



HAL
open science

Interaction laser plasma en régime relativiste

Rachel Nuter

► **To cite this version:**

Rachel Nuter. Interaction laser plasma en régime relativiste. Physique des plasmas [physics.plasm-ph]. Université de Bordeaux, 2021. tel-03265680

HAL Id: tel-03265680

<https://hal.science/tel-03265680v1>

Submitted on 21 Jun 2021

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.



HABILITATION À DIRIGER DES RECHERCHES

ECOLE DOCTORALE DES SCIENCES DE PHYSIQUES ET
DE L'INGÉNIEUR

ASTROPHYSIQUE, PLASMAS, NUCLÉAIRE

Interaction laser plasma en régime relativiste

Rachel NUTER

Soutenue le 23 avril 2021 à Talence devant le jury composé
de :

V. Blanchet-Dean	Directrice de Recherche, CNRS	Présidente
S. Dobosz-Dufrénoy	Ingénieur Chercheur, CEA	examinatrice
T. Itina	Directrice de Recherche, CNRS	rapporteuse
A. Klisnick	Directrice de Recherche, CNRS	examinatrice
N. Naumova	Ingénieure de recherche, CNRS	rapporteuse
C. Riconda	Professeure des Universités, Université Pierre et Marie Curie	rapporteuse

Remerciements

Je remercie tout d'abord mes collègues du CELIA avec qui je partage mon quotidien depuis près de dix ans. Cela a été un réel plaisir de revenir dans ce laboratoire où règne une atmosphère sereine et conviviale propice à une activité de recherche productive. Je remercie Emmanuel d'Humières, Philippe Nicolai et Vladimir Tikhonchuk qui ont oeuvré ou oeuvrent à la vie active et plaisante du groupe "Interaction, Fusion par Confinement Inertiel et Astrophysique". Je ne manque pas d'adresser un remerciement tout particulier au Professeur Vladimir Tikhonchuk qui n'a eu de cesse de me guider dans mes travaux scientifiques et qui reste généreusement disponible pour partager ses connaissances scientifiques dans le domaine de l'interaction laser plasma. Il appartient à cette classe exceptionnelle de Professeurs qui, par leur rigueur scientifique et leur travail assidu, vous montrent le chemin à suivre. Je n'oublie pas dans ces remerciements mes collègues scientifiques du CEA-DAM Ile de France avec qui j'ai partagé de nombreux projets scientifiques. Je pense tout d'abord à Luc Bergé, Stéphanie Champeaux et Stefan Skupin qui m'ont accueillie au sein du projet de la propagation nonlinéaire d'impulsions femtosecondes. Je tiens aussi à remercier Xavier Davoine et Laurent Gremillet dont les discussions scientifiques autour de l'interaction laser matière à haute intensité étaient de grandes sources d'inspiration.

L'obtention de cette Habilitation à Diriger des Recherches n'aurait pas été possible sans la participation de Mesdames les membres du jury. Je remercie vivement Tatiana Itina, Natalia Naumova et Caterina Riconda pour la lourde tâche de rapporteure qu'elles ont généreusement acceptée. Je ne manque pas d'inclure dans ces remerciements Valérie Blanchet-Dean, Sandrine Dobosz-Dufrénoy et Annie Klisnick qui ont apporté un regard d'expérimentatrice dans l'examen de ce travail de recherche à forte coloration théorique/numérique.

Parce que toutes ces années de recherche m'ont conduite à rencontrer des personnes de grande valeur, je remercie Gilles, Mickael, Benoit, Guillaume, Christine, Philipp, Arnaud, Xavier, Bruno, Illia, David, Pedro, Julien, Evgeniya ...

Je remercie aussi mes proches, et plus particulièrement Cyril qui est toujours d'une écoute attentive et d'un grand soutien dans mon quotidien.

Table des matières

Curriculum Vitae	11
Introduction	21
I Propagation nonlinéaire d’impulsions femtosecondes dans les milieux optiquement transparents.	23
1 Modèle numérique	27
1.1 Quelques outils analytiques	28
1.1.1 L’effet Kerr optique	29
1.1.2 La puissance critique d’autofocalisation	29
1.1.3 La distance d’autofocalisation	30
2 Modèle d’ionisation	33
2.1 Modèle d’ionisation dans les milieux dilués	33
2.1.1 La théorie de Keldysh	34
2.1.2 La théorie PPT	36
2.1.3 La théorie ADK	38
2.1.4 Résumé	39
2.1.5 ADK Moléculaire : une théorie d’ionisation pour les molécules	39
2.2 Module d’ionisation pour l’air	40
2.2.1 La théorie PPT	41
2.2.2 La théorie ADK Moléculaire	41
2.3 Modèle d’ionisation dans les milieux denses	45
3 Etudes numériques	47
3.1 La propagation nonlinéaire dans l’air.	47
3.1.1 Choix du module d’ionisation	47
3.1.2 Influence d’une impulsion à dérive de fréquence, “Chirp”	49
3.2 La propagation nonlinéaire dans la Silice.	52
4 Synthèse	55

II Interaction d'un laser avec un plasma peu dense : l'instabilité Raman	57
5 Amplification Raman	63
5.1 Analyse théorique	64
5.2 Validation numérique	67
5.2.1 Comparaison avec la théorie analytique	67
5.2.2 Bruit numérique	68
5.3 Contrôle de l'amplification Raman	69
6 En régime relativiste.	75
6.1 Instabilité Raman	76
6.2 Chauffage des électrons.	77
7 Synthèse	81
III Accélération d'ions par laser	83
8 Description numérique	91
8.1 Modèle numérique	91
8.2 Code Particle In Cell	92
8.2.1 Méthode Particulaire	92
8.2.2 Solveur de Maxwell	92
8.2.3 Densité de courant	97
8.2.4 Algorithme numérique	97
9 Accélération de protons par laser	99
9.1 Influence d'un gradient en face avant de cible.	99
9.2 Influence d'un gradient en face arrière de cible.	102
10 Module d'ionisation	109
10.1 Les théories de photo-ionisation	109
10.1.1 Théorie de Landau	109
10.1.2 Théorie de ADK	110
10.2 Théorie des probabilités d'ionisation	112
10.2.1 Préambule	113
10.2.2 Probabilité d'ioniser une fois l'ion A^{j+}	113
10.2.3 Probabilité d'ioniser deux fois l'ion A^{j+}	114
10.2.4 Probabilité d'ioniser k fois l'ion A^{j+}	115
10.2.5 Théorie de Monte-Carlo	116
10.3 Conservation de l'énergie	119
10.3.1 Energie électromagnétique	119
10.3.2 Caractéristiques physiques des particules	122
10.4 Validation du modèle d'ionisation	123

11 L'accélération d'ions carbone	127
11.1 Mesures expérimentales	127
11.2 Simulations numériques	128
12 Nouveaux schémas d'accélération d'ions	131
12.1 Introduction	131
12.2 LinPA	132
13 Synthèse	137
IV Physique des plasmas avec Moment Angulaire Orbital	139
14 Analyse théorique	143
14.1 Equation d'onde	143
14.2 Faisceau de Laguerre-Gauss	144
14.3 Faisceaux laser fortement focalisés	145
15 Accélération de particules	149
15.1 Polarisation linéaire	149
15.1.1 Développement perturbatif	150
15.1.2 Simulations Particulaires	153
15.2 Polarisation radiale	156
15.2.1 Calcul du champs magnétique	157
15.2.2 Contrôle du champs magnétique	159
16 Ondes plasma hélicoïdales	163
16.1 Plasmons hélicoïdaux - Analyse théorique	164
16.1.1 La fonction de distribution électronique	164
16.1.2 La relation de dispersion plasma	167
16.2 Plasmons hélicoïdaux - Simulations numériques	168
16.2.1 Champs électriques	169
16.2.2 Ondes plasma	170
Bilan	175
A La théorie de Keldysh	179
B Les codes numériques	187
B.1 Les codes hydrodynamiques	187
B.2 Le code Maxwell-Fluide ou Schrödinger non linéaire	188
B.3 Les codes Particle In Cell	189

Curriculum Vitae

Dr Rachel Nuter
adresse : CELIA
351 cours de la Libération
33405 TALENCE
téléphone : 05 40 00 31 16
e-mail : rachel.nuter@u-bordeaux.fr

Expériences professionnelles :

- 2011- : Chercheuse CEA, mise à disposition au CELIA, Unité Mixte de Recherche CEA, CNRS, Université de Bordeaux, Talence, France
 - 2005-2011 : Chercheuse CEA au CEA-DAM Ile de France, Bruyères le Châtel, France
 - 2004-2005 : Contrat post-doctoral au CEA-DAM Ile de France, Bruyères le Châtel, France
 - 2002-2003 : Enseignante dans l'école de soutien scolaire Atout Math, niveau 6ème à Bac+2, Le Bouscat, France
 - 2000-2001 : Contrat post-doctoral au National Research Council, Ottawa, Canada
 - 1997-2000 : Doctorat de Physique au CELIA, Université de Bordeaux sur « les processus nonlinéaires associés à l'interaction entre un atome et un champs laser intense ».
-

Responsabilités professionnelles :

- Membre du Comité Scientifique du LAPHIA
- Représentante des utilisateurs du comité thématique de physique des plasmas (CT5) au Très Grand Centre de Calcul (TGCC).
- Suppléante à la représentante du comité thématique de physique des plasmas (CT5) au Centre Informatique National de l'Enseignement Supérieur (CINES).
- Membre du comité d'organisation du Forum « Institut Laser Plasma », Aussois, Mars 2017.
- Membre du comité d'organisation du Workshop « High-energy Density : a celebration day for Professor Vladimir Tikhonchuk », Bordeaux, Fevrier 2018.
- Membre du comité d'organisation de la Conférence CLEO/Europe-EQEC 2021, Munich, Juin 2021

- Participation au Groupement De Recherche « APPEL » (Accélérateurs Plasmas Pompés par Laser)
- Travail d'arbitrage pour différentes revues scientifiques (PRAB, PRE, PRL, Scientific Reports) et pour l'organisme Européen PRACE.

Projets scientifiques :

- Porteur en 2011 du projet européen PRACE (Partnership for Advanced Computing in Europe) SOULAC pour l'accès aux centres européens de calculs intensifs. Projet d'une durée de 1 an.
- Porteur depuis 2016 de projets nationaux annuels GENCI (Grand Equipement National de Calcul Intensif) pour l'accès aux centres nationaux de calculs intensifs (CINES et TGCC). Cumul d'heures CPU obtenues : 47 millions d'heures CPU. Renouvelé annuellement.
- Porteur depuis 2018 du projet européen PRACE (Partnership for Advanced Computing in Europe) MIMOSA_HPC pour l'accès aux centres européens de calculs intensifs. Projet d'une durée de 3 ans pour 45 millions d'heures CPU avec évaluation annuelle.

Encadrement de thèse et de contrats post-doctoraux :

- Thèse d'Illia THIELE. 2014-2017
 - « Theoretical investigations of terahertz generation in laser-induced microplasmas »
 - "Boundary conditions for arbitrarily shaped and tightly focused laser pulses in electromagnetic codes", I. Thiele, S. Skupin and R. Nuter, Journal of Computational Physics, 321, 1110 (2016)
 - "Theory of terahertz emission from femtosecond-laser-induced microplasmas", I. Thiele, R. Nuter, B. Bousquet, V. Tikhonchuk, S. Skupin, X. Davoine, L. Gremillet and L. Bergé, Physical Review E, 94, 063202 (2016)
 - "Broadband TeraHertz emission from two-color femtosecond-laser-induced microplasmas", I. Thiele, P. Gonzalez de Alaiza Martinez, R. Nuter, A. Nguyen, L. Bergé, S. Skupin, Physical Review A, 96, 053814 (2017)
 - "Plasma solenoid driven by a laser beam carrying an orbital angular momentum", R. Nuter, Ph. Korneev, I. Thiele and V. Tikhonchuk, Physical Review E, 98, 033211 (2018)
 - "TeraHertz emission from laser-driven gas plasmas : a plasmonic point

of view”, I. Thiele, B. Zhou, A. Nguyen, E. Smetanina, R. Nuter, K.J. Kaltenecker, P. Gonzalez de Alaiza Martinez, J. Déchard, L. Bergé, P.U. Jepsen and S. Skupin, *Optica*, 5, 1617 (2018)

- Thèse Julien MOREAU : 2014-2018
« Interaction d’une impulsion laser intense avec un plasma sous-dense dans le régime relativiste »
Publication : - “Stimulated Raman scattering in the relativistic regime in near critical plasmas”, J.G. Moreau, E. d’Humières, R. Nuter and V.T. Tikhonchuk, *Physical Review E*, 95, 013208 (2017)
- Contrat post-doctoral, Pedro GONZALEZ DE ALAIZA MARTINEZ : 2017-2019
- “Maxwell-consistent, symmetry- and energy-preserving solutions for ultrashort-laser-pulse propagation beyond the paraxial approximation”, P. González de Alaiza Martínez, G. Duchateau, B. Chimier, R. Nuter, I. Thiele, S. Skupin, V. T. Tikhonchuk, *Physical Review A*, 98, 043849 (2018).
- Contrat post-doctoral, David BLACKMAN : 2017-2019
- “Kinetic plasma waves carrying orbital angular momentum”, D.R. Blackman, R. Nuter, Ph. Korneev and V.T. Tikhonchuk, *Physical Review E*, 100, 013204 (2019)
- “Twisted kinetic plasma waves”, D.R. Blackman, R. Nuter, Ph. Korneev and V.T. Tikhonchuk, *Journal of Russian Laser Research*, 40, 419 (2019)
- “Nonlinear Landau damping of plasma waves with orbital angular momentum” D.R. Blackman, R. Nuter, Ph. Korneev and V.T. Tikhonchuk, *Physical Review E*, 102, 033208 (2020)

Liste des publications :

- “Generation of extreme ultraviolet tunable frequencies from mixed fields”, Rachel Hasbani, Eric Cormier and Henri Bachau, *Journal of Optical Society of America B*, vol 16, 1880 (1999)
- “Two electron atoms in strong field”, Rachel Hasbani, Henri Bachau, Eric Cormier, *Journal de Physique IV*, vol 10, 233 (2000)
- “Resonant and non-resonant ionization of helium by XUV ultrashort and intense laser pulses”, R. Hasbani, E. Cormier and H. Bachau, *Journal of Physics B*, vol 33, 2101 (2000)
- “Ionization of H^- by a strong ultrashort laser pulse”, G. Lagmago Kamta, T. Grosjes, B. Piraux, R. Hasbani, E. Cormier and H. Bachau, *Journal of Physics B*, vol 34, 857 (2001)

- “Selective dissociation of the stronger bond in HCN using an optical centrifuge”, R. Hasbani, B. Ostojic, P.R. Bunker and M. Yu Ivanov, *Journal of Chemical Physics*, vol 116, 10636 (2002)
- “Sub-laser-cycle electron pulses for probing molecular dynamics”, H. Nikura, F. Légaré, R. Hasbani, A.D. Bandrauk, M. Yu ; Ivanov, D.M. Villeneuve and P.B. Corkum, *Nature*, vol 417, 917 (2002)
- “Probing molecular dynamics with attosecond resolution using correlated wave packet pairs”, H. Nikura, F. Légaré, R. Hasbani, M. Yu Ivanov, D.M Villeneuve and P.B. Corkum, *Nature*, vol 421, 826 (2003)
- “Chirp-induced dynamics of femtosecond filaments in air”, R. Nuter, S. Skupin and L. Bergé, *Optics Letters*, vol 30, 917 (2005)
- “Multifilamentation transmission through fog”, G. Mejean, J. Kasparian, E. Salmon, S. Frey, J.-P. Wolf, S. Skupin, A. Vincotte, R. Nuter, S. Champeaux and L. Bergé, *Physical Review E*, vol 72, 026611 (2005)
- “Self-organized bundle of lasing filaments in dense media”, L. Guyon, F. Courvoisier, V. Boutou, R. Nuter, A. Vinçotte, S. Champeaux, L. Bergé, P. Glorieux, J.-P. Wolf, *Physical Review A*, vol 73, 051802 (2006)
- “Pulse chirping and ionization of O₂ molecules for the filamentation of femtosecond laser pulses in air”, R. Nuter and L. Bergé, *Journal of the Optical Society of America B*, vol 23, 874 (2006).
- “Optical femtosecond filaments in condensed media”, S. Skupin, R. Nuter, L. Bergé, *Physical Review A*, vol 74, 043813 (2006)
- “Ultra-short filaments of light in weakly ionized, optically transparent media”, L. Bergé, S. Skupin, R. Nuter, J. Kasparian and J.-P. Wolf, *Reports on Progress in Physics*, vol 70, 1633 (2007)
- “Control of lasing filament arrays in nonlinear liquid media”, L. Guyon, K.M. Hajek, F. Courvoisier, V. Boutou, R. Nuter, A. Vinçotte, S. Champeaux, L. Bergé and J.-P. Wolf, *Applied Physics B : Lasers and Optics*, vol 90, 383 (2008)
- “Characterization of a controlled plasma expansion in vacuum for laser driven ion acceleration”, A. Flacco, A. Guemnie-Tafo, R. Nuter, M. Veltcheva, D. Batani, E. Lefebvre, and V. Malka, *Journal of Applied Physics*, vol 104, p 103304 (2008)
- “Influence of a preplasma on electron heating and proton acceleration in ultraintense laser-foil interaction”, R. Nuter, L. Gremillet, P. Combis, M. Drouin, E. Lefebvre, A. Flacco, and V. Malka, *Journal of Applied Physics*, vol 104, p 103307 (2008)
- “Effect of plasma density scale length on the properties of bremsstrahlung x-ray sources created by picosecond laser pulses”, C. Courtois, A. Compant-Lafontaine, O. Landoas, G. Lidove, V. Méot, P. Morel,

