams* 20 (4 avr. 2017), p. 041301. DOI : 10.1103/PhysRevAccelBeams.20.041301. URL : https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevAccelBeams.20.041301.

[92] M. KALUZA et al. « Influence of the Laser Prepulse on Proton Acceleration in Thin-Foil Experiments ». In : *Phys. Rev. Lett.* 93 (4 juil. 2004), p. 045003. DOI : 10.1103/PhysRevLett.93.045003. URL : https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.93.045003.

[93] Paul MCKENNA et al. « High-intensity laser-driven proton acceleration influence of pulse contrast ». In : *Philosophical Transactions of the Royal Society of London A Mathematical, Physical and Engineering Sciences* 364.1840 (2006), p. 711-723. ISSN : 1364-503X. DOI : 10.1098/rsta.2005.1733. eprint : http://rsta.royalsocietypublishing.org/content/364/1840/711.full.pdf. URL : http://rsta.royalsocietypublishing.org/content/364/1840/711.

[94] E. D'HUMIÈRES et al. « Optimization of laser-target interaction for proton acceleration ». In : *Physics of Plasmas* 20.2 (2013), p. 023103. DOI : 10.1063/1.4791655. eprint : http://dx.doi.org/10.1063/1.4791655. URL : http://dx.doi.org/10.1063/1.4791655.

[95] S. V. BULANOV et al. « Relativistic Interaction of Laser Pulses with Plasmas ». In : *Reviews of Plasma Physics*. Sous la dir. de V. D. SHAFRANOV. Boston, MA : Springer US, 2001, p. 227-335. ISBN : 978-1-4615-1309-4. DOI : 10.1007/978-1-4615-1309-4_2. URL : https://doi.org/10.1007/978-1-4615-1309-4_2.

[96] Gerard A. MOUROU et al. « Optics in the relativistic regime ». In : *Rev. Mod. Phys.* 78 (2 avr. 2006), p. 309-371. DOI : 10.1103/RevModPhys.78.309. URL : https://link.aps.org/doi/10.1103/RevModPhys.78.309.

[97] S. C. WILKS et al. « Absorption of ultrashort, ultra-intense laser light by solids and overdense plasmas ». In : *IEEE Journal of Quantum Electronics* 33.11 (nov. 1997), p. 1954-1968. ISSN : 0018-9197. DOI : 10.1109/3.641310.

[98] J R DAVIES. « Laser absorption by overdense plasmas in the relativistic regime ». In : *Plasma Physics and Controlled Fusion* 51.1 (2009), p. 014006. URL : http://stacks.iop.org/0741-3335/51/i=1/a=014006.

[99] A P L ROBINSON et al. « Absorption of circularly polarized laser pulses in near-critical plasmas ». In : *Plasma Physics and Controlled Fusion* 53.6 (2011), p. 065019. URL : http://stacks.iop.org/0741-3335/53/i=6/a=065019.

[100] Matthew C. LEVY et al. « Petawatt laser absorption bounded ». In : *Nature Communications* 5 (juin 2014). Article, 4149 EP -. URL : http://dx.doi.org/10.1038/ncomms5149.

[101] J. F. DRAKE et al. « Parametric instabilities of electromagnetic waves in plasmas ». In : *The Physics of Fluids* 17.4 (1974), p. 778-785. DOI : 10.1063/1.1694789. eprint : http://aip.scitation.org/doi/pdf/10.1063/1.1694789. URL : http://aip.scitation.org/doi/abs/10.1063/1.1694789.

[102] D. W. FORSLUND et al. « Theory of stimulated scattering processes in laser-irradiated plasmas ». In : *The Physics of Fluids* 18.8 (1975), p. 1002-1016. DOI : 10.1063/1.861248. eprint : http://aip.scitation.org/doi/pdf/10.1063/1.861248. URL : http://aip.scitation.org/doi/abs/10.1063/1.861248.

[103] Luc BERGÉ et al. *La fusion thermonucléaire inertielle par laser*. T. 1.1 : *L'interaction laser matière*. Sous la dir. de Robert DAUTRAY et al. Collection du Commisariat à l'Énergie Atomique. Collection patronée par le Haut Comissaire à l'Énergie Atomique et publiée sous la direction de Robert DAUTRAY. Paris : Eyrolles, fév. 1994. 822 p. ISBN : 2-7272-0166-4.

[104] S. GUÉRIN et al. « Propagation of ultraintense laser pulses through overdense plasma layers ». In : *Physics of Plasmas* 3.7 (1996), p. 2693-2701. DOI : 10.1063/1.871526. eprint : http://dx.doi.org/10.1063/1.871526. URL : http://dx.doi.org/10.1063/1.871526.

[105] E. SIMINOS et al. « Effect of electron heating on self-induced transparency in relativistic-intensity laser-plasma interactions ». In : *Phys. Rev. E* 86 (5 nov. 2012), p. 056404. DOI : 10.1103/PhysRevE.86.056404. URL : https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevE.86.056404.

[106] P. KAW et al. « Filamentation and trapping of electromagnetic radiation in plasmas ». In : *The Physics of Fluids* 16.9 (1973), p. 1522-1525. DOI : 10.1063/1.1694552. eprint : http://aip.scitation.org/doi/pdf/10.1063/1.1694552. URL : http://aip.scitation.org/doi/abs/10.1063/1.1694552.

[107] A. Bruce LANGDON et al. « Filamentation and Subsequent Decay of Laser Light in Plasmas ». In : *Phys. Rev. Lett.* 34 (15 avr. 1975), p. 934-937. DOI : 10.1103/PhysRevLett.34.934. URL : https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.34.934.

[108] Claire Ellen MAX et al. « Self-Modulation and Self-Focusing of Electromagnetic Waves in Plasmas ». In : *Phys. Rev. Lett.* 33 (4 juil. 1974), p. 209-212. DOI : 10.1103/PhysRevLett.33.209. URL : https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.33.209.

[109] Guo Zheng SUN et al. « Self focusing of short intense pulses in plasmas ». In : *The Physics of Fluids* 30.2 (1987), p. 526-532. DOI : 10.1063/1.866349. eprint : http://aip.scitation.org/doi/pdf/10.1063/1.866349. URL : http://aip.scitation.org/doi/abs/10.1063/1.866349.

[110] G. LI et al. « Laser Channeling in Millimeter-Scale Underdense Plasmas of Fast-Ignition Targets ». In : *Phys. Rev. Lett.* 100 (12 mar. 2008), p. 125002. DOI : 10.1103/PhysRevLett.100.125002. URL : https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.100.125002.

[111] S. V. BULANOV et al. « Solitonlike Electromagnetic Waves behind a Superintense Laser Pulse in a Plasma ». In : *Phys. Rev. Lett.* 82 (17 avr. 1999), p. 3440-3443. DOI : 10.1103/PhysRevLett.82.3440. URL : https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.82.3440.

[112] N. M. NAUMOVA et al. « Formation of Electromagnetic Postsolitons in Plasmas ». In : *Phys. Rev. Lett.* 87 (18 oct. 2001), p. 185004. DOI : 10.1103/PhysRevLett.87.185004. URL : https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.87.185004.

[113] M. BORGHESI et al. « Macroscopic Evidence of Soliton Formation in Multiterawatt Laser-Plasma Interaction ». In : *Phys. Rev. Lett.* 88 (13 mar. 2002), p. 135002. DOI : 10.1103/PhysRevLett.88.135002. URL : https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.88.135002.

[114] Timur ESIRKEPOV et al. « Three-Dimensional Relativistic Electromagnetic Subcycle Solitons ». In : *Phys. Rev. Lett.* 89 (27 déc. 2002), p. 275002. DOI : 10.1103/PhysRevLett.89.275002. URL : https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.89.275002.

[115] S. V. BULANOV et al. « Electron Vortices Produced by Ultraintense Laser Pulses ». In : *Phys. Rev. Lett.* 76 (19 mai 1996), p. 3562-3565. DOI : 10.1103/PhysRevLett.76.3562. URL : https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.76.3562.

[116] Xiaoming WANG et al. « Quasi-monoenergetic laser-plasma acceleration of electrons to 2 GeV ». In : *Nature Communications* 4 (juin 2013). Article, 1988 EP -. URL : http://dx.doi.org/10.1038/ncomms2988.

[117] S V BULANOV et al. « Stationary shock-front of a relativistically strong electromagnetic radiation in an underdense plasma ». In : *Physica Scripta* 47.2 (1993), p. 209. URL : http://stacks.iop.org/1402-4896/47/i=2/a=014.

[118] Erik LEFEBVRE et al. « Transparency/Opacity of a Solid Target Illuminated by an Ultrahigh-Intensity Laser Pulse ». In : *Phys. Rev. Lett.* 74 (11 mar. 1995), p. 2002-2005. DOI : 10.1103/PhysRevLett.74.2002. URL : https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.74.2002.

[119] L.P. PUGACHEV et al. « Acceleration of electrons under the action of petawatt-class laser pulses onto foam targets ». In : *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 829 (2016). 2nd European Advanced Accelerator Concepts Workshop - EAAC 2015, p. 88-93. ISSN : 0168-9002. DOI : https://doi.org/10.1016/j.nima.2016.02.053. URL : http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0168900216002291.

[120] C. ROUSSEAUX et al. « Strong absorption, intense forward-Raman scattering and relativistic electrons driven by a short, high intensity laser pulse through moderately underdense plasmas ». In : *Physics of Plasmas* 9.10 (2002), p. 4261-4269. DOI : 10.1063/1.1504715. eprint : https://doi.org/10.1063/1.1504715. URL : https://doi.org/10.1063/1.1504715.

[121] L. ROMAGNANI et al. « Observation of Collisionless Shocks in Laser-Plasma Experiments ». In : *Phys. Rev. Lett.* 101 (2 juil. 2008), p. 025004. DOI : 10.1103/PhysRevLett.101.025004. URL : https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.101.025004.

[122] G. SARRI et al. « Observation of Postsoliton Expansion Following Laser Propagation through an Underdense Plasma ». In : *Phys. Rev. Lett.* 105 (17 oct. 2010), p. 175007. DOI : 10.1103/PhysRevLett.105.175007. URL : https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.105.175007.

[123] I. V. POGORELSKY et al. « Laser-induced cavities and solitons in overcritical hydrogen plasma ». In : *Laser Physics* 21.7 (2011), p. 1288-1294. ISSN : 1555-6611. DOI : 10.1134/S1054660X11130226. URL : http://dx.doi.org/10.1134/S1054660X11130226.

[124] Y. SENTOKU et al. « Bursts of Superreflected Laser Light from Inhomogeneous Plasmas due to the Generation of Relativistic Solitary Waves ». In : *Phys. Rev. Lett.* 83 (17 oct. 1999), p. 3434-3437. DOI : 10.1103/PhysRevLett.83.3434. URL : https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.83.3434.

[125] S. V. BULANOV et al. « Ion acceleration in a dipole vortex in a laser plasma corona ». In : *Plasma Physics Reports* 31.5 (mai 2005), p. 369-381. ISSN : 1562-6938. DOI : 10.1134/1.1925787. URL : https://doi.org/10.1134/1.1925787.

[126] A. Bruce LANGDON et al. « Frequency shift of self trapped light ». In : *The Physics of Fluids* 26.2 (1983), p. 582-587. DOI : 10.1063/1.864144. eprint : http://aip.scitation.org/doi/pdf/10.1063/1.864144. URL : http://aip.scitation.org/doi/abs/10.1063/1.864144.

[127] S.V. BULANOV et al. « Generation of subcycle relativistic solitons by super intense laser pulses in plasmas ». In : *Physica D Nonlinear Phenomena* 152.Supplement C (2001). Advances in Nonlinear Mathematics and Science A Special Issue to Honor Vladimir Zakharov, p. 682-693. ISSN : 0167-2789. DOI : https://doi.org/10.1016/S0167-2789(01)00201-9. URL : http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0167278901002019.

[128] R. NUTER et al. « Prepulse suppression and optimization of backward Raman amplification with a chirped pump laser beam ». In : *Phys. Rev. E* 87 (4 avr. 2013), p. 043109. DOI : 10.1103/PhysRevE.87.043109. URL : http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevE.87.043109.

[129] W.L. KRUER. *The physics of laser plasma interactions*. Frontiers in physics. Addison-Wesley, 1988. ISBN : 9780201156720.

[130] Paul GIBBON. *Short pulse laser interaction with matter. An introduction*. Imperial College Press, 2005.

[131] Donald UMSTADTER. « Review of physics and applications of relativistic plasmas driven by ultra-intense lasers ». In : *Physics of Plasmas* 8.5 (2001), p. 1774-1785. DOI : 10.1063/1.1364515. eprint : https://doi.org/10.1063/1.1364515. URL : https://doi.org/10.1063/1.1364515.