- R. Nuter, E. Lefebvre, A. Boscheron, J. Grenier, M.M. Aléonard, M. Gerbaux, F. Gobet, F. Hannachi, G. Malka, J.N. Scheurer and M. Tarsien, *Physics of Plasmas*, vol 16, p 013105 (2009)
- “Ion acceleration with high-intensity lasers and application to isochoric heating”, E. Lefebvre, M. Carrié, R. Nuter, *Comptes-Rendus de Physique*, vol 10, 197 (2009)
 - “High-quality ion beams by irradiating a nano-structured target with a petawatt laser pulse”, M. Grech, S. Skupin, R. Nuter, L. Gremillet, E. Lefebvre, *New Journal of Physics*, vol 11, 093035 (2009)
 - “Effect of a nanometer scale plasma on laser-accelerated ion beams”, A. Levy, R. Nuter, T. Ceccotti, P. Combis, M. Drouin, L. Gremillet, P. Monot, H. Popescu, F. Réau, E. Lefebvre and P. Martin, *New Journal of Physics*, vol 11, 093036 (2009)
 - “Dependence on pulse duration and foil thickness in high-contrast-laser proton acceleration”, A. Flacco, F. Sylla, M. Veltchva, M. Carrié, R. Nuter, E. Lefebvre, D. Batani and V. Malka, *Physical Review E*, vol 81, p 036405 (2010)
 - “High-quality ion beams from nanometric double-layer targets and their application to hadron-therapy”, M. Grech, S. Skupin, R. Nuter, L. Gremillet and E. Lefebvre, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, vol 620, p 63 (2010)
 - “Proton acceleration by moderately relativistic laser pulses interacting with solid density targets”, E. Lefebvre, L. Gremillet, A. Lévy, R. Nuter, P. Antici, M. Carrié, T. Ceccotti, M. Drouin, J. Fuchs, V. Malka and D. Neely, *New Journal of Physics*, vol 12, p 045017 (2010)
 - “Coulomb explosion of uniformly charged spheroids”, M. Grech, R. Nuter, A. Mikaberidze, P. Di Cintio, L. Gremillet, E. Lefebvre, U. Saalman, J.M. Rost and S. Skupin, *Physical Review E*, 84, 056404 (2011)
 - “Field ionization model implemented in Particle In Cell code and applied to laser-accelerated carbon ions”, R. Nuter, L. Gremillet, E. Lefebvre, A. Lévy, T. Ceccotti, and P. Martin, *Physics of Plasmas*, 18, 033107(2011)
 - “Pulse suppression and optimization of Backward Raman amplification with a chirped pump laser beam”, R. Nuter and V. Tikhonchuk, *Physical Review E*, 87, 043109 (2013)
 - “Space- and time-resolved observation of extreme laser frequency upshifting during ultrafast-ionization”, A. Giulietti, A. Andre, S. Dufrenoy, D. Giulietti, T. Hosokai, P. Koester, H. Kotaki, L. Labate, T. Levato, R. Nuter, N.C. Oathak, P. Monot, LA. Gizzi, *Physics of Plasmas*, 20, 082307 (2013)

- “Maxwell solvers for the simulations of the Laser-matter interaction”, R. Nuter, M. Grech, P. Gonzalez de Alaiza Martinez, G. Bonnaud, E. d’Humières, *European Physical Journal D*, 68, 177 (2014)
- “Limits of the M1 and M2 angular moments models for kinetic plasma physics studies”, S. Guisset, J.G. Moreau, R. Nuter, S. Brull, E. d’Humières, B. Dubroca and V.T. Tikhonchuk, *Journal of Physics A : Mathematical and Theoretical*, 48, 335501 (2015)
- “Suppressing the numerical Cherenkov radiation in the Yee numerical scheme”, R. Nuter, and V.T. Tikhonchuk, *Journal of Computational Physics*, 305, 664 (2016)
- “Boundary conditions for arbitrarily shaped and tightly focused laser pulses in electromagnetic codes”, I. Thiele, S. Skupin and R. Nuter, *Journal of Computational Physics*, 321, 1110 (2016)
- “Theory of terahertz emission from femtosecond-laser-induced microplasmas”, I. Thiele, R. Nuter, B. Bousquet, V. Tikhonchuk, S. Skupin, X. Davoine, L. Gremillet and L. Bergé, *Physical Review E*, 94, 063202 (2016)
- “Stimulated Raman scattering in the relativistic regime in near critical plasmas”, J.G. Moreau, E.d’Humières, R. Nuter and V.T. Tikhonchuk, *Physical Review E*, 95, 013208 (2017)
- “Collimated Propagation of fast electron beams accelerated by high-contrast laser pulses in highly resistive shocked carbon”, X. Vaisseau et al., *Physical Review Letters*, 118, 205001 (2017)
- “Broadband TeraHertz emission from two-color femtosecond-laser-induced microplasmas”, I. Thiele, P. Gonzalez de Alaiza Martinez, R. Nuter, A. Nguyen, L. Bergé, S. Skupin, *Physical Review A*, 96, 053814 (2017)
- “Plasma solenoid driven by a laser beam carrying an orbital angular momentum”, R. Nuter, Ph. Korneev, I. Thiele and V. Tikhonchuk, *Physical Review E*, 98, 033211 (2018)
- “TeraHertz emission from laser-driven gas plasmas : a plasmonic point of view”, I. Thiele, B. Zhou, A. Nguyen, E. Smetanina, R. Nuter, K.J. Kaltenecker, P. Gonzalez de Alaiza Martinez, J. Déchard, L. Bergé, P.U. Jepsen and S. Skupin, *Optica*, 5, 1617 (2018)
- “Maxwell-consistent, symmetry- and energy-preserving solutions for ultrashort-laser-pulse propagation beyond the paraxial approximation”, P. González de Alaiza Martínez, G. Duchateau, B. Chimier, R. Nuter, I. Thiele, S. Skupin, V. T. Tikhonchuk, *Physical Review A*, 98, 043849 (2018).
- “Kinetic plasma waves carrying orbital angular momentum”, D.R. Blackman, R. Nuter, Ph. Korneev and V.T. Tikhonchuk, *Physical Review E*, 100, 013204 (2019)

- “Twisted kinetic plasma waves”, D.R. Blackman, R. Nuter, Ph. Korneev and V.T. Tikhonchuk, *Journal of Russian Laser Research*, 40, 419 (2019)
 - “Gain of electron orbital angular momentum in a direct laser acceleration process”, R. Nuter, Ph. Korneev, E. Dmitriev, I. Thiele, and V. T. Tikhonchuk, *Physical Review E*, 101, 053202 (2020)
 - “Numerical study of momentum and energy transfer in the interaction of a laser pulse carrying orbital angular momentum with electrons”, V.T. Tikhonchuk, Ph. Korneev, E. Dmitriev, R. Nuter, *High Energy Density Physics*, 37, 100863 (2020)
 - “Nonlinear Landau damping of plasma waves with orbital angular momentum” D.R. Blackman, R. Nuter, Ph. Korneev and V.T. Tikhonchuk, *Physical Review E*, 102, 033208 (2020)
-

Liste des proceedings :

- “Plasmonic resonances affecting terahertz generation in laser-induced gas-plasmas”, 43rd International Conference on Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves (IRMMW-THz), 2018
- “Towards compact efficient fs-laser-induced THz sources from microplasmas”, Conference on Lasers and Electro-Optics Europe / European Quantum Electronics Conference (CLEO/Europe-EQEC), 2017
- “High-quality ion beams from nanometric double-layer targets and their application to hadron-therapy”, COULOMB Workshop on Ions Acceleration with High Power Lasers, 2010
- “Interfering lasing filaments in dense absorbing media”, 15th International Conference on Ultrafast Phenomena, 2006
- “Probing wave packet motion of D_2^+ with sub femtosecond resolution”, 13th International Conference on Ultrafast Phenomena, 2002
- “The helium atom in strong and short laser pulses : Multielectron effects”, NATO Advanced Research Workshop on Super-Intense Laser-Atom Physics, 2000
- “Two electron atoms in strong field”, 6th Colloquium on Lasers and Quantum Optics, 2000
- “Interaction of a two-electron system with an ultrashort laser pulse”, 8th International Conference on Multiphoton Processes (ICOMP VIII)

Introduction

L'interaction laser-matière est un terme générique faisant référence à des études aussi variées que différentes. La matière peut être multiple et se présentait sous différentes formes nécessitant des théories bien différentes pour décrypter son comportement lorsque celle-ci est irradiée. Ainsi, la matière peut être gazeuse, solide, liquide, plasma, atomique, moléculaire, organique. . . . Autant d'états différents qui nécessiteront des concepts théoriques adaptés. Alors que j'ai débuté mes travaux de recherche en m'intéressant à l'irradiation d'atome ou de molécules par des faisceaux laser, la majeure partie de ma carrière scientifique s'est faite autour d'études relatives à l'interaction laser-plasma. J'ai ainsi étudié la propagation nonlinéaire d'impulsions laser femtosecondes dans les milieux optiquement transparents [partie I], où la génération de plasma, responsable de la défocalisation du laser, permet d'auto-propager l'impulsion laser sur plusieurs dizaines de mètres. Dans ces études, les théories plasma jouent tout leur rôle pour la compréhension des mécanismes physiques mis en jeu : défocalisation, élargissement spectral. . . . Mais il est aussi très important de pouvoir décrire quantitativement la transformation de la matière, du gaz vers le plasma et d'inclure dans ces analyses les modèles de photo-ionisation. Ajouter du microscopique au macroscopique pour être toujours plus précis dans nos analyses reste un enjeu important des études menées [chapitre 2]. Cette auto-propagation de faisceaux laser est étudiée dans des plasmas dits dilués où la densité électronique est de l'ordre de $n_e \sim 10^{18} \text{ cm}^{-3}$. Mes projets de recherche m'ont aussi conduite vers l'étude de la propagation de faisceau laser d'intensité modérée dans des plasmas plus denses. Il s'agit de plasma dont la densité est sensiblement inférieure au quart de la densité critique du plasma ($n_c = 1.74 \times 10^{21} \text{ cm}^{-3}$ pour $\lambda_0 = 800 \text{ nm}$). Dans ce cas, l'action du plasma sur la propagation du faisceau laser ne se réduit pas seulement à une défocalisation du faisceau laser mais fait apparaître un nouveau rayonnement électromagnétique [partie II] au travers d'un couplage à trois ondes : ondes électromagnétiques et onde plasma. Ces couplages électromagnétiques observés dans les plasmas sont actuellement exploités pour engendrer un nouveau champ d'étude : l'optique plasma, où le plasma est assimilé à un composant optique. L'intérêt principal de ce nouveau champs d'étude est la tenue au flux lumineux bien plus importante pour les plasmas que pour les composants solides, tels que les cristaux. La densité critique du plasma constitue la densité seuil du plasma à partir de laquelle le plasma devient opaque aux faisceaux laser. C'est dans ce domaine de densité plasma que je me suis intéressée à l'accélération d'ions par laser [partie III]. Cette accélération a lieu lors de l'irradiation d'une cible solide par un faisceau laser intense (intensité supérieure à 10^{18} W/cm^2) et court (quelques dizaines de femtosecondes à quelques dizaines de picosecondes). Dans ces études, le plasma de densité solide s'oppose à la propagation du faisceau laser intense et ne permet qu'un couplage laser/plasma surfacique. Là encore, ces études requièrent des codes numériques décrivant l'interaction d'un plasma avec un laser et des outils théoriques relatifs aux couplages

laser/électrons et électrons/ions. J’y ai aussi apporté ma connaissance théorique de la photo-ionisation afin de rendre les modèles plus précis et de décrire la transformation des polluants hydrogénés en plasma [chapitre 10].

Alors que mon champs d’étude se réduit à l’interaction laser-plasma, ce dernier reste bien vaste au regard des faisceaux laser considérés. Il existe, en effet, une grande variété de faisceaux laser caractérisés par leur longueur d’onde, leur durée d’impulsion, leur intensité... L’intensité laser joue un grand rôle dans le choix des modèles numériques réalisés. Dans mon cas, les études numériques ont été réalisées avec des faisceaux laser dont l’intensité variaient de 10^{14} W/cm² à 10^{20} W/cm² et dont la durée d’impulsion variait de quelques dizaines de femtosecondes à quelques dizaines de picosecondes. Les impulsions femtosecondes se propageant dans l’air avaient des intensités de l’ordre de 10^{14} - 10^{15} W/cm² [partie I]. Dans ce cas, les électrons composant le plasma ont un comportement collectif qui permet de considérer des modèles numériques dits fluides. Nous avons alors choisi le modèle de Drude où la densité de courant électronique est supposée osciller à la fréquence optique. De plus, comme les densités plasma sont faibles, nous supposons que la réponse plasma est lente au regard des hautes fréquences du laser, et ainsi les équations de Maxwell sont résolues en considérant l’approximation de l’enveloppe lentement variable. En revanche, l’accélération d’ions par laser [partie III] se produit pour des intensités laser relativistes (supérieures à 10^{18} W/cm²) qui confèrent aux électrons du plasma un caractère cinétique, c’est à dire que le mouvement des électrons ne peut plus être décrit par des quantités physiques moyennées. Il est alors nécessaire de résoudre la trajectoire individuelle des particules au travers des équations du mouvement relativiste.

Les paramètres laser tels que la durée d’impulsion, la tache focale, la polarisation ou encore la dérive de fréquence contribuent au façonnage du faisceau laser pour optimiser son interaction avec la matière. Il existe un autre paramètre laser qui suscite depuis quelques temps un grand intérêt : le moment angulaire orbital du faisceau laser. Ce paramètre permet un modelage de la distribution spatiale du faisceau ainsi qu’un contrôle de la trajectoire de son vecteur de Poynting qui, rappelons le, décrit la propagation de l’énergie laser. Le laser ne possède plus une distribution spatiale de type gaussienne, avec le maximum de l’intensité laser sur l’axe de propagation, mais une distribution de type “donut” où l’intensité laser est nulle au centre du faisceau. Quant au vecteur de Poynting, il effectue une précession autour de l’axe de propagation provenant de la rotation angulaire de la phase. En adaptant l’ensemble de nos codes numériques à ces faisceaux, nous avons modélisé l’interaction laser plasma avec des faisceaux laser de forte intensité comportant un moment angulaire orbital [partie IV]. Ainsi, nous avons montré, qu’il était possible de générer un “solénoïde sans fil” où le champs magnétique quasi-statique généré est entièrement contrôlable et modifiable par les paramètres laser.

Première partie

Propagation nonlinéaire
d'impulsions femtosecondes
dans les milieux optiquement
transparents.