[132] William L. KRUER. « Laser plasma interactions with intensities from 1012-1021W/cm2 ». In : *Physics of Plasmas* 10.5 (2003), p. 2087-2092. DOI : 10.1063/1.1559005. eprint : https://doi.org/10.1063/1.1559005. URL : https://doi.org/10.1063/1.1559005.

[133] Rémi CAPDESSUS. « Dynamics of a collisionless plasma interacting with an ultra-intense laser pulse ». Theses. Université Sciences et Technologies - Bordeaux I, nov. 2013. URL : https://tel.archives-ouvertes.fr/tel-01127949.

[134] F. CHEN. *Introduction to Plasma Physics and Controlled Fusion*. Springer International Publishing, 2015. ISBN : 9783319223094.

[135] Vladimir TIKHONCHUK. *Cours d'interaction laser-plasma (Master Sciences de la fusion)*. Bordeaux, 2014.

[136] Brice QUESNEL et al. « Theory and simulation of the interaction of ultraintense laser pulses with electrons in vacuum ». In : *Phys. Rev. E* 58 (3 sept. 1998), p. 3719-3732. DOI : 10.1103/PhysRevE.58.3719. URL : https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevE.58.3719.

[137] Patrick MORA. *Introduction aux plasmas créés par laser*. Palaiseau Cedex, 2012.

[138] A. I AKHIEZER et al. « Theory of Wave Motion of an Electron Plasma ». In : *Journal of Experimental and Theoretical Physics* 3.5 (1956), p. 696.

[139] Predhiman KAW et al. « Relativistic Nonlinear Propagation of Laser Beams in Cold Overdense Plasmas ». In : *The Physics of Fluids* 13.2 (1970), p. 472-481. DOI : 10.1063/1.1692942. eprint : http://aip.scitation.org/doi/pdf/10.1063/1.1692942. URL : http://aip.scitation.org/doi/abs/10.1063/1.1692942.

[140] L. D. LANDAU. « On the vibrations of the electronic plasma ». In : *J. Phys.(USSR)* 10 (1946). [Zh. Eksp. Teor. Fiz.16,574(1946)], p. 25-34.

[141] J. H. MALMBERG et al. « Collisionless Damping of Electrostatic Plasma Waves ». In : *Phys. Rev. Lett.* 13 (6 août 1964), p. 184-186. DOI : 10.1103/PhysRevLett.13.184. URL : https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.13.184.

[142] David S. MONTGOMERY. « Two decades of progress in understanding and control of laser plasma instabilities in indirect drive inertial fusion ». In : *Physics of Plasmas* 23.5 (2016), p. 055601. DOI : 10.1063/1.4946016. eprint : https://doi.org/10.1063/1.4946016. URL : https://doi.org/10.1063/1.4946016.

[143] G. J. MORALES et al. « Nonlinear Frequency Shift of an Electron Plasma Wave ». In : *Phys. Rev. Lett.* 28 (7 fév. 1972), p. 417-420. DOI : 10.1103/PhysRevLett.28.417. URL : https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.28.417.

[144] R. L. DEWAR. « Frequency Shift Due to Trapped Particles ». In : *The Physics of Fluids* 15.4 (1972), p. 712-714. DOI : 10.1063/1.1693969. eprint : http://aip.scitation.org/doi/pdf/10.1063/1.1693969. URL : http://aip.scitation.org/doi/abs/10.1063/1.1693969.

[145] A. L. BERKHOER et al. « Self Excitation of Waves with Different Polarizations in Nonlinear Media ». In : *Journal of Experimental and Theoretical Physics* 31.3 (sept. 1970), p. 486.

[146] V.E. ZAKHAROV et al. « Modulation instability : The beginning ». In : *Physica D : Nonlinear Phenomena* 238.5 (2009), p. 540-548. ISSN : 0167-2789. DOI : https://doi.org/10.1016/j.physd.2008.12.002. URL : http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0167278908004223.

[147] L.A. OSTROVSKII. « Propagation of Wave Packets and Space-time Self-focusing in a Nonlinear Medium ». In : *Journal of Experimental and Theoretical Physics* 24.4 (1967), p. 797.

[148] Michel REMOISSENET. « Solitons and modulational instability ». In : *Annales Des Télécommunications* 51.7 (juil. 1996), p. 297-303. ISSN : 1958-9395. DOI : 10.1007/BF02996017. URL : https://doi.org/10.1007/BF02996017.

[149] T. Brooke BENJAMIN et al. « The disintegration of wave trains on deep water Part 1. Theory ». In : *Journal of Fluid Mechanics* 27.3 (1967), p. 417-430. DOI : 10.1017/S002211206700045X.

[150] M. PEYRARD et al. *Physique des solitons*. Savoirs Actuels. EDP Sciences, 2012. ISBN : 9782759802883.

[151] Patrick MORA et al. « Electron cavitation and acceleration in the wake of an ultraintense, self-focused laser pulse ». In : *Phys. Rev. E* 53 (3 mar. 1996), R2068-R2071. DOI : 10.1103/PhysRevE.53.R2068. URL : https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevE.53.R2068.

[152] C. J. MCKINSTRIE et al. « Stimulated Raman forward scattering and the relativistic modulational instability of light waves in rarefied plasma ». In : *Physics of Fluids B : Plasma Physics* 4.8 (1992), p. 2626-2633. DOI : 10.1063/1.860178. eprint : https://doi.org/10.1063/1.860178. URL : https://doi.org/10.1063/1.860178.

[153] T. M. Antonsen JR. et al. « Self-focusing and Raman scattering of laser pulses in tenuous plasmas ». In : *Physics of Fluids B : Plasma Physics* 5.5 (1993), p. 1440-1452. DOI : 10.1063/1.860884. eprint : https://doi.org/10.1063/1.860884. URL : https://doi.org/10.1063/1.860884.

[154] A. S. SAKHAROV et al. « Theory of Raman scattering for a short ultrastrong laser pulse in a rarefied plasma ». In : *Phys. Rev. E* 49 (4 avr. 1994), p. 3274-3282. DOI : 10.1103/PhysRevE.49.3274. URL : https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevE.49.3274.

[155] V. I. KIRSANOV et al. « Theory of stimulated Raman scattering for relativistically strong laser radiation ». In : *Plasma Physics Reports* 21.7 (juil. 1995), p. 587-595.

[156] S. GUÉRIN et al. « Modulational and Raman instabilities in the relativistic regime ». In : *Physics of Plasmas* 2.7 (1995), p. 2807-2814. DOI : http://dx.doi.org/10.1063/1.871178. URL : http://scitation.aip.org/content/aip/journal/pop/2/7/10.1063/1.871178.

[157] G. LEHMANN et al. « Regions for Brillouin seed pulse growth in relativistic laser-plasma interaction ». In : *Physics of Plasmas* 19.9 (2012), p. 093120. DOI : 10.1063/1.4754698. eprint : https://doi.org/10.1063/1.4754698. URL : https://doi.org/10.1063/1.4754698.

[158] A. S. SAKHAROV et al. « Generation of harmonics and Raman sidescattering of relativistically strong radiation in plasma ». In : *Plasma Physics Reports* 21 (juil. 1995), p. 596-604.

[159] B. QUESNEL et al. « Electron Parametric Instabilities of Ultraintense Short Laser Pulses Propagating in Plasmas ». In : *Phys. Rev. Lett.* 78 (11 mar. 1997), p. 2132-2135. DOI : 10.1103/PhysRevLett.78.2132. URL : https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.78.2132.

[160] B. QUESNEL et al. « Electron parametric instabilities of ultraintense laser pulses propagating in plasmas of arbitrary density ». In : *Physics of Plasmas* 4.9 (1997), p. 3358-3368. DOI : 10.1063/1.872494. eprint : https://doi.org/10.1063/1.872494. URL : https://doi.org/10.1063/1.872494.

[161] H. C. BARR et al. « Electron parametric instabilities of relativistically intense laser light in under and overdense plasma ». In : *Physics of Plasmas* 7.6 (2000), p. 2604-2615. DOI : 10.1063/1.874102. eprint : https://doi.org/10.1063/1.874102. URL : https://doi.org/10.1063/1.874102.

[162] Laurent GREMILLET. *Introduction à l'interaction laser-plasma relativiste*. Arpajon, jan. 2012.

[163] N. J. ZABUSKY et al. « Interaction of "Solitons" in a Collisionless Plasma and the Recurrence of Initial States ». In : *Phys. Rev. Lett.* 15 (6 août 1965), p. 240-243. DOI : 10.1103/PhysRevLett.15.240. URL : https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.15.240.

[164] J. Scott RUSSELL. « Report on Waves ». In : *Report of the Fourtheenth Meetings of the British Association fo the Advancement of Science*. Sous la dir. de John MURRAY. London, 1844, p. 311-390.

[165] D. J. KORTEWEG et al. « XLI. On the change of form of long waves advancing in a rectangular canal, and on a new type of long stationary waves ». In : *The London Edinburgh and Dublin Philosophical Magazine and Journal of Science* 39.240 (1895), p. 422-443. DOI : 10.1080/14786449508620739. eprint : http://dx.doi.org/10.1080/14786449508620739. URL : http://dx.doi.org/10.1080/14786449508620739.

[166] Julio RUBINSTEIN. « Sine-Gordon Equation ». In : *Journal of Mathematical Physics* 11.1 (1970), p. 258-266. DOI : 10.1063/1.1665057. eprint : https://doi.org/10.1063/1.1665057. URL : https://doi.org/10.1063/1.1665057.

[167] V. E. ZAKHAROV et al. « On the complete integrability of a nonlinear Schrödinger equation ». In : *Theoretical and Mathematical Physics* 19.3 (juin 1974), p. 551-559. ISSN : 1573-9333. DOI : 10.1007/BF01035568. URL : https://doi.org/10.1007/BF01035568.

[168] Clifford S. GARDNER et al. « Method for Solving the Korteweg-deVries Equation ». In : *Phys. Rev. Lett.* 19 (19 nov. 1967), p. 1095-1097. DOI : 10.1103/PhysRevLett.19.1095. URL : https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.19.1095.

[169] S. ELIEZER. *The Interaction of High-Power Lasers with Plasmas*. Series in Plasma Physics. CRC Press, 2002. ISBN : 9781420033380.

[170] R. Z. SAGDEEV. « Cooperative Phenomena and Shock Waves in Collisionless Plasmas ». In : *Reviews of Plasma Physics* 4 (1966), p. 23.

[171] M Q TRAN. « Ion Acoustic Solitons in a Plasma : A Review of their Experimental Properties and Related Theories ». In : *Physica Scripta* 20.3-4 (1979), p. 317. URL : http://iopscience.iop.org/1402-4896/20/3-4/004.

[172] Haruichi WASHIMI et al. « Propagation of Ion-Acoustic Solitary Waves of Small Amplitude ». In : *Phys. Rev. Lett.* 17 (19 nov. 1966), p. 996-998. DOI : 10.1103/PhysRevLett.17.996. URL : https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.17.996.

[173] S. POORNAKALA et al. « Weakly relativistic one-dimensional laser pulse envelope solitons in a warm plasma ». In : *Physics of Plasmas* 9.9 (2002), p. 3802-3810. DOI : 10.1063/1.1496085. eprint : https://doi.org/10.1063/1.1496085. URL : https://doi.org/10.1063/1.1496085.

[174] F. PEGORARO et al. *Relativistic Phenomena in Plasma Solitons*. Déc. 2009.

[175] David RUSSELL et al. « Collapsing-caviton turbulence in one dimension ». In : *Phys. Rev. Lett.* 56 (8 fév. 1986), p. 838-841. DOI : 10.1103/PhysRevLett.56.838. URL : https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.56.838.

[176] « {VII} - Shock wave structure in gases ». In : *Physics of Shock Waves and High-Temperature Hydrodynamic Phenomena*. Sous la dir. de Wallace D. HAYES et al. Academic Press, 1967, p. 465-546. ISBN : 978-0-12-395672-9. DOI : https://doi.org/10.1016/B978-0-12-395672-9.50008-4. URL : http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/B9780123956729500084.

[177] Frederick TAPPERT. « Improved Korteweg-deVries Equation for Ion-Acoustic Waves ». In : *The Physics of Fluids* 15.12 (1972), p. 2446-2447. DOI : 10.1063/1.1693893. eprint : http://aip.scitation.org/doi/pdf/10.1063/1.1693893. URL : http://aip.scitation.org/doi/abs/10.1063/1.1693893.

[178] S G TAGARE. « Effect of ion temperature on propagation of ion-acoustic solitary waves of small amplitudes in collisionless plasma ». In : *Plasma Physics* 15.12 (1973), p. 1247. URL : http://stacks.iop.org/0032-1028/15/i=12/a=007.

[179] P. H. SAKANAKA. « Formation and Interaction of Ion-Acoustic Solitary Waves in a Collisionless Warm Plasma ». In : *The Physics of Fluids* 15.2 (1972), p. 304-310. DOI : 10.1063/1.1693908. eprint : http://aip.scitation.org/doi/pdf/10.1063/1.1693908. URL : http://aip.scitation.org/doi/abs/10.1063/1.1693908.