Ce chapitre synthétise mes travaux menés sur la propagation d'impulsions laser femtosecondes dans les milieux optiquement transparents. Des mesures expérimentales [1], confirmées par des analyses théoriques et numériques [2], ont montré que des impulsions laser femtosecondes intenses se propagent sur plusieurs dizaines de mètres dans l'air, bien au-delà de leur longueur de Rayleigh [1, 3, 4]. Ces propagations sur de longues distances sont le résultat d'une compétition entre deux processus physiques : d'une part, l'auto-focalisation du faisceau laser soumis à l'effet Kerr et d'autre part, sa défocalisation due au plasma d'électrons créé lors du passage de l'onde laser [5]. Ce plasma naît de l'ionisation des molécules présentes dans le milieu lorsque l'intensité du champ laser excède une valeur seuil ($I_{\text{seuil}} > 10^{13}$ W/cm²). Ce phénomène d'autopropagation de faisceaux laser s'observe tout aussi bien dans des milieux denses, tels que la silice, pour peu que les pertes énergétiques du faisceau laser par absorption dans le milieu ne soient pas trop importantes [6, 7].

Nous débutons cette partie par une présentation du modèle numérique décrivant la propagation d'une impulsion femtoseconde dans les milieux optiquement transparents. Ce modèle nous permettra de rappeler quelques grandeurs physiques caractérisant l'autopropagation d'un faisceau laser. En particulier, nous présenterons la puissance critique d'autofocalisation, puissance seuil à partir de laquelle se déclenche l'autofocalisation ainsi que la distance d'autofocalisation du faisceau. Dans un second temps, nous détaillerons les modèles numériques considérés pour décrire la photo-ionisation des molécules présentes dans l'air ou des matériaux denses [8]. **Cette partie constitue mon apport notable aux études numériques de la propagation nonlinéaire d'impulsions femtosecondes dans les milieux transparents. En effet, avant de réaliser toute étude numérique en support aux mesures expérimentales, je me suis attachée à reprendre les différentes théories de photo-ionisation afin de contruire un modèle théorique et numérique intégrable dans le code de propagation. Ce travail a permis de définir un modèle pour tout type de milieu, gaz ou matériau condensé, et valable dans un régime d'intensité laser élargi.** Une attention particulière sera portée aux différentes théories existantes. Enfin, nous présenterons deux études scientifiques réalisées sur cette thématique : le contrôle de la propagation nonlinéaire par des impulsions laser "chirpées" [9] et l'étude des différents régimes de propagation dans la Silice [10].

Les publications scientifiques en lien avec cette thématique sont :

- "Chirp-induced dynamics of femtosecond filaments in air", R. Nuter, S. Skupin and L. Bergé, Optics Letters, vol 30, 917 (2005)
- "Multifilamentation transmission through fog", G. Mejean, J. Kasparian, E. Salmon, S. Frey, J.-P. Wolf, S. Skupin, A. Vincotte, R. Nuter, S. Champeaux and L. Bergé, Physical Review E, vol 72, 026611 (2005)

- “Self-organized bundle of lasing filaments in dense media”, L. Guyon, F. Courvoisier, V. Boutou, R. Nuter, A. Vinçotte, S. Champeaux, L. Bergé, P. Glorieux, J.-P. Wolf, *Physical Review A*, vol 73, 051802 (2006)
- “Pulse chirping and ionization of O₂ molecules for the filamentation of femtosecond laser pulses in air”, R. Nuter and L. Bergé, *Journal of the Optical Society of America B*, vol 23, 874 (2006).
- “Optical femtosecond filaments in condensed media”, S. Skupin, R. Nuter, L. Bergé, *Physical Review A*, vol 74, 043813 (2006)
- “Ultra-short filaments of light in weakly ionized, optically transparent media”, L. Bergé, S. Skupin, R. Nuter, J. Kasparian and J.-P. Wolf, *Reports on Progress in Physics*, vol 70, 1633 (2007)
- « Control of lasing filament arrays in nonlinear liquid media », L. Guyon, K.M. Hajek, F. Courvoisier, V. Boutou, R. Nuter, A. Vinçotte, S. Champeaux, L. Bergé and J.-P. Wolf, *Applied Physics B : Lasers and Optics*, vol 90, 383 (2008)

Les collaborateurs scientifiques et leur statut durant le projet :

- Luc Bergé, Ingénieur chercheur CEA, CEA DAM Ile de France.
- Stéphanie Champeaux, Ingénieur chercheur CEA, CEA DAM Ile de France
- Stefan Skupin, doctorant.
- Antoine Vinçotte, doctorant.

Le projet :

Ces études s’inscrivaient dans le cadre d’un projet interne au CEA-DAM Ile de France, géré par Luc Bergé depuis une dizaine d’années. Le groupe était composé de deux permanents (Luc Bergé et Stéphanie Champeaux), de deux doctorants (Stefan Skupin et Antoine Vinçotte) et d’un post-doctorant (moi-même) sur une durée de deux années. De nombreuses études numériques ont été réalisées en support à des mesures expérimentales effectuées par des expérimentateurs du LASIM de l’université Claude Bernard à Lyon. Les simulations numériques étaient effectuées sur les calculateurs internes au CEA-DAM Ile de France.

Ma principale tâche dans ce projet consistait à développer un modèle numérique décrivant la photo-ionisation des molécules de di-oxygène et des matériaux denses, tels que la silice, dans une gamme d’intensité laser élargie. J’ai réalisé le développement théorique en complète autonomie. En revanche, l’implémentation numérique du modèle s’est faite en collaboration avec Stefan Skupin (doctorant) qui a entièrement développé le code de propagation nonlinéaire.

Chapitre 1

Modèle numérique

Le modèle théorique décrivant la propagation nonlinéaire d'impulsions femtosecondes dans des milieux optiquement transparents dérive de la résolution des équations de Maxwell pour l'onde laser et du modèle de Drude pour les électrons issus de l'ionisation [2]. Considérant l'approximation paraxiale et l'hypothèse de l'enveloppe lentement variable, l'équation de propagation de l'enveloppe du faisceau $\mathcal{E}(x, y, z, t)$, où $t = t_{lab} - z/v_g$ modélise le temps dans le repère de l'onde avec t_{lab} le temps dans le laboratoire et v_g la vitesse de groupe de l'onde laser, z la composante longitudinale et (x, y) les composantes transverses, s'écrit [4, 11] :

$$\begin{aligned} \frac{\partial \mathcal{E}}{\partial z} = & \frac{i}{2k_0} T^{-1} \nabla_{\perp}^2 \mathcal{E} + i \mathcal{D} \mathcal{E} - i \frac{k_0}{2n_0^2 \rho_c} T^{-1} \rho \mathcal{E} + i \frac{\omega_0}{c} n_2 T \int \mathcal{R}(t-t') |\mathcal{E}|^2 dt' \mathcal{E} \\ & - \frac{\sigma}{2} \rho \mathcal{E} - \frac{U_i W(I) \rho_{nt}}{2I} \mathcal{E} \end{aligned} \quad (1.1)$$

Le premier terme modélise la diffraction spatiale du faisceau laser avec $T = 1 + (i/\omega_0) \frac{d}{dt}$, et ω_0 la pulsation laser. T est un terme correctif à l'approximation de l'enveloppe lentement variable modélisant la dispersion spectrale des impulsions ultra-courtes (quelques cycles optiques) dans les milieux denses. Le second terme correspond à la dispersion de la vitesse de groupe où \mathcal{D} modélise la dispersion spectrale. Lorsque cette dernière est positive, ce terme conduit à un élargissement temporel du faisceau laser. Le troisième terme modélise la défocalisation du faisceau induite par le plasma avec n_0 , la partie linéaire de l'indice de réfraction, k_0 le nombre d'onde, ρ la densité de charge électronique du plasma et $\rho_c = m_e \epsilon_0 \omega_0^2 / e^2$ la densité de charge critique du plasma avec m_e et e les masse et charge électroniques. L'autofocalisation du faisceau induite par l'effet Kerr est modélisée avec le quatrième terme, où n_2 est la partie nonlinéaire de l'indice de réfraction et où :

$$\mathcal{R}(t) = (1 - x_{dk}) \delta(t) + x_{dk} [(1 + \Omega^2 \tau_K^2) / \Omega \tau_K^2] \theta(t) e^{-t/\tau_K} \sin(\Omega t) \quad (1.2)$$

avec $\delta(t)$ et $\theta(t)$ les fonctions de Dirac et de Heaviside, respectivement. Le paramètre x_{dk} quantifie la part de la réponse retardée dans l'effet Kerr, et $\Omega\tau_K$ caractérise la relaxation des milieux considérés. La réponse Kerr du milieu contient deux composantes : une composante “instantanée” et une composante “retardée” modélisées respectivement par les premier et deuxième terme de l'équation (1.2). La réponse Kerr retardée correspond à la diffusion Raman observée dans les molécules anisotropes [12]. En effet, les molécules possèdent des états rotationnels et vibrationnels pouvant émettre du rayonnement Stokes. Il se trouve que ce processus est aussi d'ordre 3 en champs électrique. Il vient donc s'ajouter à l'effet Kerr optique.

Enfin, les deux derniers termes de l'équation (1.1) modélisent les pertes d'énergie du faisceau laser, respectivement par photoionisation et par effet Bremsstrahlung inverse, où σ est la section efficace d'absorption par Bremsstrahlung, $W(I)$ est la probabilité de photo-ionisation, U_i est le potentiel d'ionisation du milieu, ρ_{nt} est la densité de neutre et $I = \frac{1}{2}\epsilon_0 n_0 |\mathcal{E}|^2$ est l'intensité du faisceau laser.

L'équation (1.1) est couplée à l'évolution temporelle de la densité électronique du plasma, obtenue à partir du modèle de Drude :

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} = W(I)\rho_{nt} + \sigma \frac{\rho I}{U_i} - \frac{\rho}{\tau_R} \quad (1.3)$$

où le dernier terme décrit la recombinaison electron-ion avec τ_R le temps de recombinaison.

Les équations (1.1), (1.2) et (1.3) modélisent numériquement la propagation de faisceaux laser femtosecondes dans l'air ou encore dans la silice. Il est à noter que ce modèle est valide pour les systèmes centro-symétriques, où l'ordre 2 de la polarisation nonlinéaire est nul. Lors de nos études, nous avons considéré des résolutions bi-dimensionnelles et tri-dimensionnelles de ces équations.

1.1 Quelques outils analytiques

Afin d'étudier la propagation nonlinéaire d'impulsions femtosecondes dans les milieux optiquement transparents, tels que l'air ou encore la silice, il est utile d'avoir accès à des ordres de grandeur des quantités physiques mises en jeu. Par exemple, il est utile de connaître la puissance minimale du faisceau laser qui permettra d'observer l'auto-focalisation, ou encore à quelle distance se produira cette focalisation. Pour cela, nous nous intéressons aux différents mécanismes physiques subis par le faisceau laser femtoseconde au cours de sa propagation.

1.1.1 L'effet Kerr optique

L'effet Kerr optique est une biréfringence du milieu, induite par l'intensité du faisceau laser oscillant à la pulsation optique ω [5]. Il peut être décrit par la variation de l'indice de réfraction du milieu :

$$n(I) = n_0 + n_2 I \quad (1.4)$$

D'un point de vue phénoménologique, l'effet Kerr provient de la réponse des électrons dits "liés" de l'atome ou de la molécule à l'excitation par un faisceau laser. Il est modélisé à l'aide de l'ordre 3 du champs de polarisation \vec{P} présent dans le milieu et dépendant du champs électrique \vec{E} :

$$\vec{P}^{(3)}(\omega_1 + \omega_2 + \omega_3) = \epsilon_0 \chi^{(3)}(\omega_1, \omega_2, \omega_3) \vec{E}(\omega_1) \vec{E}(\omega_2) \vec{E}(\omega_3) \quad (1.5)$$

où $\chi^{(3)}$ est le terme de susceptibilité nonlinéaire d'ordre 3. Ce terme s'écrit sous forme de tenseur. Notons que pour les systèmes centro-symétriques, ce terme nonlinéaire est le premier terme de la polarisation nonlinéaire non nul ($\vec{P}^{(2)} = 0$). En considérant un faisceau laser monochromatique polarisé le long de l'axe y et en se restreignant au cas où $\chi^{(3)}$ est diagonal, nous obtenons :

$$\begin{aligned} \vec{P}^{(3)}(t) &= \epsilon_0 \chi^{(3)} E_\omega^3 \cos^3(\omega t) \vec{e}_y \\ &= \frac{1}{4} \epsilon_0 \chi^{(3)} E_\omega^3 [\cos(3\omega t) + 3 \cos(\omega t)] \vec{e}_y \end{aligned} \quad (1.6)$$

Alors que le premier terme correspond à la génération de rayonnement harmonique à l'ordre 3, le second et dernier terme modélise l'effet Kerr optique.

$$\vec{P}_\omega^{(3)}(t) = \frac{3}{4} \epsilon_0 \chi^{(3)} E_\omega^3 \vec{e}_y \quad (1.7)$$

Considérant l'intensité du faisceau laser, $I = \frac{1}{2} n_0 \epsilon_0 c E^2$, nous obtenons l'expression de l'indice de réfraction nonlinéaire : $n_2 = \frac{3\chi^{(3)}}{n_0^2 \epsilon_0 c}$.

1.1.2 La puissance critique d'autofocalisation

Lorsque n_2 est positif, l'effet Kerr est assimilable à une lentille convergente, focalisant le faisceau laser comme présenté à la figure 1.1. En égalisant le trajet des rayons lumineux, nous avons :

$$(n_0 + n_2 I) z_{sf} = n_0 * \frac{z_{sf}}{\cos(\theta_{sf})} \quad (1.8)$$

où z_{sf} est la distance d'auto-focalisation, et θ_{sf} est l'angle d'auto-focalisation. Nous supposons que l'angle d'auto-focalisation est petit, ce qui nous permet d'écrire $\cos(\theta_{sf}) = 1 - \frac{1}{2} \theta_{sf}^2$, conduisant à $\theta_{sf} = \sqrt{\frac{2n_2 I}{n_0}}$. L'effet Kerr permet l'autofocalisation du faisceau uniquement si θ_{sf} égalise à minima l'angle

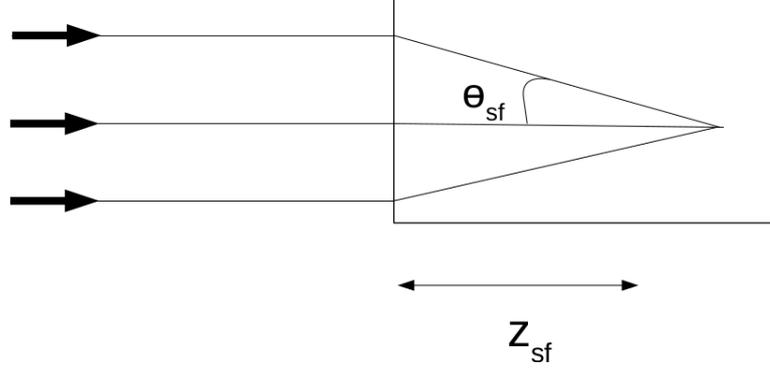


FIGURE 1.1 – Représentation de l'autofocalisation de rayons lumineux.

de diffraction. Ce dernier, estimé par le modèle de diffraction de Fraunhofer, est égal à $\theta_d = \frac{0.61\lambda}{n_0 w_0}$ où λ est la longueur d'onde du faisceau, et w_0 son beam-waist. En égalisant ces deux expressions angulaires, nous obtenons une estimation de la puissance critique d'autofocalisation, c'est à dire de la puissance minimale requise pour que le faisceau subisse une autofocalisation par effet Kerr :

$$P_{cr} = \frac{\pi (0.61)^2 \lambda^2}{4 n_0 n_2} \quad (1.9)$$

Cette expression analytique de la puissance critique d'autofocalisation montre que plus l'intensité laser est élevée, et plus la partie nonlinéaire de l'indice de réfraction est importante, plus cette puissance critique sera faible et accessible par des faisceaux laser faiblement énergétiques.

1.1.3 La distance d'autofocalisation

Nous pouvons aussi donner une estimation de la distance d'autofocalisation, $z_{sf} = w_0 / \tan(\theta_{sf})$. Toujours dans l'approximation de petit angle de focalisation, nous obtenons $z_{sf} \sim w_0 / \theta_{sf}$, soit $z_{sf} = \frac{2n_0 w_0^2}{\lambda_0} \frac{1}{\sqrt{P/P_{cr}}}$. Ainsi, plus la puissance laser sera importante, plus la distance d'autofocalisation sera réduite.

Cette estimation du point focal nonlinéaire z_{sf} repose sur un raisonnement simplifié. En fait, il est de coutume de considérer l'expression phénoménologique donnée par Marburger dans Ref [13] :

$$z_{sf} = \frac{0.367 z_R}{\sqrt{\left(\sqrt{\frac{P}{P_{cr}}} - 0.852\right)^2 - 0.0219 + \frac{z_R}{f}}} \quad (1.10)$$

où $z_R = \frac{\pi w_0^2}{\lambda}$ est la distance de Rayleigh et f la distance focale. Cette expression a été obtenue en tenant compte de la phase du champs dans la

résolution de l'équation d'onde incluant uniquement le terme cubique Kerr et le terme de diffraction.

Chapitre 2

Modèle d'ionisation

Ce chapitre synthétise les développements théoriques et numériques que j'ai réalisés en complète autonomie durant mon contrat post-doctoral au CEA-DAM Ile de France.

Nous venons de détailler l'autofocalisation par effet Kerr, où le diamètre du faisceau laser diminue au cours de sa propagation. Naturellement, l'intensité laser augmente et arrache des électrons au matériau lorsqu'elle dépasse l'intensité seuil d'ionisation. L'autofocalisation du faisceau s'accompagne donc de la génération d'un plasma d'électrons, dont l'action immédiate est la modification de l'indice du milieu, $\sqrt{1 - \frac{n_e}{n_c}}$, où n_e et n_c sont les densité électronique et densité critique du plasma. Ce plasma d'électrons s'oppose à l'autofocalisation Kerr et défocalise le faisceau laser. Par une succession de focalisation par effet Kerr, et de défocalisation par le plasma, nous comprenons que le faisceau laser peut s'autopropager sur de longues distances, bien au delà de la distance de Rayleigh. L'intensité laser avec laquelle le faisceau s'autopropage est gouvernée par l'ionisation du milieu qui sature l'autofocalisation. Il est donc essentiel de modéliser avec précision ces processus de photoionisation se produisant dans les molécules d'air ou de gaz et dans les milieux denses tels que la silice ou colorant.

2.1 Modèle d'ionisation dans les milieux dilués

Afin de correctement décrire la génération de plasma, nous nous sommes intéressés à différentes théories de l'ionisation par champ laser intense. L'objectif était de reproduire quantitativement l'ionisation de la molécule O_2 , molécule ayant le plus faible potentiel d'ionisation dans l'air, par un champ laser dont l'intensité pouvait atteindre 10^{14} W/cm². Nous rappelons que le potentiel d'ionisation de la molécule d'azote (N_2), égal à 15.6 eV, est supérieur à celui de O_2 , lui-même égal à 12.1 eV. Ainsi, bien que N_2 représente 80% des molécules dans l'atmosphère, le plasma généré dans le sillage du faisceau est majoritairement issu de l'ionisation des molécules de di-oxygène

(20% en proportion).

2.1.1 La théorie de Keldysh

Cette théorie, développée par Keldysh [14], permet de calculer le taux d'ionisation d'un atome hydrogénoïde lorsqu'il interagit avec un champ laser de forte intensité. Historiquement, l'intérêt de cette méthode était qu'elle permettait de décrire l'ionisation d'atomes simples tant en régime multiphotonique (régime de basse intensité) qu'en régime tunnel (régime de haute intensité). En effet, le processus d'ionisation de l'atome est souvent décrit au travers de deux schémas physiques différents : l'ionisation multiphotonique et l'ionisation par effet tunnel. Les précédents modèles de photoionisation implémentés dans les codes d'autopropagation étaient imprécis car ils ne tenaient compte que des processus multiphotoniques.

Lorsqu'un atome se retrouve en interaction avec un champ laser, l'électron de valence est soumis à deux potentiels : le potentiel coulombien [$V(r) = -\frac{Z}{r}$] et le potentiel d'interaction avec le champ électrique évoluant périodiquement [$-\vec{E} \cdot \vec{r} \cos(\omega t)$, où ω est la pulsation laser]. Ces potentiels sont schématisés sur les Figures 2.1(a) et 2.1(b), où nous avons posé $t = T$ (T est la période du champ laser).

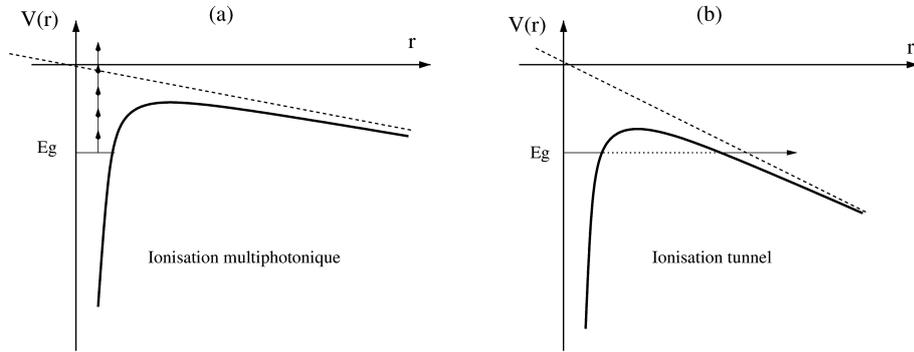


FIGURE 2.1 – Potentiel $V(r) = -\frac{Z}{r} - Er$, auquel est soumis l'électron de valence à $t = T$. E_g est la position énergétique de l'état fondamental. La ligne en pointillé représente le terme $-Er$. (a) Régime multiphotonique. (b) Régime tunnel.

En régime multiphotonique [Figure 2.1(a)], le champ électrique perturbe très peu le potentiel coulombien. Ainsi, pour arracher l'électron de valence, l'atome doit absorber un nombre K de photons d'énergie unitaire $\hbar\omega$ tel que $K\hbar\omega$ soit supérieur à l'énergie d'ionisation $I_s = -E_g$. On parle alors d'ionisation multiphotonique, et le taux d'ionisation de ce processus, exprimé en s^{-1} , est de la forme :

$$W = \sigma^{(K)} \times I^K, \quad (2.1)$$

où

- I (en W/cm^2) est l'intensité du champ laser,
- K est le nombre de photons nécessaires à l'ionisation,
- $\sigma^{(K)}$ (en $\text{s}^{-1}\text{cm}^{2K}/\text{W}^K$) désigne la section efficace de photo-ionisation par absorption de K photons.

En régime tunnel [Figure 2.1(b)], régime de haute intensité, l'électron est ionisé par passage au travers de la barrière de potentiel. En effet, le champ laser est si intense, qu'il abaisse suffisamment la barrière du potentiel coulombien pour donner la possibilité à l'électron de traverser celle-ci par effet tunnel et de se libérer de son atome d'origine.

Afin de distinguer ces processus, Keldysh a calculé le rapport entre le temps mis par l'électron pour passer au travers de la barrière de potentiel et le temps pendant lequel cette dernière est abaissée (temps égal à une demi-période laser). Ce rapport, communément appelé "paramètre de Keldysh", est dépendant de la fréquence optique du champ laser et de son amplitude :

$$\gamma = \frac{\omega\sqrt{2m_e I_s}}{eE}, \quad (2.2)$$

où

- ω est la pulsation laser,
- m_e est la masse de l'électron,
- I_s désigne l'énergie d'ionisation de l'atome hydrogénoïde,
- e est la charge élémentaire de l'électron,
- E est l'amplitude du champ électrique.

Pour $\gamma \gg 1$, le processus dominant est l'ionisation par absorption multiphotonique. L'amplitude du champ laser n'est pas suffisamment élevée pour permettre à l'électron un passage au travers de la barrière de potentiel. En revanche, dans le cas $\gamma \ll 1$, l'ionisation par effet tunnel est dominante.

Spécifiquement, la théorie de Keldysh a été développée pour un atome hydrogénoïde irradié par un champ laser intense. Ce champ, supposé en polarisation linéaire, est décrit par les équations suivantes :

$$\vec{E}(t) = \vec{E} \cdot \cos(\omega t), \quad (2.3)$$

$$\vec{A}(t) = \frac{1}{\omega} \vec{E} \cdot \sin(\omega t), \quad (2.4)$$

où $\vec{E}(t)$ et $\vec{A}(t)$ sont respectivement le champ électrique laser et son potentiel vecteur associé.

Le taux d'ionisation W se calcule alors de la manière suivante :

$$W = \lim_{T \rightarrow \infty} \int \frac{d\vec{p}}{(2\pi\hbar)^3} \frac{d}{dT} \left[P_{|g\rangle \rightarrow |\vec{p}\rangle}(T) \right], \quad (2.5)$$

où $P_{|g\rangle \rightarrow |\vec{p}\rangle}(T)$ est la probabilité de transition de l'état fondamental $|g\rangle$ vers un état du continu $|\vec{p}\rangle$ de l'atome par unité de temps (\vec{p} décrit l'impulsion de l'électron ionisé).

Nous n'entrerons pas ici dans le détail des calculs, ceux ci sont présentés à l'annexe A. Il est en revanche important de noter que le calcul du taux d'ionisation a été développé en considérant une onde monochromatique si bien que le taux d'ionisation ainsi calculé est moyenné sur une période optique. Exprimé dans le système des unités atomiques, où $m_e = e = \hbar = a_0 = 1$, le taux d'ionisation s'écrit :

$$W = 4\sqrt{2} \left(\frac{I_s}{\hbar\omega} \right)^{\frac{3}{2}} \left[\frac{\gamma}{\sqrt{1+\gamma^2}} \right]^{\frac{5}{2}} e^{-\frac{2\tilde{I}_s}{\hbar\omega} \left[\sinh^{-1}(\gamma) - \frac{\gamma\sqrt{1+\gamma^2}}{1+2\gamma^2} \right]} S\left(\gamma, \frac{\tilde{I}_s}{\hbar\omega}\right). \quad (2.6)$$

où la fonction $S(\gamma, x)$ est définie par :

$$S(\gamma, x) = \sum_{n=0}^{+\infty} e^{-2\left[\sinh^{-1}(\gamma) - \frac{\gamma}{\sqrt{1+\gamma^2}}\right][\langle x+1 \rangle - x+n]} \times \int_0^{\sqrt{\frac{2\gamma}{\sqrt{1+\gamma^2}}[\langle x+1 \rangle - x+n]}} e^{y^2 - \frac{2\gamma}{\sqrt{1+\gamma^2}}[\langle x+1 \rangle - x+n]} dy. \quad (2.7)$$

Afin d'évaluer le taux d'ionisation dans le système d'unités international, l'expression donnée à l'équation (2.6) doit être multipliée par 4.134×10^{16} Hz.

2.1.2 La théorie PPT

Perelomov, Popov et Terent'ev [15, 16] se sont attachés à calculer le taux d'ionisation d'un système hydrogénoïde en interaction avec un champ laser intense. Comparé à celui de Keldysh, leur calcul prend en compte le potentiel coulombien vu par l'électron lorsqu'il quitte l'ion. Mais surtout, la théorie PPT (du nom de ses auteurs) est valable pour un électron se trouvant sur n'importe quel état de Rydberg. Afin de tenir compte de cette dernière caractéristique, ces auteurs ont considéré les états liés suivants :

$$\Psi(\vec{r}, t) = \phi_{n,l,m}(\vec{r}) e^{-iE_{n,l}t}, \quad (2.8)$$

où n , l et m sont respectivement le nombre quantique principal, le moment angulaire et le nombre quantique magnétique décrivant l'état atomique. $\phi_{n,l,m}(\vec{r})$ et $E_{n,l}$ sont les fonctions d'onde atomiques du système et énergies propres associées.

Pour décrire l'influence du potentiel coulombien sur l'électron ionisé, Perelomov *et al.* ont par ailleurs pris en compte la trajectoire classique de l'électron [16], le long de laquelle le potentiel coulombien est vu comme une perturbation. Ils ont appliqué le principe de moindre action sur l'intégrale d'action résultante, qui inclut le couplage électron-potentiel coulombien. Cette

méthode permet de justifier l'existence d'un terme correctif dans le taux d'ionisation, tenant compte de l'influence du potentiel coulombien :

$$\left[\frac{2E_0}{E\sqrt{1+\gamma^2}} \right]^{2n}. \quad (2.9)$$

Exprimé en unités atomiques, le taux d'ionisation selon la théorie PPT devient :

$$W = \frac{4\sqrt{2}}{\pi} |C_{n,l}|^2 \left[\frac{2E_0}{E\sqrt{1+\gamma^2}} \right]^{2n-\frac{3}{2}-|m|} I_s \frac{\gamma^2}{1+\gamma^2} \frac{f(l,m)}{|m|!} \\ \times e^{-2\nu \left[\sinh^{-1}(\gamma) - \frac{\gamma\sqrt{1+\gamma^2}}{1+2\gamma^2} \right]} \sum_{\kappa \geq \nu_0}^{+\infty} e^{-\alpha[\kappa-\nu]} \Phi_m \left[\sqrt{\beta(\kappa-\nu)} \right], \quad (2.10)$$

où

$$f(l,m) = \frac{(2l+1)(l+|m|)!}{2^{|m|}|m|!(l-|m|)!} \quad \text{et} \quad f(0,0) = 1. \quad (2.11)$$

La différence importante avec l'équation (2.6) est la présence des nombres quantiques n, l, m décrivant l'état de Rydberg et celle du facteur $|C_{n,l}|^2$. Le facteur $|C_{n,l}|^2$ provient de la forme asymptotique de la fonction d'onde électronique de l'atome au repos :

$$\phi_{n,l,m}(\vec{r}) = C_{n,l} k^{\frac{3}{2}} (kr)^{n-1} e^{-kr} Y_{l,m} \left(\frac{\vec{r}}{r} \right), \quad (2.12)$$

où $Y_{l,m}(\frac{\vec{r}}{r})$ sont les fonctions harmoniques sphériques et $k = \sqrt{2I_s}$ [17].

Pour l'atome d'hydrogène, les coefficients $C_{n,l}$ sont parfaitement connus. En revanche, si l'on souhaite calculer le taux d'ionisation pour un système hydrogénoïde différent de l'hydrogène, il est nécessaire de résoudre exactement l'équation de Schrödinger indépendante du temps :

$$(H - E_i)\Psi_i = 0, \quad (2.13)$$

afin de déterminer les énergies et états propres du système E_i et Ψ_i . Les coefficients $C_{n,l}$ doivent être calculés en comparant les fonctions d'onde atomiques Ψ_i , à leur forme asymptotique donnée par l'équation (2.12). En l'absence de ce calcul, la théorie PPT reste exacte uniquement dans le cas de l'atome d'hydrogène.

Cette méthode restitue les deux régimes d'ionisation sous les formes suivantes :

— En régime multiphotonique :

$$W_{MPI} = \sigma^{(K)} \times I^K, \quad (2.14)$$

où

$$\begin{aligned} \sigma^{(K)} = & \frac{4^{2n-|m|-\frac{1}{2}} \sqrt{2}}{\pi} |C_{n,l}|^2 \left(\frac{I_s}{\omega} \right)^{2(n+K)-|m|-\frac{1}{2}} \frac{f(l,m)}{|m|!} \omega \\ & \times \frac{1}{E_0^{2K}} \Phi_0 \left[\sqrt{2\left(\kappa - \frac{I_s}{\omega}\right)} \right] e^{2K - \frac{I_s}{\omega}}. \end{aligned} \quad (2.15)$$

— En régime tunnel :

$$W_{tun} = 2^{2n-|m|-1} \sqrt{\frac{3}{\pi}} |C_{n,l}|^2 \left(\frac{E_0}{E} \right)^{2n-|m|-\frac{3}{2}} I_s f(l,m) e^{-\frac{2}{3} \frac{E_0}{E} \left[1 - \frac{\gamma^2}{10} \right]}. \quad (2.16)$$

Une théorie s'est attachée à calculer les coefficients $C_{n,l}$ pour les atomes complexes : il s'agit de la théorie ADK [18].