[180] M. Y. YU et al. « Localization of high-power laser pulses in plasmas ». In : *Phys. Rev. A* 18 (4 oct. 1978), p. 1591-1596. DOI : 10.1103/PhysRevA.18.1591. URL : https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevA.18.1591.

[181] M. Y. YU et al. « Nonlinear interaction of a powerful laser with an electron plasma ». In : *The Physics of Fluids* 25.6 (1982), p. 1049-1050. DOI : 10.1063/1.863836. eprint : http://aip.scitation.org/doi/pdf/10.1063/1.863836. URL : http://aip.scitation.org/doi/abs/10.1063/1.863836.

[182] P. K. SHUKLA et al. « Intense solitary laser pulse propagation in a plasma ». In : *The Physics of Fluids* 27.2 (1984), p. 327-328. DOI : 10.1063/1.864628. eprint : http://aip.scitation.org/doi/pdf/10.1063/1.864628. URL : http://aip.scitation.org/doi/abs/10.1063/1.864628.

[183] Maurizio LONTANO et al. « One-dimensional electromagnetic solitons in a hot electron-positron plasma ». In : *Physics of Plasmas* 8.12 (2001), p. 5113-5120. DOI : 10.1063/1.1416878. eprint : https://doi.org/10.1063/1.1416878. URL : https://doi.org/10.1063/1.1416878.

[184] Maurizio LONTANO et al. « A kinetic model for the one-dimensional electromagnetic solitons in an isothermal plasma ». In : *Physics of Plasmas* 9.6 (2002), p. 2562-2568. DOI : 10.1063/1.1476307. eprint : https://doi.org/10.1063/1.1476307. URL : https://doi.org/10.1063/1.1476307.

[185] Maurizio LONTANO et al. « Relativistic electromagnetic solitons in a warm quasineutral electron-ion plasma ». In : *Physics of Plasmas* 10.3 (2003), p. 639-649. DOI : 10.1063/1.1544666. eprint : http://dx.doi.org/10.1063/1.1544666. URL : http://dx.doi.org/10.1063/1.1544666.

[186] S. V. BULANOV et al. « Nonlinear depletion of ultrashort and relativistically strong laser pulses in an underdense plasma ». In : *Physics of Fluids B Plasma Physics* 4.7 (1992), p. 1935-1942. DOI : 10.1063/1.860046. eprint : http://dx.doi.org/10.1063/1.860046. URL : http://dx.doi.org/10.1063/1.860046.

[187] C. V. BULANOV et al. « Electromagnetic Soliton Formation during Interaction of Relativitically Strong Laser Pulses with Plasmas ». In : *Plasma Physics Reports* 21.7 (juil. 1995), p. 550-561.

[188] Timur ESIRKEPOV et al. « Soliton Synchrotron Afterglow in a Laser Plasma ». In : *Phys. Rev. Lett.* 92 (25 juin 2004), p. 255001. DOI : 10.1103/PhysRevLett.92.255001. URL : https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.92.255001.

[189] C. RICONDA et al. « Kinetic simulations of stimulated Raman backscattering and related processes for the shock-ignition approach to inertial confinement fusion ». In : *Physics of Plasmas* 18.9 (2011), p. 092701. DOI : 10.1063/1.3630937. eprint : https://doi.org/10.1063/1.3630937. URL : https://doi.org/10.1063/1.3630937.

[190] C. Z. XIAO et al. « Nonlinear evolution of stimulated Raman scattering near the quarter-critical density ». In : *Physics of Plasmas* 22.5 (2015), p. 052121. DOI : 10.1063/1.4921644. eprint : http://aip.scitation.org/doi/pdf/10.1063/1.4921644. URL : http://aip.scitation.org/doi/abs/10.1063/1.4921644.

[191] H. IKEZI et al. « Formation and Interaction of Ion-Acoustic Solitions ». In : *Phys. Rev. Lett.* 25 (1 juil. 1970), p. 11-14. DOI : 10.1103/PhysRevLett.25.11. URL : https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.25.11.

[192] H. IKEZI. « Experiments on ion-acoustic solitary waves ». In : *The Physics of Fluids* 16.10 (1973), p. 1668-1675. DOI : 10.1063/1.1694194. eprint : http://aip.scitation.org/doi/pdf/10.1063/1.1694194. URL : http://aip.scitation.org/doi/abs/10.1063/1.1694194.

[193] L. ROMAGNANI et al. « Observation of Magnetized Soliton Remnants in the Wake of Intense Laser Pulse Propagation through Plasmas ». In : *Phys. Rev. Lett.* 105 (17 oct. 2010), p. 175002. DOI : 10.1103/PhysRevLett.105.175002. URL : https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.105.175002.

[194] F. SYLLA et al. « Anticorrelation between Ion Acceleration and Nonlinear Coherent Structures from Laser-Underdense Plasma Interaction ». In : *Phys. Rev. Lett.* 108 (11 mar. 2012), p. 115003. DOI : 10.1103/PhysRevLett.108.115003. URL : https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.108.115003.

[195] S. WEBER et al. « Low-Level Saturation of Brillouin Backscattering due to Cavity Formation in High-Intensity Laser-Plasma Interaction ». In : *Phys. Rev. Lett.* 94 (5 fév. 2005), p. 055005. DOI : 10.1103/PhysRevLett.94.055005. URL : https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.94.055005.

[196] S. WEBER et al. « Strong kinetic effects in cavity-induced low-level saturation of stimulated Brillouin backscattering for high-intensity laser-plasma interaction ». In : *Physics of Plasmas* 12.4 (2005), p. 043101. DOI : 10.1063/1.1862246. eprint : http://dx.doi.org/10.1063/1.1862246. URL : http://dx.doi.org/10.1063/1.1862246.

[197] S. WEBER et al. « Electromagnetic solitons produced by stimulated Brillouin pulsations in plasmas ». In : *Physics of Plasmas* 12.11 (2005), p. 112107. DOI : 10.1063/1.2136354. eprint : https://doi.org/10.1063/1.2136354. URL : https://doi.org/10.1063/1.2136354.

[198] M. LONTANO et al. « Electromagnetic solitary waves in the saturation regime of stimulated Brillouin backscattering ». In : *Laser and Particle Beams* 24.1 (2006), p. 125-129. DOI : 10.1017/S0263034606060198.