2.1.3 La théorie ADK

La théorie, dite ADK, proposée par Ammosov, Delone et Krainov [18], est valable uniquement en régime tunnel qui concerne les hautes intensités laser ($\gamma \ll 1$). En effet, Ammosov *et al.* ont considéré, comme préambule à leur étude, la limite tunnel du taux d'ionisation donnée par PPT [voir équation (2.16)], où ils ont défini le nombre quantique principal effectif n^* , et le moment angulaire effectif l^* :

- $n^* = \frac{Z}{\sqrt{2I_s}}$ où Z est la charge de l'ion résiduel,
- $l^* = n^* - 1$,

reformulant alors le taux d'ionisation avec l'expression suivante :

$$W_{ADK} = 2^{2n^*-|m|-1} \sqrt{\frac{3}{\pi}} |C_{n^*,l^*}|^2 \left(\frac{E_0}{E} \right)^{2n^*-|m|-\frac{3}{2}} I_s f(l,m) e^{-\frac{2}{3} \frac{E_0}{E}}. \quad (2.17)$$

Ces auteurs se sont ensuite attachés à calculer les coefficients C_{n^*,l^*} . Pour cela, ils ont considéré uniquement la partie radiale R_{n^*,l^*} de la forme asymptotique de la fonction d'onde d'un électron [$\phi_{n^*,l^*,m^*}(\vec{r}) = R_{n^*,l^*}(r) Y_{l^*,m^*}(\vec{r}/r)$] plongé dans un champ coulombien (valable pour $r \gg \frac{1}{\sqrt{2I_s}}$) :

$$R_{n^*,l^*}(r) = \frac{2^{n^*} Z^{3/2} (Zr)^{n^*-1}}{(n^*)^{n^*+1} \sqrt{(n^*+l^*)!(n^*-l^*-1)!}} e^{-\frac{Zr}{n^*}}, \quad (2.18)$$

qu'ils ont comparée à la partie radiale de la forme asymptotique de la fonction d'onde d'un électron libre, fonction donnée à l'équation (2.12) où n est

remplacé par n^* . Cette identification leur a permis d'obtenir les coefficients suivants :

$$|C_{n^*,l^*}|^2 = \frac{2^{2n^*}}{n^* \Gamma(n^* + l^* + 1) \Gamma(n^* - l^*)}. \quad (2.19)$$

2.1.4 Résumé

Dans ce chapitre, nous avons présenté les différentes théories permettant de calculer le taux d'ionisation d'un atome soumis à un champ laser intense. Les théories de Keldysh et PPT ont été développées dans le cas de systèmes hydrogénoïdes. Elles ne sont pas exactes pour des atomes complexes. En revanche, la théorie ADK permet de calculer le taux d'ionisation d'atome complexe, mais uniquement en régime tunnel.

Ainsi, afin de calculer le taux d'ionisation d'atomes complexes dans les deux régimes d'ionisation, les scientifiques ont pour habitude de considérer le taux d'ionisation donné par PPT [équation (2.10)] avec les coefficients calculés par ADK [équation (2.19)]. Cette démarche conduit à l'expression suivante :

$$W = \frac{4\sqrt{2}}{\pi} |C_{n^*,l^*}|^2 \left[\frac{2E_0}{E\sqrt{1+\gamma^2}} \right]^{2n^* - \frac{3}{2} - |m|} I_s \frac{\gamma^2}{1+\gamma^2} \frac{f(l,m)}{|m!|} \\ \times e^{-2\nu \left[\sinh^{-1}(\gamma) - \frac{\gamma\sqrt{1+\gamma^2}}{1+2\gamma^2} \right]} \sum_{\kappa \geq \nu_0}^{+\infty} e^{-\alpha[\kappa-\nu]} \Phi_m \left[\sqrt{\beta(\kappa-\nu)} \right] \quad (2.20)$$

où le facteur $|C_{n^*,l^*}|^2$ est donné à l'équation (2.19).

Cette dernière formule est souvent présentée comme issue de la théorie PPT, alors qu'elle résulte en fait d'une combinaison des théories PPT et ADK.

2.1.5 ADK Moléculaire : une théorie d'ionisation pour les molécules

La théorie "ADK Moléculaire" [19] s'inspire de la théorie ADK présentée dans la section précédente. Contrairement à cette dernière, limitée aux atomes, elle a été développée pour décrire l'ionisation des molécules. Tout comme la théorie ADK, elle est valide uniquement en régime tunnel, régime de haute intensité.

Cette méthode a été développée en considérant les fonctions d'onde électroniques moléculaires, et plus précisément leur forme asymptotique :

$$\Psi^m(\vec{r}) \simeq \sum_l C_l k^{\frac{3}{2}} (kr)^{n^*-1} e^{-kr} Y_{l,m} \left(\frac{\vec{r}}{r} \right), \quad (2.21)$$

où nous reconnaissons dans cette formulation, une combinaison linéaire des formes asymptotiques des fonctions d'onde atomiques. En effet, cette fonction d'onde est construite en sommant sur les moments angulaires (l) les fonctions d'ondes atomiques introduites dans l'équation (2.12).

Ainsi, le taux d'ionisation des molécules en régime tunnel est :

$$W = 2^{2n^* - |m| - 1} \sqrt{\frac{3}{\pi}} \frac{\left[\sum_l C_l \sqrt{\frac{(2l+1)(l+|m|!)}{(l-|m|)!}} \right]^2}{2^{|m|} |m|!} \left(\frac{E_0}{E} \right)^{2n^* - |m| - \frac{3}{2}} I_s e^{-\frac{2}{3} \frac{E_0}{E}}, \quad (2.22)$$

où les coefficients C_l ont été calculés pour différentes molécules [19]. En comparant cette formule du taux d'ionisation pour les molécules avec la limite tunnel donnée par PPT pour les atomes [équation (2.16)], nous notons que la différence provient de la substitution suivante :

$$|C_{n^*, l^*}|^2 f(l, m) \quad \rightarrow \quad \frac{\left[\sum_l C_l \sqrt{\frac{(2l+1)(l+|m|!)}{(l-|m|)!}} \right]^2}{2^{|m|} |m|!}. \quad (2.23)$$

Afin d'être consistant tout au long de ce rapport, nous avons normalisé l'expression de la forme asymptotique moléculaire [équation (2.21)] de la même manière que la forme asymptotique des fonctions d'onde atomiques [équation (2.12)]. Ainsi, la valeur des termes C_l est obtenue en divisant les coefficients calculés dans l'article [19], par le facteur $(\sqrt{2I_s})^{n^* + \frac{1}{2}}$.

Pour les molécules, seuls sont considérés les nombres m des électrons de valence, dont l'axe moléculaire est aligné avec la direction du champ laser.

2.2 Module d'ionisation pour l'air

Pour le cas de la propagation dans l'air, nous devons modéliser l'ionisation de la molécule de di-oxygène ($I_s = 12.1$ eV) par un champ laser de forte intensité. Nous avons donc considéré deux des théories précédemment décrites : les théories PPT et ADK Moléculaire, afin de construire et de tester un module d'ionisation des molécules d'air au passage d'une onde laser à impulsions ultra-courtes.

2.2.1 La théorie PPT

Nous avons utilisé la formule résultant de la théorie PPT et de la théorie ADK [voir équation (2.20)] :

$$\begin{aligned}
 W = \frac{4\sqrt{2}}{\pi} |C_{n^*, l^*}|^2 \times & \left[\frac{2E_0}{E\sqrt{1+\gamma^2}} \right]^{2n^* - \frac{3}{2} - |m|} I_s \frac{\gamma^2}{1+\gamma^2} \frac{f(l, m)}{|m|!} \\
 & \times e^{-2\nu \left[\sinh^{-1}(\gamma) - \frac{\gamma\sqrt{1+\gamma^2}}{1+2\gamma^2} \right]} \sum_{\kappa \geq \nu_0}^{+\infty} e^{-\alpha[\kappa - \nu]} \Phi_m \left[\sqrt{\beta(\kappa - \nu)} \right]
 \end{aligned} \tag{2.24}$$

avec :

$$|C_{n^*, l^*}|^2 = \frac{2^{2n^*}}{n^* \Gamma(n^* + l^* + 1) \Gamma(n^* - l^*)}, \tag{2.25}$$

$$l = m = 0. \tag{2.26}$$

Pour la valeur de la charge résiduelle, nous avons choisi $Z = 1$, car nous nous intéressons à l'ionisation simple de la molécule O_2 (un seul électron est arraché). Nous rappelons que nous étudions uniquement l'ionisation de la molécule O_2 car il s'agit de la molécule qui possède le potentiel d'ionisation le plus bas parmi les molécules présentes dans l'air.

Concernant la valeur de la charge résiduelle, Talebpour *et al.* [20] ont réalisé une étude expérimentale portant sur l'ionisation de la molécule O_2 par un laser Ti :Saphir ($\lambda = 800$ nm). Ils ont interpolé leurs données expérimentales avec une formulation du taux d'ionisation proche de la théorie PPT. Ils ont trouvé qu'en considérant une valeur de Z égale à 0.53, leurs données expérimentales se comparaient bien avec leur évaluation de type PPT. Cette valeur de la charge résiduelle (que nous appellerons charge résiduelle effective, $Z_{\text{eff}}=0.53$), plus petite que 1, ne possède pas d'interprétation physique, mais permet d'appliquer une théorie développée pour les atomes au cas de la molécule O_2 .

2.2.2 La théorie ADK Moléculaire

Précédemment, le modèle d'ionisation implémenté dans nos codes de propagation reposait sur le modèle multiphotonique, où le taux d'ionisation dépend de l'intensité laser à la puissance le nombre de photons nécessaires pour ioniser la molécule. Afin de décrire la génération de plasma dans les deux régimes (multiphoton et tunnel), nous considérons la formule donnée par PPT (équation précédente) et les coefficients calculés dans le cadre de la théorie ADK Moléculaire, appliquée à la molécule de di-oxygène. Cette

dernière théorie donne le taux d'ionisation suivant :

$$W = \frac{4\sqrt{2}}{\pi} \alpha(m) \left[\frac{2E_0}{E\sqrt{1+\gamma^2}} \right]^{2n^* - \frac{3}{2} - |m|} I_s \frac{\gamma^2}{1+\gamma^2} \times e^{-2\nu \left[\sinh^{-1}(\gamma) - \frac{\gamma\sqrt{1+\gamma^2}}{1+2\gamma^2} \right]} \sum_{\kappa \geq \nu_0}^{+\infty} e^{-\alpha[\kappa-\nu]} \Phi_0[\sqrt{\beta(\kappa-\nu)}] \quad (2.27)$$

où

$$\alpha(m) = \frac{1}{2^{|m|}|m|!} \left[\sum_l C_l \sqrt{\frac{(2l+1)(l+|m|!)}{(l-|m|)!}} \right]^2, \quad (2.28)$$

avec $C_2 = 0.683$ et $C_4 = 0.033$. Etant donné que l'électron de valence de O_2 se trouve sur l'orbitale moléculaire π_g , on a $m = 1$.

En considérant le cas de la molécule O_2 , dont l'énergie d'ionisation est $I_s = 12.1$ eV, et un champ laser dont la longueur d'onde est $\lambda = 800$ nm, nous pouvons tracer les taux d'ionisation établis à partir des différentes théories présentées précédemment. Ces taux sont dessinés en échelle log-log sur la Figure 2.2.

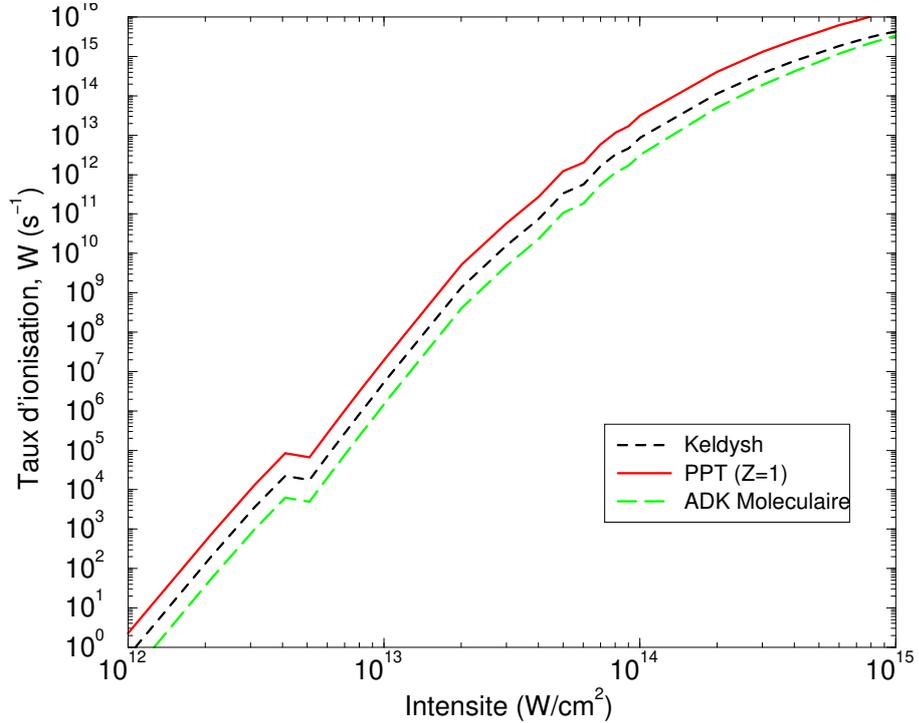


FIGURE 2.2 – Taux d'ionisation W en fonction de l'intensité du champ laser.

Nous observons sur cette figure un écart notable dans les différentes expressions de W . Cet écart reste néanmoins inférieur à une décade.

Nous voyons aussi apparaître clairement les deux régimes d'ionisation. Dans la région des basses intensités, la courbe W est une droite caractéristique de la limite multiphotonique [$W = \sigma^{(K)} I^K$], où les sections efficaces de photo-ionisation sont :

- théorie de Keldysh : $\sigma^{(8)} \simeq 0.7 \times 10^{-96} \text{ s}^{-1} \text{ cm}^{16} / \text{W}^8$
- théorie PPT : $\sigma^{(8)} \simeq 2.6 \times 10^{-96} \text{ s}^{-1} \text{ cm}^{16} / \text{W}^8$
- théorie ADK Moléculaire : $\sigma^{(8)} \simeq 0.2 \times 10^{-96} \text{ s}^{-1} \text{ cm}^{16} / \text{W}^8$

Ce comportement rectiligne disparaît dans le régime des fortes intensités, régime où l'ionisation par effet tunnel est prépondérante.

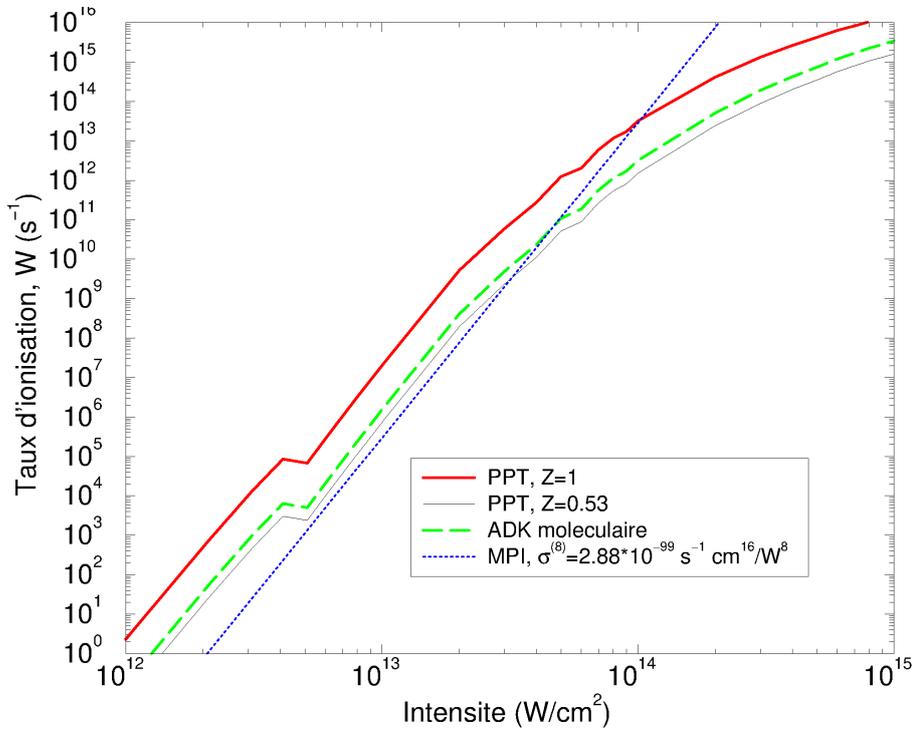


FIGURE 2.3 – Taux d'ionisation W en fonction de l'intensité du champ laser.

Sur la Figure 2.3, nous avons représenté les différents taux d'ionisation qui sont ou seront implémentés dans les codes de propagation. En premier lieu, nous observons que le taux d'ionisation calculé par la théorie modifiée de ADK Moléculaire est très proche de celui donné par PPT avec $Z = 0.53$ (valeur obtenue par le fit de résultats expérimentaux). Ceci nous laisse penser que cette méthode sera en mesure de correctement représenter l'ionisation de la molécule O_2 .

En revanche, nous observons une différence plus importante entre les taux d'ionisation PPT calculés avec $Z = 1$ et $Z = 0.53$. Il existe, en effet, une décade de différence dans les valeurs. Considérer $Z = 1$ revient à calculer le taux d'ionisation de "l'atome correspondant", atome dont le potentiel d'ionisation est identique à celui de la molécule. Concernant O_2 , son atome correspondant est le Xénon ($I_s = 12.13$ eV). Or, différents travaux ont montré que dans le cas de la molécule O_2 , il y avait suppression partielle de l'ionisation, c'est à dire que l'ionisation de O_2 était plus faible que celle du Xénon [21]. Ce phénomène a été observé expérimentalement et différents travaux théoriques ont tenté d'en expliquer les raisons sans parvenir à une conclusion définitive. Muth-Böhm *et al.* [22] ont expliqué cet abaissement de l'ionisation par des interférences destructives dues au caractère anti-liant de l'orbitale moléculaire de valence de O_2 . Alors que Shan *et al.* [23] expliquent ce phénomène par le fait que l'orbitale de valence est une couche π_g , orbitale moléculaire caractérisée par une forte probabilité de présence de l'électron selon un axe perpendiculaire à l'axe moléculaire. Ainsi, considérer le taux d'ionisation donné par PPT avec $Z = 1$ revient à surestimer légèrement l'ionisation de la molécule O_2 . Il est important, cependant, de noter que la différence dans le calcul des taux d'ionisation reste de l'ordre de la décade, différence modeste au regard des processus physiques qui se déroulent lors de la propagation d'impulsions courtes. Le phénomène physique principal concerne la formation de filaments auto-guidés d'intensité proportionnelle à W/n_2 (intensité d'équilibre entre effet Kerr et défocalisation plasma). Considérer l'une ou l'autre des théories ne change pas dramatiquement la valeur de l'intensité des filaments et donc n'affecte pas notablement la dynamique des impulsions lasers. Par exemple, nous avons simulé la propagation de faisceaux laser femtosecondes dans l'air avec les deux taux d'ionisation retenus [PPT ($Z = 1$) et ADK Moléculaire]. Nous avons alors observé un facteur 2 dans la valeur de l'intensité saturante, facteur appartenant au domaine des incertitudes expérimentales.

Enfin, nous avons représenté, toujours sur la Figure 2.3, le taux d'ionisation qui était considéré auparavant dans le code de propagation. Il est calculé sous la forme multiphotonique suivante :

$$W = \sigma^{(8)} I^8 \quad \text{où} \quad \sigma^{(8)} = 2.88 \times 10^{-99} \text{ s}^{-1} \text{cm}^{16} / \text{W}^8, \quad (2.29)$$

et constitue une bonne approximation de l'ionisation autour de l'intensité saturante ($I_{\text{sat}} \approx 5 \times 10^{13} \text{ W/cm}^2$). En revanche, il sous-estime de deux décades l'ionisation de la molécule O_2 pour les basses intensités.

Sur la Figure 2.4, nous avons représenté les densités électroniques calculées avec les différentes théories et celles obtenues par Talebpour *et al.* [20]. Ces derniers avaient interpolé leurs résultats expérimentaux avec la limite tunnel dérivée d'une évaluation de type PPT, et avaient trouvé une charge résiduelle effective égale à 0.53. Afin de comparer les différentes théories,

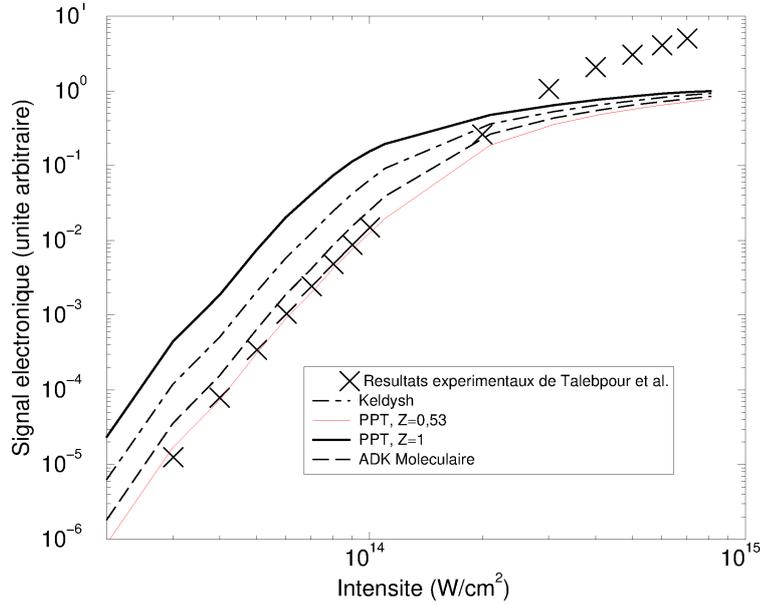


FIGURE 2.4 – Signal électronique en fonction de l'intensité

nous avons donc choisi d'ajuster par un facteur de normalisation arbitraire leurs résultats expérimentaux avec nos résultats théoriques obtenus à partir de l'équation (2.24) et $Z = Z_{\text{eff}} = 0.53$. Nous observons que les différentes théories donnent des formes de signaux très proches. Néanmoins, un ordre de grandeur sépare les résultats expérimentaux et la théorie PPT ($Z = 1$) favorisant des signaux plus importants. Comme nous l'avons annoncé précédemment, ces différences ne devraient pas modifier significativement la physique de la propagation des impulsions laser dans l'air.

2.3 Modèle d'ionisation dans les milieux denses

Les modèles d'ionisation présentés précédemment sont adaptés à des milieux dilués tels que des gaz. Dès lors que nous nous intéressons à la propagation nonlinéaire dans les milieux denses tels que la silice, il est important de choisir un modèle théorique d'ionisation qui tient compte du caractère cristallin du milieu. Pour ce faire, nous avons considéré la théorie de Keldysh pour les cristaux [14]. Cette théorie calcule la probabilité pour un électron de passer de la bande de valence vers la bande de conduction du matériau, où les états électroniques sont décrits à l'aide des fonctions d'onde de Bloch. Sans entrer dans les détails du calcul, la probabilité d'ionisation exprimée en

unités atomiques s'écrit :

$$W = \frac{2\omega}{9\pi} \left(\frac{\sqrt{1+\gamma^2}}{\gamma} m^* \omega \right)^{3/2} Q\left(\gamma, \frac{\tilde{\Delta}}{\omega}\right) e^{\pi KK} \left[\frac{K\left(\frac{\gamma^2}{1+\gamma^2}\right) - E\left(\frac{\gamma^2}{1+\gamma^2}\right)}{E\left(\frac{1}{1+\gamma^2}\right)} \right] \quad (2.30)$$

où :

- $KK = \left\langle \frac{\tilde{\Delta}}{\omega} + 1 \right\rangle$
- $m^* = 0.635$
- $\gamma = \frac{\omega \sqrt{\Delta m^*}}{E}$
- $\tilde{\Delta} = \frac{2}{\pi} \Delta \frac{\sqrt{1+\gamma^2}}{\gamma} E\left(\frac{1}{1+\gamma^2}\right)$
- $E(m)$ et $K(m)$ sont les intégrales elliptiques complètes.

Cependant, il est important de noter que contrairement au cas précédent où la probabilité d'ionisation avait pour unité l'inverse du temps, ici la probabilité d'ionisation s'exprime en $s^{-1}m^{-3}$. Ainsi, afin d'exprimer le taux d'ionisation dans le système d'unités S.I., l'expression donnée à l'équation (2.30) doit être multipliée par le facteur $\omega \rho_{nt}$, où ρ_{nt} est la densité du matériau. L'évolution temporelle de la densité d'électrons, donnée à l'équation (1.3), devient :

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} = W(I) + \sigma \frac{\rho I}{U_i} - \frac{\rho}{\tau_R} \quad (2.31)$$

Chapitre 3

Etudes numériques

Ces études s'inscrivent dans le cadre de mon contrat post-doctoral réalisé au CEA-DAM Ile de France. Elles ont été réalisées en collaboration avec Luc Bergé et Stefan Skupin.

Après avoir développé les modèles numériques décrivant la photoionisation de molécules d'air ou de cristaux, nous nous intéressons à présent à la propagation d'impulsions femtosecondes dans les milieux optiquement transparents. Pour ce faire, nous considérons deux sortes de milieux propagatifs : un milieu gazeux avec l'air et un milieu solide avec la silice.

3.1 La propagation nonlinéaire dans l'air.

Les deux modules d'ionisation présentés au chapitre précédent, le module PPT (sec. 2.2.1) et le module ADK moléculaire (sec. 2.2.2), sont intégrés dans les équations modélisant la propagation d'impulsions femtosecondes dans l'air [Eqs.(1.1) et (1.3)]. Dans un premier temps, nous montrons que le modèle d'ionisation PPT permet de retrouver les valeurs expérimentales de l'intensité de saturation, intensité d'équilibre entre l'autofocalisation Kerr et la défocalisation par plasma. Puis, dans un second temps, nous regardons l'influence du "chirp" sur la propagation nonlinéaire des impulsions femtosecondes. Enfin, nous présentons la filamentation multiple observée lors de la propagation d'impulsions femtosecondes dans le brouillard.

3.1.1 Choix du module d'ionisation

- **"Pulse chirping and ionization of O₂ molecules for the filamentation of femtosecond laser pulses in air"**, R. Nuter and L. Bergé, Journal of the Optical Society of America B, vol 23, 874 (2006).

Tout d'abord, nous étudions numériquement la propagation nonlinéaire d'une impulsion de 70 fs caractérisée par un rayon de $w_0 = 0.5$ mm et une puissance

initiale de 10 GW, correspondant à 4 fois la puissance critique d'autofocalisation. La propagation nonlinéaire d'un tel faisceau laser est modélisée à l'aide d'un code de symétrie cylindrique, où les équations (1.1) et (1.3) sont résolues dans le repère cylindrique.

L'évolution longitudinale des grandeurs physiques (intensité pic, rayon du faisceau, densité électronique et énergie du faisceau laser), caractérisant le faisceau laser, est présentée à la figure 3.1.

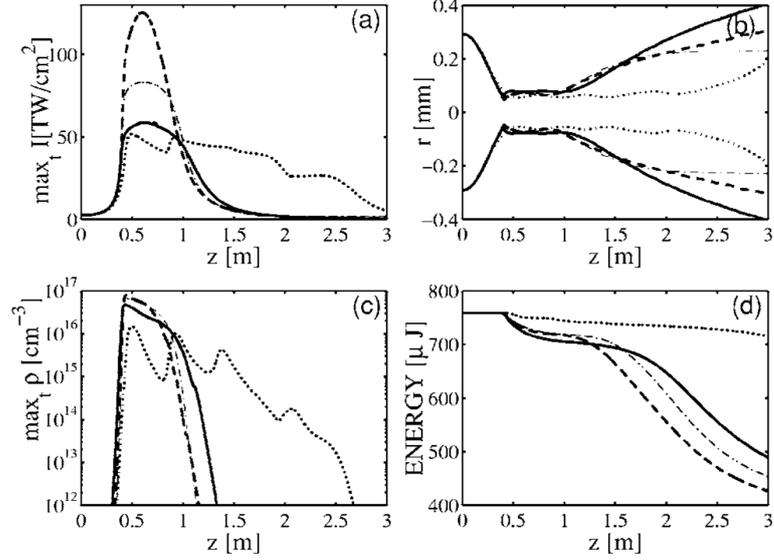


FIGURE 3.1 – (a) Intensité maximale, (b) Rayon du faisceau, (c) Densité électronique, (d) Energie du faisceau, calculés avec différents modèles d'ionisation : PPT (ligne solide), ADK moléculaire (tirets), ADK moléculaire + $\chi^{(5)}$ (pointillés), modèle multiphotonique (point-tirets).

La figure 3.1(b), représentant le rayon du faisceau laser au cours de sa propagation, montre l'autofocalisation du faisceau jusqu'au point focal nonlinéaire situé à $z = 0.4$ m. Cette valeur est identique pour l'ensemble des modules d'ionisation considérés. Elle est en parfait accord avec la formule de Marburger [Eq.(1.10)], avec laquelle nous obtenons $z_c = 0.44$ m pour $P_{in}/P_{cr}^{eff} = 2.84$, où P_{cr}^{eff} est la puissance d'autofocalisation effective tenant compte de l'effet Kerr retardé. La compression spatiale du faisceau est stoppée par la génération d'un plasma d'électrons dont la densité électronique atteint $\rho = 7 \times 10^{16}$ cm⁻³. Nous observons alors l'autopropagation du faisceau laser sur une distance de 1 m, avant que ce dernier ne subisse la diffraction. La différence principale observée entre ces quatre modèles d'ionisation est la valeur de l'intensité pic atteinte par le faisceau laser. Alors que le module d'ionisation PPT permet d'obtenir une intensité pic proche de la valeur expérimentale connue autour de 50 TW/cm², nous notons que le module ADK

moléculaire sur-estime cette valeur et donne une intensité pic deux fois plus importante. Il faut tenir compte de la susceptibilité d'ordre 5, $\chi^{(5)}$, connue pour jouer la rôle de saturateur optique pour retrouver une intensité pic autour de 50 TW/cm². Nous pouvons conclure que ces deux modules d'ionisation reproduisent quantitativement la propagation nonlinéaire d'impulsions femtosecondes dans l'air. Même si la valeur de l'intensité pic obtenue avec le module ADK moléculaire semble sur-estimer les valeurs expérimentales, elle reste malgré tout dans la barre d'erreur des mesures. Les études numériques que nous avons réalisées par la suite considèrent le module d'ionisation PPT.

3.1.2 Influence d'une impulsion à dérive de fréquence, "Chirp"

- **"Pulse chirping and ionization of O₂ molecules for the filamentation of femtosecond laser pulses in air"**, R. Nuter and L. Bergé, Journal of the Optical Society of America B, vol 23, 874 (2006).
- **"Chirp-induced dynamics of femtoseconde filaments in air"**, R. Nuter, S. Skupin and L. Bergé, Optics Letters, vol 30, 917 (2005)

Lorsque la puissance du faisceau laser est inférieure à la puissance d'autofocalisation, le faisceau se propage de façon linéaire dans l'atmosphère, subissant alors uniquement la diffraction spatiale et la dispersion de la vitesse de groupe, modélisée par le terme $\mathcal{D} = -\frac{k''}{2} \frac{\partial^2}{\partial t^2}$ dans Eq.(1.1). Comme dans l'air, cette dernière est positive ($k'' = 0.2 \text{ fs}^2/\text{cm}$), elle conduit à un élargissement temporel du faisceau provenant des hautes fréquences voyageant plus lentement que les basses fréquences. Il est aussi bien connu que la propagation linéaire d'un faisceau chirpé (paramètre du chirp C) conduit à une variation de sa largeur temporelle au cours de sa propagation :

$$T(z) = T_0 \sqrt{\left(1 + \frac{2k'' Cz}{t_p^2}\right)^2 + \left(\frac{2k'' z}{t_p^2}\right)^2} \quad (3.1)$$

où t_p est la largeur en 1/e de l'impulsion gaussienne et T_0 est la durée temporelle initiale du faisceau laser. Lorsque le paramètre de chirp, C, est de même signe que k'' , le faisceau laser est étiré temporellement au cours de sa propagation de manière plus rapide que dans le cas d'un faisceau non chirpé. En revanche, nous voyons clairement que lorsque C est de signe opposé à k'' , la largeur temporelle du faisceau est continuellement réduite jusqu'à la distance :

$$z_{min} = \frac{|C|}{1 + C^2} \frac{T_0^2}{4k'' \ln 2} \quad (3.2)$$

où le faisceau atteint sa durée minimale égale à $T_{min} = \frac{T_0}{\sqrt{1+C^2}}$.