[199] C. RICONDA et al. « Two-dimensional particle-in-cell simulations of plasma cavitation and bursty Brillouin backscattering for nonrelativistic laser intensities ». In : *Physics of Plasmas* 13.8 (2006), p. 083103. DOI : 10.1063/1.2244528. eprint : http://dx.doi.org/10.1063/1.2244528. URL : http://dx.doi.org/10.1063/1.2244528.

[200] A. ZHIDKOV et al. « Ion Acceleration in a Solitary Wave by an Intense Picosecond Laser Pulse ». In : *Phys. Rev. Lett.* 89 (21 nov. 2002), p. 215002. DOI : 10.1103/PhysRevLett.89.215002. URL : https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.89.215002.

[201] Vladimir TIKHONCHUK et al. *Physique et technologie des plasmas de fusion par confinement inertiel. Physique de la fusion inertielle (Master Sciences de la fusion)*. Bordeaux, 2013.

[202] W. ROZMUS et al. « A model of ultrashort laser pulse absorption in solid targets ». In : *Physics of Plasmas* 3.1 (1996), p. 360-367. DOI : 10.1063/1.871861. eprint : https://doi.org/10.1063/1.871861. URL : https://doi.org/10.1063/1.871861.

[203] Erich S. WEIBEL. « Anomalous Skin Effect in a Plasma ». In : *The Physics of Fluids* 10.4 (1967), p. 741-748. DOI : 10.1063/1.1762185. eprint : http://aip.scitation.org/doi/pdf/10.1063/1.1762185. URL : http://aip.scitation.org/doi/abs/10.1063/1.1762185.

[204] P. J. CATTO et al. « Sheath inverse bremsstrahlung in laser produced plasmas ». In : *The Physics of Fluids* 20.4 (1977), p. 704-705. DOI : 10.1063/1.861930. eprint : http://aip.scitation.org/doi/pdf/10.1063/1.861930. URL : http://aip.scitation.org/doi/abs/10.1063/1.861930.

[205] T.-Y. Brian YANG et al. « Absorption of laser light in overdense plasmas by sheath inverse bremsstrahlung ». In : *Physics of Plasmas* 2.8 (1995), p. 3146-3154. DOI : 10.1063/1.871146. eprint : https://doi.org/10.1063/1.871146. URL : https://doi.org/10.1063/1.871146.

[206] N. G. DENISOV. « On a Singularity of the Field on an Electromagnetic Wave Propagated in an Inhomogeneous Plasma ». In : *Journal of Experimental and Theoretical Physics* 4.4 (avr. 1957), p. 544.

[207] J. P. FREIDBERG et al. « Resonant Absorption of Laser Light by Plasma Targets ». In : *Phys. Rev. Lett.* 28 (13 mar. 1972), p. 795-799. DOI : 10.1103/PhysRevLett.28.795. URL : https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.28.795.

[208] D. W. FORSLUND et al. « Theory and simulation of resonant absorption in a hot plasma ». In : *Phys. Rev. A* 11 (2 fév. 1975), p. 679-683. DOI : 10.1103/PhysRevA.11.679. URL : https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevA.11.679.

[209] F. BRUNEL. « Not-so-resonant, resonant absorption ». In : *Phys. Rev. Lett.* 59 (1 juil. 1987), p. 52-55. DOI : 10.1103/PhysRevLett.59.52. URL : https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.59.52.

[210] Paul GIBBON et al. « Collisionless absorption in sharp-edged plasmas ». In : *Phys. Rev. Lett.* 68 (10 mar. 1992), p. 1535-1538. DOI : 10.1103/PhysRevLett.68.1535. URL : https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.68.1535.

[211] W. L. KRUER et al. « JxB heating by very intense laser light ». In : *The Physics of Fluids* 28.1 (1985), p. 430-432. DOI : 10.1063/1.865171. eprint : http://aip.scitation.org/doi/pdf/10.1063/1.865171. URL : http://aip.scitation.org/doi/abs/10.1063/1.865171.

[212] D. J. STROZZI et al. « Threshold for electron trapping nonlinearity in Langmuir waves ». In : *Physics of Plasmas* 19.11 (2012), p. 112306. DOI : 10.1063/1.4767644. eprint : https://doi.org/10.1063/1.4767644. URL : https://doi.org/10.1063/1.4767644.

[213] T. P. COFFEY. « Breaking of Large Amplitude Plasma Oscillations ». In : *The Physics of Fluids* 14.7 (1971), p. 1402-1406. DOI : 10.1063/1.1693620. eprint : http://aip.scitation.org/doi/pdf/10.1063/1.1693620. URL : http://aip.scitation.org/doi/abs/10.1063/1.1693620.

[214] James ALBRITTON et al. « Cold plasma wavebreaking : Production of energetic electrons ». In : *The Physics of Fluids* 18.9 (1975), p. 1136-1139. DOI : 10.1063/1.861300. eprint : http://aip.scitation.org/doi/pdf/10.1063/1.861300. URL : http://aip.scitation.org/doi/abs/10.1063/1.861300.

[215] M. KONO et al. « Effect of trapping on breaking of large-amplitude plasma oscillations ». In : *The Physics of Fluids* 26.10 (1983), p. 3004-3007. DOI : 10.1063/1.864023. eprint : http://aip.scitation.org/doi/pdf/10.1063/1.864023. URL : http://aip.scitation.org/doi/abs/10.1063/1.864023.

[216] A. MODENA et al. « Electron acceleration from the breaking of relativistic plasma waves ». In : *Nature* 377.6550 (oct. 1995), p. 606-608. DOI : 10.1038/377606a0. URL : http://dx.doi.org/10.1038/377606a0.

[217] T. TAJIMA et al. « Laser Electron Accelerator ». In : *Phys. Rev. Lett.* 43 (4 juil. 1979), p. 267-270. DOI : 10.1103/PhysRevLett.43.267. URL : https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.43.267.

[218] P. MORA et al. « Electron acceleration in a relativistic electron plasma wave ». In : *Journal of Applied Physics* 66.8 (1989), p. 3476-3481. DOI : 10.1063/1.344104. eprint : https://doi.org/10.1063/1.344104. URL : https://doi.org/10.1063/1.344104.

[219] A. PUKHOV et al. « Particle acceleration in relativistic laser channels ». In : *Physics of Plasmas* 6.7 (1999), p. 2847-2854. DOI : 10.1063/1.873242. eprint : https://doi.org/10.1063/1.873242. URL : https://doi.org/10.1063/1.873242.

[220] C. GAHN et al. « Multi-MeV Electron Beam Generation by Direct Laser Acceleration in High-Density Plasma Channels ». In : *Phys. Rev. Lett.* 83 (23 déc. 1999), p. 4772-4775. DOI : 10.1103/PhysRevLett.83.4772. URL : https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.83.4772.