Une question demeure : peut on utiliser le chirp pour contrôler la propagation nonlinéaire d'une impulsion laser femtoseconde ? Pour répondre à cette question, nous avons réalisé l'étude en deux parties. Dans un premier temps,

nous nous sommes concentrés sur le rôle joué par le terme de phase sans tenir compte du fait que chirper un faisceau laser entraîne une diminution de sa puissance initiale. Dans ce cas, nous avons montré que la compensation de la vitesse de groupe par le chirp négatif permet de focaliser un faisceau laser dont la puissance initiale est sous-critique. Ceci est illustré dans la colonne de gauche de la figure (3.2) : le faisceau non-chirpé (tirets-points) et celui chirpé positivement (pointillé) diffractent, alors que le faisceau chirpé négativement (ligne solide) s'autofocalise. En effet, nous observons pour ce cas un rayon du faisceau laser inférieur à sa valeur initiale sur une distance de 12 m et une intensité pic égale à 50 TW/cm². La colonne de droite présente des

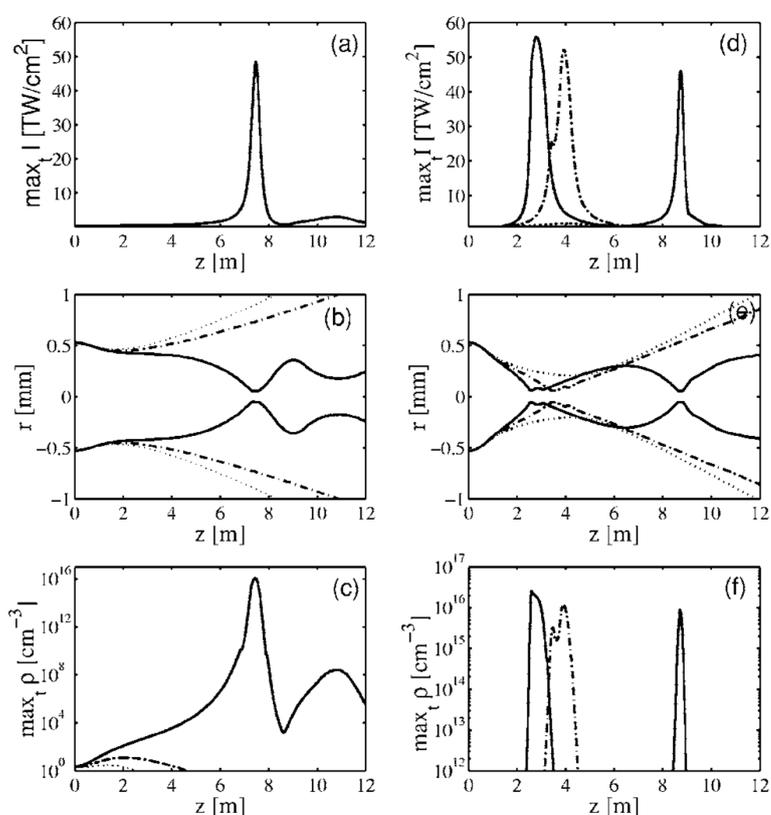


FIGURE 3.2 – (a) et (d) Intensité pic, (b) et (e) rayon du faisceau, (c) et (f) densité d'électrons avec $P_{in} = 1.05P_{cr} = 0.81P_{cr}^{eff}$ (colonne de gauche) et $P_{in} = 2P_{cr} = 1.54P_{cr}^{eff}$ (colonne de droite) pour $C > 0$ (pointillés), $C = 0$ (tirets-point) et $C < 0$ (solide).

cas similaires mais pour une puissance initiale du faisceau laser supérieure à la puissance critique d'autofocalisation. Dans ce cas, nous notons que le chirp est un candidat idéal pour contrôler l'autopropagation nonlinéaire. En effet, il permet non seulement de choisir la localisation du foyer nonlinéaire,

mais aussi de contrôler la distance sur laquelle le faisceau se propage.

Dans un second temps, nous avons modélisé des cas expérimentaux, c'est à dire que nous avons tenu compte du fait que l'ajout d'un chirp conduit à un élargissement temporel initial du faisceau laser, et donc à une diminution de sa puissance initiale. Ces cas sont illustrés à la figure 3.3. Nous obser-

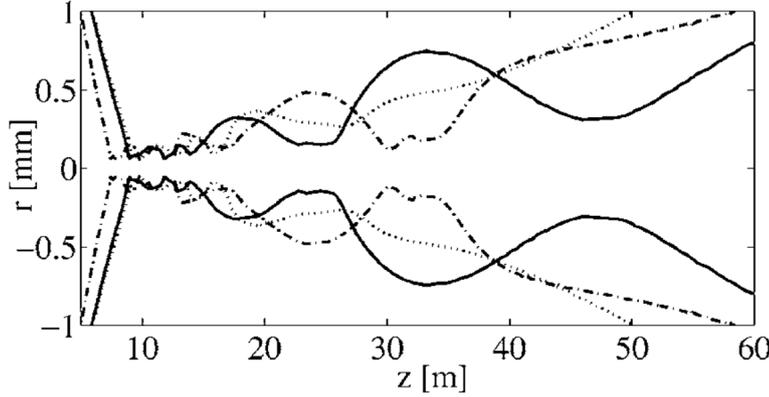


FIGURE 3.3 – Rayon du faisceau pour $C = 0$ (point tiret), $C > 0$ (pointillé) et $C < 0$ (solide).

vons tout d'abord que la puissance initiale plus faible des faisceaux chirpés conduit à un décalage vers les z positifs du point focal nonlinéaire. Puis, nous observons à nouveau les résultats précédents, à savoir que la compensation de la dispersion de la vitesse de groupe par le chirp permet d'augmenter la distance d'auto-propagation du faisceau.

Enfin, nous nous sommes intéressés aux résultats expérimentaux présentés par Alexeev *et al.* [24]. Dans cette étude, les auteurs ont mesuré la largeur temporelle à mi-hauteur du faisceau laser à la position longitudinale z_{min} [Eq.(3.2)] pour laquelle le régime linéaire prévoit une durée minimale, c'est à dire une compensation de la dispersion de la vitesse de groupe par le chirp. Pour cela, les auteurs ont considéré un faisceau laser de 150 fs pour lequel l'énergie initiale choisie est 1.3 mJ, 1.9 mJ ou encore 2.5 mJ. Le tableau 3.1 compare les largeurs temporelles du faisceau laser mesurées expérimentalement et calculées numériquement à $z = 105$ m. Les résultats numériques

E_{in} (mJ)	1.3	1.5	1.9	2.5
Experimental results	55	-	70	Multipeak
Numerical	75	93	47	Multipeak

TABLE 3.1 – Largeur temporelle à mi-hauteur exprimée en femtoseconde et calculée à $z = 105$ m.

obtenus sont comparables aux mesures expérimentales. Cependant, nos si-

mulations numériques montrent que la largeur temporelle minimale n'est pas obtenue en $z = z_{min}$ comme le prévoit le régime linéaire, mais au point focal nonlinéaire, c'est à dire à l'endroit où l'autofocalisation Kerr est saturée par la génération de plasma.

3.2 La propagation nonlinéaire dans la Silice.

— “Optical femtosecond filaments in condensed media”, S. Skupin, R. Nuter and L. Bergé, Physical Review A, 74, 043813 (2006)

Dans un second temps, nous nous intéressons à la propagation d'impulsions femtosecondes dans un milieu dense : la Silice. Pour ce faire, nous considérons le modèle d'ionisation de Keldysh pour les cristaux présentés à la partie 2.3, pour lequel nous considérons $\Delta = 7.8$ eV.

Par opposition au milieu dilué où seule la génération de plasma d'électrons sature l'autofocalisation Kerr, les milieux denses, quant à eux, voient différents processus physiques saturer l'autofocalisation Kerr, à commencer par la dispersion spectrale modélisée par le terme k'' . Des travaux scientifiques [25, 26, 27] ont montré que pour des puissances initiales proches de la puissance critique d'autofocalisation, la dispersion de la vitesse de groupe positive sature l'autofocalisation du faisceau laser en scindant ce dernier en deux impulsions temporelles. En effet, alors que pour $\lambda_0 = 800$ nm, la dispersion de la vitesse de groupe dans l'air est égale à $k'' = 0.2$ fs²/cm, dans la Silice, cette dernière est égale à 370 fs²/cm, ce qui amplifie grandement l'élargissement du faisceau laser.

Nous considérons une faisceau initialement gaussien :

$$\mathcal{E}(r, t, z = 0) = \sqrt{\frac{2P_{in}}{\pi w_0^2}} e^{-(r/w_0)^2 - (t/t_p)^2 - ik_0 r^2 / 2f} \quad (3.3)$$

où P_{in} est la puissance initiale du faisceau, w_0 est la taille du faisceau, t_p est la durée d'impulsion et f est la longueur de la focale.

En considérant les changements de variables $z \rightarrow 4z_0 z$, $t \rightarrow t t_p$, $\mathcal{E} \rightarrow \sqrt{P_{cr}/4\pi w_0^2} \phi$, $\rho \rightarrow (n_0^2 \rho_c / 2z_0 k_0) \rho$, avec $z_0 = n_0 \pi w_0^2 / \lambda_0$, l'équation (1.1) devient :

$$i\partial_z \phi + \nabla_{\perp}^2 \phi + |\phi|^2 \phi + \mathcal{F}(\phi) = 0 \quad (3.4)$$

où $\mathcal{F}(\phi) = -\delta \partial_t^2 \phi - \rho \phi + i\nu |\phi|^{2K-2} \phi$ modélise les contributions de la dispersion de la vitesse de groupe avec $\delta = 2z_0 k'' / t_p^2$, de la réponse plasma et de l'absorption laser.

Afin de regarder le rôle joué par la dispersion de la vitesse de groupe, nous négligeons les termes de réponse plasma et d'absorption laser pour écrire $\mathcal{F}(\phi) = -\delta \partial_t^2 \phi$. Ainsi, l'équation (3.4) est réduite à :

$$i\partial_z \phi + \nabla_{\perp}^2 \phi + |\phi|^2 \phi - \delta \partial_t^2 \phi = 0 \quad (3.5)$$

En écrivant la solution sous la forme :

$$\phi = \frac{\sqrt{I}}{R\sqrt{T}} e^{-\frac{r^2}{2R^2(z)} - \frac{t^2}{2T^2(z)} - i\frac{r^2}{4R^2(z)} \frac{\partial R}{\partial z} - i\frac{t^2}{4\delta^{(2)}T(z)} \frac{\partial T}{\partial z}} \quad (3.6)$$

l'équation devient :

$$\frac{1}{4}R^3 \frac{\partial^2 R}{\partial z^2} = 1 - \frac{p}{2T} \quad (3.7)$$

$$\frac{1}{4}T^3 \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} = \delta^{(2)}[\delta^{(2)} + \frac{Tp}{2R^2}] \quad (3.8)$$

où R et T modélisent respectivement la taille transverse et longitudinale du faisceau. La résolution de l'équation (3.8) donne :

$$z = \frac{1}{4\delta^{(2)}\sqrt{1+B}} \sqrt{\left(\frac{T(z)}{T(0)}\right)^2 - 1} \quad (3.9)$$

où $B = p_0T/\delta^{(2)}2R^2$. En égalisant l'expression donnée à l'équation (3.9) avec l'expression de Marburger pour le foyer nonlinéaire, nous obtenons :

$$\delta_{crit}^{(2)} = \frac{\sqrt{p_0^2 - 1} \sqrt{(\sqrt{p_0} - 0.852)^2 - 0.0219}}{0.367\sqrt{1+B}} \quad (3.10)$$

Cette expression $\delta_{crit}^{(2)}$, tracée en pointillé, à la figure 3.4 délimite deux régimes différents. Lorsque $\delta^{(2)} > \delta_{crit}^{(2)}$, la dispersion temporelle domine la propagation nonlinéaire car cela correspond au cas où la position longitudinale pour laquelle la puissance est égale à la puissance critique est plus petite que le foyer nonlinéaire. Dans ce cas, le faisceau ne collapse pas. En revanche, lorsque $\delta^{(2)} < \delta_{crit}^{(2)}$, cas opposé à précédemment, le faisceau collapse car l'effet Kerr domine. Ce dernier est stoppé par la génération de plasma. Les cercles noirs sur la Figure 3.4 correspondent aux conditions initiales pour lesquelles les simulations numériques tenant compte de tous les termes saturants montrent un collapse du faisceau saturé par la génération de plasma d'électrons. Alors que les cercles vides correspondent aux cas numériques pour lesquels le faisceau ne s'autofocalise pas. Nous observons que les simulations numériques réduisent sensiblement la valeur de $\delta_{crit}^{(2)}$. De plus les simulations numériques permettent d'identifier 3 zones, notées (I), (II) et (III) dans la partie supérieure de la figure :

- (I) région (δ , p) où la dispersion temporelle domine et où le faisceau diffracte.
- (II) région transitoire où la dispersion temporelle annule rapidement l'effet Kerr en scindant le faisceau en deux impulsions temporelles. Bien que l'intensité laser augmente sensiblement, elle reste petite limitant la réponse plasma à un niveau faible.

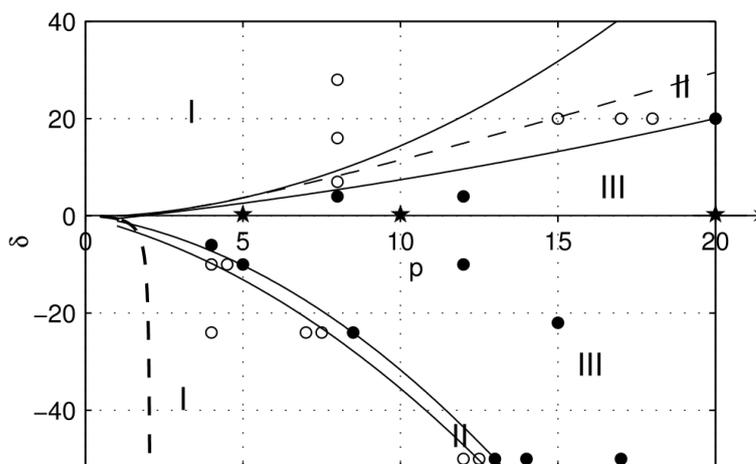


FIGURE 3.4 – Dynamique de propagation en fonction de (δ, p) . Les courbes solides extrapolent les résultats numériques obtenus en résolvant les équations (1.1) et (1.3). Les courbes pointillées représentent les limites théoriques calculées avec l'équation (3.10). Les cercles noirs et blancs représentent respectivement les points de collapse et de non collapse obtenus avec les simulations numériques.

- (III) région dominée par l'effet Kerr où la dispersion temporelle ne permet pas de saturer la focalisation du faisceau.

La valeur de k'' dépend de la longueur d'onde du laser. Ainsi, il est possible de trouver des longueurs d'onde pour lesquelles cette valeur est négative. Par exemple, dans la Silice, nous avons $k'' = -280 \text{ fs}^2/\text{cm}$ pour $\lambda_0 = 1550 \text{ nm}$, ce qui correspond à $\delta = -50$. La partie inférieure de la Figure 3.4 résume les résultats numériques et théoriques de ce régime appelé "anormal". Dans ce cas, nous observons que la région transitoire est réduite. Nous passons rapidement d'un régime où la dispersion temporelle domine à un régime où l'effet Kerr domine, contrairement au cas précédent. Alors que la dispersion normale saturait le collapse du faisceau en scindant le faisceau en 2, la dispersion anormale a tendance à comprimer le faisceau. Ce régime transitoire (noté (II)) maintient le faisceau dans une forme de guide d'onde à relativement haute puissance, où la focalisation du faisceau est saturée par les absorptions laser.

Chapitre 4

Synthèse

Cette partie résume les études numériques et théoriques relatives à la propagation nonlinéaire d'impulsions femtosecondes dans les milieux optiquement transparents, études réalisées lors de mon contrat post-doctoral effectué à Bruyères le Châtel. Ma contribution notable à cette thématique est l'étude des différents modèles de photo-ionisation relatifs aux atomes, molécules et milieu dense. Par une analyse soignée des différents modèles disponibles et une comparaison avec des mesures expérimentales, j'ai été en mesure de sélectionner le modèle physique le plus adapté à nos cas d'études. Ainsi, le modèle PPT combinant la description d'atomes complexes avec un domaine de validité élargi en terme d'intensité laser est la théorie la plus adaptée à la propagation d'impulsions femtosecondes dans les gaz. Ce module numérique est encore à ce jour utilisé dans les codes de propagation d'impulsions femtosecondes. Il en est de même pour le module de Keldysh considéré pour la photoionisation de la Silice.