[221] S. P. D. MANGLES et al. « Electron Acceleration in Cavitated Channels Formed by a Petawatt Laser in Low-Density Plasma ». In : *Phys. Rev. Lett.* 94 (24 juin 2005), p. 245001. DOI : 10.1103/PhysRevLett.94.245001. URL : https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.94.245001.

[222] Y. Y. LI et al. « Direct laser acceleration of electron by an ultra intense and short-pulsed laser in under-dense plasma ». In : *Physics of Plasmas* 18.5 (2011), p. 053104. DOI : 10.1063/1.3581062. eprint : https://doi.org/10.1063/1.3581062. URL : https://doi.org/10.1063/1.3581062.

[223] Alexey V. AREFIEV et al. « Parametric Amplification of Laser-Driven Electron Acceleration in Underdense Plasma ». In : *Phys. Rev. Lett.* 108 (14 avr. 2012), p. 145004. DOI : 10.1103/PhysRevLett.108.145004. URL : https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.108.145004.

[224] A. P. L. ROBINSON et al. « Generating "Superponderomotive" Electrons due to a Non-Wake-Field Interaction between a Laser Pulse and a Longitudinal Electric Field ». In : *Phys. Rev. Lett.* 111 (6 août 2013), p. 065002. DOI : 10.1103/PhysRevLett.111.065002. URL : https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.111.065002.

[225] J. M. RAX. « Compton harmonic resonances, stochastic instabilities, quasilinear diffusion, and collisionless damping with ultra-high-intensity laser waves ». In : *Physics of Fluids B : Plasma Physics* 4.12 (1992), p. 3962-3972. DOI : 10.1063/1.860299. eprint : https://doi.org/10.1063/1.860299. URL : https://doi.org/10.1063/1.860299.

[226] V. A. BUTS et al. « Stochastic plasma heating by laser light ». In : *Journal of Experimental and Theoretical Physics Letters* 58.7 (1993), p. 524-527.

[227] Z.-M. SHENG et al. « Stochastic Heating and Acceleration of Electrons in Colliding Laser Fields in Plasma ». In : *Phys. Rev. Lett.* 88 (5 jan. 2002), p. 055004. DOI : 10.1103/PhysRevLett.88.055004. URL : https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.88.055004.

[228] C.K. BIRDSALL et al. *Plasma Physics via Computer Simulation*. Series in Plasma Physics and Fluid Dynamics. Taylor & Francis, 2004. ISBN : 9780750310253.

[229] Gianpiero COLONNA et al. *Plasma Modeling*. 2053-2563. IOP Publishing, 2016. ISBN : 978-0-7503-1200-4. DOI : 10.1088/978-0-7503-1200-4. URL : http://dx.doi.org/10.1088/978-0-7503-1200-4.

[230] A. A. VLASOV. « On the Kinetic Theory of an Assembly of Particles with Collective Interaction ». In : *J. Phys.(USSR)* 9 (1945), p. 25-40.

[231] J P VERBONCOEUR. « Particle simulation of plasmas : review and advances ». In : *Plasma Physics and Controlled Fusion* 47.5A (2005), A231. URL : http://stacks.iop.org/0741-3335/47/i=5A/a=017.

[232] D. TSKHAKAYA et al. « The Particle-In-Cell Method ». In : *Contributions to Plasma Physics* 47.8-9 (2007), p. 563-594. ISSN : 1521-3986. DOI : 10.1002/ctpp.200710072. URL : http://dx.doi.org/10.1002/ctpp.200710072.

[233] T D ARBER et al. « Contemporary particle-in-cell approach to laser-plasma modelling ». In : *Plasma Physics and Controlled Fusion* 57.11 (2015), p. 113001. URL : http://stacks.iop.org/0741-3335/57/i=11/a=113001.

[234] J. P. BORIS. « Relativistic plasma simulation-optimization of a hybrid code ». In : *Proceeding of Fourth Conference on Numerical Simulations of Plasmas* (nov. 1970).

[235] Bruce I. COHEN et al. « Simulation of laser beat heating of a plasma ». In : *The Physics of Fluids* 18.4 (1975), p. 470-474. DOI : 10.1063/1.861153. eprint : http://aip.scitation.org/doi/pdf/10.1063/1.861153. URL : http://aip.scitation.org/doi/abs/10.1063/1.861153.

[236] Rachel NUTER et al. « Maxwell solvers for the simulations of the laser-matter interaction ». In : *The European Physical Journal D* 68.6 (juin 2014), p. 177. ISSN : 1434-6079. DOI : 10.1140/epjd/e2014-50162-y. URL : https://doi.org/10.1140/epjd/e2014-50162-y.

[237] T.Zh. ESIRKEPOV. « Exact charge conservation scheme for Particle-in-Cell simulation with an arbitrary form-factor ». In : *Computer Physics Communications* 135.2 (2001), p. 144-153. ISSN : 0010-4655. DOI : https://doi.org/10.1016/S0010-4655(00)00228-9. URL : http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0010465500002289.

[238] A DEBAYLE et al. « Electron heating by intense short-pulse lasers propagating through near-critical plasmas ». In : *New Journal of Physics* 19.12 (2017), p. 123013. URL : http://stacks.iop.org/1367-2630/19/i=12/a=123013.

[239] *LMJ PETAL User's Guide*. English. Version 1.2b. CEA DAM. 2016. 62 p. URL : http://www-lmj.cea.fr/docs/2016/LMJ_PETAL_Users_guide_v1.2b.pdf.

[240] M. D. PERRY et al. « Measurement of the local electron density by means of stimulated Raman scattering in a laser-produced gas jet plasma ». In : *Opt. Lett.* 17.7 (avr. 1992), p. 523-525. DOI : 10.1364/OL.17.000523. URL : http://ol.osa.org/abstract.cfm?URI=ol-17-7-523.

[241] S M WENG et al. « Ultra-intense laser pulse propagation in plasmas : from classic hole-boring to incomplete hole-boring with relativistic transparency ». In : *New Journal of Physics* 14.6 (2012), p. 063026. URL : http://stacks.iop.org/1367-2630/14/i=6/a=063026.

[242] T. IWAWAKI et al. « Slowdown mechanisms of ultraintense laser propagation in critical density plasma ». In : *Phys. Rev. E* 92 (1 juil. 2015), p. 013106. DOI : 10.1103/PhysRevE.92.013106. URL : https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevE.92.013106.

[243] Z.-M. SHENG et al. « Parametric instabilities of intense lasers from interaction with relativistic hot plasmas ». In : *Phys. Rev. E* 61 (4 avr. 2000), p. 4362-4369. DOI : 10.1103/PhysRevE.61.4362. URL : https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevE.61.4362.

[244] Claire MAX et al. « Instability of a Relativistically Strong Electromagnetic Wave of Circular Polarization ». In : *Phys. Rev. Lett.* 29 (26 déc. 1972), p. 1731-1734. DOI : 10.1103/PhysRevLett.29.1731. URL : https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.29.1731.

[245] S. NOVIKOV et al. *Theory of Solitons : The Inverse Scattering Method*. Monographs in Contemporary Mathematics. Springer US, 1984. ISBN : 9780306109775.

INTERACTION D'UNE IMPULSION LASER INTENSE AVEC UN PLASMA SOUS DENSE DANS LE RÉGIME RELATIVISTE

Mots-Clefs : Interaction laser-plasma, plasmas quasi-critiques, simulations Particle-In-Cell, absorption, diffusion Raman stimulée, cavités électromagnétiques, solitons, accélération d'ions par laser

De part ses nombreuses applications scientifiques et sociétales comme la radiographie protonique ou encore la protonthérapie, l'accélération d'ions par laser suscite un grand intérêt. Cette thèse s'inscrit dans ce cadre et présente une étude de l'interaction d'une impulsion laser d'intensité relativiste avec un plasma de densité modérée. Dans ce régime, le plasma est transparent à l'onde laser et les électrons oscillent à des vitesses relativistes dans le champ de l'onde incidente. Ces conditions sont favorables à un transfert efficace de l'énergie laser vers le plasma, et donc sont intéressantes pour l'accélération d'ions par laser. Ce régime permet également la création de solitons électromagnétiques et acoustiques dont les mécanismes de formation et les propriétés nécessitent une meilleur compréhension.

Nous réalisons une étude détaillée de simulations Particle-In-Cell (réalisées avec le code OCEAN) de l'interaction d'une impulsion laser intense avec un plasma sous dense. Nous montrons que la diffusion Raman stimulée (SRS) dans le régime relativiste est le principal processus responsable de l'absorption de l'énergie laser par le plasma et qu'il est, en outre, très efficace puisqu'il permet de transférer près de 70 % de l'énergie de l'impulsion laser aux électrons. Cette instabilité apparaît dans des plasmas dont la densité est nettement supérieure à la densité quart-critique du fait de la diminution de la fréquence plasma électronique et se développe sur des temps très courts. Il permet ainsi un chauffage homogène des électrons tout le long de la propagation de l'impulsion laser à travers le plasma. Ces électrons participent à la détente du plasma, et créent sur ses bords raids un champ électrostatique permettant l'accélération des ions. Ces derniers gagnent 30 % de l'énergie laser initiale. Nous avons aussi développé un modèle simple qui permet de prédire et donc d'optimiser le taux de rétro-diffusion du plasma du fait du développement de l'instabilité SRS.

Nous nous intéressons également à la séquence des processus permettant la formation des cavités électromagnétiques. Cette analyse souligne le rôle joué par l'instabilité modulationnelle ou de Benjamin-Feir sur le front de l'impulsion laser qui est divisée en un train de plusieurs solitons électromagnétiques. À l'aide d'une étude détaillée, nous montrons que ces solitons excitent des ondes plasmas dans leur sillage en se propageant dans le plasma, perdent de l'énergie et finissent par être piégés. Ils forment également des dépressions (cavités) des densités électroniques et ioniques du plasma. Ces cavités sont des pièges pour les champs électromagnétiques rayonnés par le plasma (par exemple du fait de l'instabilité SRS) et survivent grâce à un équilibre entre la pression de radiation des champs piégés et les pressions cinétiques électroniques à leurs bords. Ces cavités absorbent une part importante de l'énergie laser mais elles n'en conservent qu'une partie sous forme d'énergie électromagnétique piégée. Le reste de l'énergie permet l'expansion de la cavité, la génération de solitons acoustiques supersoniques et l'accélération de particules.

INTERACTION OF AN INTENSE LASER PULSE WITH A LOW-DENSITY PLASMA IN THE RELATIVISTIC REGIME

Keywords : Laser-plasma interaction, quasi-critical plasmas, particle-in-cell simulations, absorption, stimulated Raman scattering, electromagnetic cavities, solitons, laser ion acceleration

The laser-accelerated ions draw an increasing interest due to their potential applications and to their unique properties. This manuscript presents a study of the interaction between a relativistic intense laser pulse and a low density plasma. In this regime, the plasma is transparent to the laser pulse and electrons oscillate with relativistic velocities in the field of the incident wave. These conditions make the transfer of the laser pulse energy to the plasma efficient, and therefore are interesting for the ion acceleration. This regime generates also electromagnetic and acoustic solitons whose formation mechanisms and properties need to be better understood.

We carry out a detailed analysis of Particle-In-Cell simulations (performed with the code OCEAN) of interaction of an intense laser pulse with a low density plasma. We show that the stimulated Raman scattering (SRS) is the main mechanism responsible for the absorption of laser energy in plasma. This process is very efficient : it leads to the transfer of 70 % of the laser pulse energy to electrons. This instability occurs in plasmas with a density larger than the quarter critical one due to the decrease of the electron plasma frequency and develops in a very short time scale. It leads to an homogeneous electron heating all along the distance of propagation of the laser pulse through the plasma. The ions are efficiently accelerated at the plasma edges and can get nearly 30 % of the initial laser energy. This study is accompanied by a simple analytical model which is able to predict and so optimize the laser backscattering fraction due to the development of the SRS instability.

We also present a sequence of stages which lead to the formation of electromagnetic cavities. This analysis highlights the role of the modulationnal or Benjamin-Feir instability in the front of the laser pulse, which is split in a train of electromagnetic solitons. Our detailed study shows that these solitons excite plasmas waves in their wake, lose energy and are finally trapped in the plasma. They lead to the formation of density depressions (cavities) which may trap the electromagnetic fields produced in the plasma (by the SRS instability, for example). These structures may survive for a long time thanks to an equilibrium of the trapped field radiation pressure and the electronic kinetic pressure at their borders. These cavities absorb an significant part of the laser energy but only a part of it is trapped inside. The remaining part is invested in the cavity expansion, generation of acoustic solitons and acceleration of charged particles.

CELIA, UMR 5107, Universite de Bordeaux-CNRS-CEA, 33405, Talence, France