Ces études m'ont été fort utiles lorsque j'ai développé récemment le code 3D Maxwell-Fluide ARCTIC [28], modélisant l'interaction entre une impulsion femtoseconde et un milieu gazeux ou solide. J'ai intégré dans ce code les deux modules de photo-ionisation sélectionnés, et ainsi nous avons pu réaliser des études de génération de rayonnement TeraHertz [28] ou encore des études d'interaction laser-diélectrique. Le caractère général de ces codes, à savoir valable quel que soit l'atome ou la molécule considéré, et leur validité dans le régime d'intensité inférieur à 10^{15} - 10^{16} W/cm² les rendent adaptables à de nombreuses études. Seule l'orientation d'études scientifiques vers des impulsions de quelques cycles optiques nécessitera une modification de ces modèles qui par hypothèse considère une onde monochromatique.

Deuxième partie

Interaction d'un laser avec un plasma peu dense : l'instabilité Raman

Précédemment, nous avons montré qu’une impulsion laser femtoseconde pouvait se scinder en plusieurs filaments lors de sa propagation dans un plasma sous-dense. Le phénomène physique à l’origine de cette multifilamentation est l’instabilité paramétrique modulationnelle dans le plan transverse de l’onde [29]. Il s’agit d’un couplage à quatre ondes impliquant l’impulsion laser, l’onde plasma ionique ainsi que les ondes électromagnétiques Stokes et anti-Stokes. Cette instabilité de filamentation appartient à la famille des instabilités paramétriques, nombreuses dans le domaine de l’interaction laser-plasma [30].

Dans cette partie, nous nous intéressons à une autre de ces instabilités paramétriques : l’instabilité Raman [30]. Cette dernière couple trois ondes : deux ondes électromagnétiques et une onde plasma électronique, encore appelée onde de Langmuir. Lorsqu’un faisceau laser d’amplitude \vec{E}_L et de fréquence ω_0 se propage dans un plasma dont la densité électronique est inhomogène dans le plan transverse ($n_0 + \delta n_e(\vec{r}_\perp)$), une densité de courant transverse est générée : $\delta \vec{J} = -e\delta n_e \frac{e\vec{E}_L}{m\omega_0}$. Cette densité de courant génère une onde électromagnétique diffusée d’amplitude $\delta \vec{E}$ qui, en interférant avec l’onde laser, produit une pression de rayonnement proportionnelle à $\vec{\nabla}(\vec{E} \cdot \delta \vec{E})$. Cette dernière expulse les électrons des régions de forte intensité laser, et ainsi accroît les fluctuations de densité électronique, entretenant ainsi le processus de diffusion. Cette instabilité paramétrique est observable dans des plasmas dont la densité est inférieure à 25% de la densité critique du plasma.

Le premier chapitre sera consacré à l’amplification Raman [31], où le plasma est transformé en un milieu optique amplificateur. En effet, la capacité de l’instabilité Raman arrière à désintégrer un faisceau laser incident en une onde électromagnétique contra-propagative et une onde plasma est utilisée pour transférer de l’énergie d’un faisceau pompe vers une impulsion laser que l’on nommera “faisceau signal”. Cette méthode présente l’avantage certain de pouvoir générer des impulsions fortement intenses sans être limitée par les seuils d’endommagement optique habituellement rencontrés dans les cristaux amplificateurs [32, 33]. Afin d’introduire l’instabilité Raman, nous décrirons le modèle fluide à trois ondes fournissant une expression analytique pour le taux de croissance Raman en régime linéaire. Ce modèle théorique sera comparé aux simulations numériques réalisées avec le code PIC OCEAN [34] dans le but de valider ce dernier pour l’étude numérique de l’amplification Raman. **Le développement du code PIC OCEAN constitue ma contribution majeure à ces études. En effet, j’ai entièrement développé ce code massivement parallèle permettant de modéliser l’interaction laser plasma en régime cinétique en géométrie 1D, 2D et 3D.** La comparaison théorie/simulations numériques permet de démontrer l’importance du rôle joué par les processus cinétiques dans la saturation de la diffusion Raman. Puis, sera présentée l’étude numérique montrant comment une impulsion laser à dérive de fréquence permet de contrôler l’amplifica-

tion Raman arrière afin de générer un faisceau laser intense de courte durée d'impulsion.

Le second chapitre sera consacré à une étude réalisée par Julien Moreau dans le cadre de sa thèse [35]. A l'aide de simulations PIC réalisées avec le code OCEAN, il a montré que l'instabilité Raman pouvait se produire pour des densités plasma supérieures au quart de la densité critique du plasma lorsque l'intensité du faisceau laser est relativiste. Ces analyses numériques viennent compléter des études théoriques réalisées par S. Guérin *et al.* [36], dans lesquelles les auteurs ont déterminé les taux de croissance et les domaines d'application. J. Moreau a montré que ce processus était à l'origine de l'accélération des électrons lors de l'irradiation par un faisceau laser relativiste d'un plasma de densité proche de la densité critique. Il permet un meilleur couplage énergétique laser/électrons.

Les publications scientifiques en lien avec cette thématique :

- “Pulse suppression and optimization of Backward Raman amplification with a chirped pump laser beam”, R. Nuter and V. Tikhonchuk, *Physical Review E*, 87, 043109 (2013)
- “Maxwell solvers for the simulations of the Laser-matter interaction”, R. Nuter, M. Grech, P. Gonzalez de Alaiza Martinez, G. Bonnaud, E. d’Humières, *European Physical Journal D*, 68, 177 (2014)
- “Stimulated Raman scattering in the relativistic regime in near-critical plasmas”, J.G. Moreau, E. d’Humières, R. Nuter and V.T. Tikhonchuk, *Physical Review E*, 95, 013208 (2017).

Les collaborateurs scientifiques et leur statut durant les projets :

- Emmanuel d’Humières, Professeur des Universités, CELIA, Université de Bordeaux, Talence.
- Julien Moreau, doctorant.
- Vladimir Tikhonchuk, Professeur Emérite, Université de Bordeaux

Le projet :

L'étude scientifique de l'instabilité paramétrique Raman s'inscrit dans un projet plus large géré au CELIA, à savoir la Fusion par Confinement Inertiel. Lors de mon arrivée au CELIA, il m'a été demandé de développer un code PIC moderne permettant la modélisation de l'interaction laser plasma en géométrie 1D, 2D et 3D avec la possibilité d'injecter des faisceaux laser provenant des deux interfaces vide/plasma. Ce code PIC, que j'ai nommé OCEAN, avait pour ambition d'être utilisé sur les grands calculateurs nationaux du CEA (TGCC) et du CNRS (CINES) et comporte donc des techniques de développement modernes : les entrées et sorties sont écrites au format hdf5, le code est parallélisé par décomposition de domaine en MPI, les analyses de post-traitement sont réalisées à l'aide du logiciel gratuit Python. Le code se voulait aussi simple d'utilisation afin qu'il puisse être utilisé

par les étudiants dans le cadre de stage, doctorat ou contrat post-doctoral. Lors du doctorat de Julien Moreau, pour lequel j'étais co-encadrante, l'ensemble des simulations numériques a été réalisé avec le code OCEAN, soit sur le mésocentre d'Aquitaine, soit sur le calculateur du TGCC. Vladimir Tikhonchuk et Emmanuel d'Humières ont tous deux co-encadré cette thèse.

Chapitre 5

Amplification Raman

— **“Pulse suppression and optimization of Backward Raman amplification with a chirped pump laser beam”**, R. Nuter and V. Tikhonchuk, Physical Review E, 87, 043109 (2013).

Cette étude a été réalisée en collaboration avec Vladimir Tikhonchuk lors de mon arrivée au CELIA. Elle m’a permis de valider le code PIC OCEAN par une confrontation à la théorie.

L’instabilité paramétrique Raman se caractérise par la désintégration d’un photon incident de fréquence ω_0 et de vecteur d’onde \vec{k}_0 en un photon diffusé de fréquence ω_s et de vecteur d’onde \vec{k}_s et d’un plasmon ($\omega_{p,e}, \vec{k}_{p,e}$) [30] :

$$\omega_0 = \omega_s + \omega_{p,e} \quad (5.1)$$

$$\vec{k}_0 = \vec{k}_s + \vec{k}_{p,e} \quad (5.2)$$

avec $\omega_{p,e} \sim \sqrt{\frac{n_0 e^2}{m_e \epsilon_0}}$ où n_0 est la densité homogène du plasma. Le photon diffusé peut être émis selon toutes les directions. Ainsi, nous parlerons de diffusion Raman avant lorsque le photon diffusé sera émis dans la même direction que le photon incident, ou encore de diffusion Raman arrière lorsque celui-ci sera émis dans la direction opposée. L’amplification Raman consiste à faire interagir dans un plasma peu dense, deux faisceaux laser contra-propagatifs de telle sorte que le faisceau énergétique soit déplété au profit d’un faisceau laser appelé ici “faisceau signal” [31]. Ainsi, l’amplification Raman dans un plasma considère la diffusion arrière du photon. Ce chapitre débute par une analyse théorique de l’instabilité Raman arrière. Puis ce modèle est comparé à des simulations PIC, nous permettant de valider la modélisation de cette instabilité avec le code OCEAN [34]. Enfin, nous montrerons comment un faisceau incident possédant une dérive de fréquence permet de contrôler l’amplification Raman afin d’éviter le bruitage du faisceau laser amplifié par l’émission Raman spontanée.

5.1 Analyse théorique

Pour cette analyse théorique, nous négligeons la diffraction des ondes électromagnétiques et plasma. Ainsi, les dynamiques temporelle et spatiale de ces ondes sont modélisées par les équations sans dimension suivantes [32] :

$$\begin{aligned} \left[\frac{\partial}{\partial t} + v_{g,p} \frac{\partial}{\partial x} \right] a_p &= -\Gamma a_e a_s \\ \left[\frac{\partial}{\partial t} - v_{g,s} \frac{\partial}{\partial x} \right] a_s &= \Gamma a_e a_p \\ \left[\frac{\partial}{\partial t} + v_{g,e} \frac{\partial}{\partial x} \right] a_e &= \Gamma a_p a_s \end{aligned} \quad (5.3)$$

où t et x sont respectivement normalisés à $1/\omega_0$ et c/ω_0 . Il est à noter, ici, que pour dériver ces équations, nous avons considéré que le faisceau pompe d'amplitude a_p se propage dans le plasma le long des x croissants (de gauche vers la droite), alors que le faisceau signal se propage dans la direction opposée. Les amplitudes des faisceaux pompe, signal et de l'onde plasma de Langmuir sont respectivement $a_p = 0.85 \sqrt{I_p [10^{18} \text{W/cm}^2] \lambda_0^2 [\mu\text{m}]}$ où $I_p [10^{18} \text{W/cm}^2]$ est l'intensité du faisceau pompe exprimée en 10^{18}W/cm^2 et $\lambda_0 [\mu\text{m}]$ est sa longueur d'onde associée exprimée en microns, $a_s = 0.85 \sqrt{\omega_0/\omega_s} \sqrt{I_s [10^{18} \text{W/cm}^2] \lambda_0^2 [\mu\text{m}]}$ où $I_s [10^{18} \text{W/cm}^2]$ est l'intensité du faisceau signal exprimée en unité 10^{18}W/cm^2 et $a_e = \sqrt{\omega_0/\omega_{p,e}} E/E_c$ avec $E_c = m_e \omega_0 c/e$ l'amplitude du champs de Compton et E est l'amplitude de l'onde plasma électronique. Le terme couplant ces trois ondes, normalisé à ω_0 , s'écrit $\Gamma = \frac{1}{4} \frac{k_{p,e} c}{\omega_0} \sqrt{\frac{\omega_{p,e}}{\omega_s}}$. Les vitesses de groupe des ondes signal et pompe, normalisées à la vitesse de la lumière dans le vide c , sont respectivement $v_{g,s} = k_s c/\omega_s$ et $v_{g,p} = k_p c/\omega_p$. Le terme $v_{g,e}$ s'écrit $v_{g,e} = 3k_{p,e} v_{te}^2/(\omega_{p,e} c)$ avec v_{te} la vitesse thermique des électrons. Cette vitesse est faible si bien qu'elle sera négligée dans la suite des calculs ($v_{g,e} = 0$).

Le régime linéaire de l'instabilité correspond à un régime où les pertes énergétiques de l'onde pompe sont si faibles qu'elles sont négligeables. Ainsi, ce régime suppose que l'amplitude du faisceau pompe est constante ($a_p = \text{cste}$). Les équations précédentes se réduisent à :

$$\begin{aligned} \left[\frac{\partial}{\partial t} - v_{g,s} \frac{\partial}{\partial x} \right] a_s &= \Gamma_0 a_e \\ \frac{\partial}{\partial t} a_e &= \Gamma_0 a_s \end{aligned} \quad (5.4)$$

où $\Gamma_0 = \Gamma a_p \simeq \frac{1}{2} a_p (n_0/n_c)^{1/4}$ est le taux de croissance de l'instabilité Raman arrière normalisé à ω_0 . Les solutions des équations (5.4) sont :

$$a_s(x, t) = a_{s,0} \times I_0 \left[\frac{2\Gamma_0}{v_{g,s}} \sqrt{(L-x)v_{g,s}(t-t^*) - (L-x)^2} \right] \quad (5.5)$$

où $I_0(x)$ est la fonction de Bessel modifiée de première espèce, L est la longueur du plasma et t^* est le temps auquel le faisceau signal d'amplitude $a_{s,0}$ est injecté à $x = L$. Ce temps t^* correspond au temps auquel le faisceau pompe atteint la frontière droite du plasma, si bien que $t^* \sim L/v_{g,p}$.

En revanche, lorsque l'amplification Raman devient très efficace, il n'est plus possible de négliger la perte d'énergie du faisceau pompe. Le processus entre alors dans le régime nonlinéaire, où, en définissant $X = L - x$ et $\tau = t - \frac{L-x}{v_{g,s}}$, le système d'équations (5.3) devient :

$$\begin{aligned} \left[1 + \frac{v_{g,p}}{v_{g,s}}\right] \frac{\partial a_p}{\partial \tau} - v_{g,p} \frac{\partial a_p}{\partial X} &= -\Gamma a_e a_s \\ v_{g,s} \frac{\partial a_s}{\partial X} &= \Gamma a_e a_p \\ \frac{\partial a_e}{\partial \tau} &= \Gamma a_p a_s \end{aligned} \quad (5.6)$$

La vitesse de l'onde plasma ($v_{g,e}$) est négligée. Dans ce régime nonlinéaire, l'amplitude du faisceau signal augmente et sa durée d'impulsion diminue avec le temps. La distance entre l'amplitude pic du faisceau signal et le front de l'impulsion pompe décroît si bien que $\Delta a_p / \Delta \tau \gg v_{g,p} \Delta a_p / \Delta X$. Le terme de dérivée spatiale est alors négligé ; les première et troisième expression des équations (5.6) s'écrivent :

$$\frac{1}{1 + \frac{v_{g,p}}{v_{g,s}}} \frac{\partial a_e^2}{\partial \tau} + \frac{\partial a_p^2}{\partial \tau} = 0 \quad (5.7)$$

$$a_s = \frac{1}{\Gamma a_p} \frac{\partial a_e}{\partial \tau} \quad (5.8)$$

donnant pour solution :

$$a_p = a_0 \cos(u/2) \quad (5.9)$$

$$a_e = \sqrt{1 + \frac{v_{g,p}}{v_{g,s}}} a_0 \sin(u/2) \quad (5.10)$$

$$a_s = \frac{1}{2\Gamma} \sqrt{1 + \frac{v_{g,p}}{v_{g,s}}} \frac{\partial u}{\partial \tau} \quad (5.11)$$

où u vérifie l'équation de Sine-Gordon :

$$v_{g,s} \frac{\partial^2 u}{\partial X \partial \tau} = \Gamma^2 a_0^2 \sin u \quad (5.12)$$

Cette équation n'admet pas de solution générale [37]. Cependant une variété de solutions a été proposée. Le signal amplificateur est alors décrit par un π pulse [32, 38]. En définissant $z = \frac{2\Gamma a_0}{\sqrt{v_{g,s}}} \sqrt{X\tau}$, l'équation de Sine-Gordon se réduit à :

$$\frac{\partial^2 u}{\partial z^2} + \frac{1}{z} \frac{\partial u}{\partial z} = \sin(u) \quad (5.13)$$

La ligne continue noire de la figure 5.1 représente une solution numérique de l'équation (5.13) où les conditions initiales sont $u(z \rightarrow 0) = \epsilon_0 = 0.1$ et $\partial u/\partial z(z \rightarrow 0) = 0$.

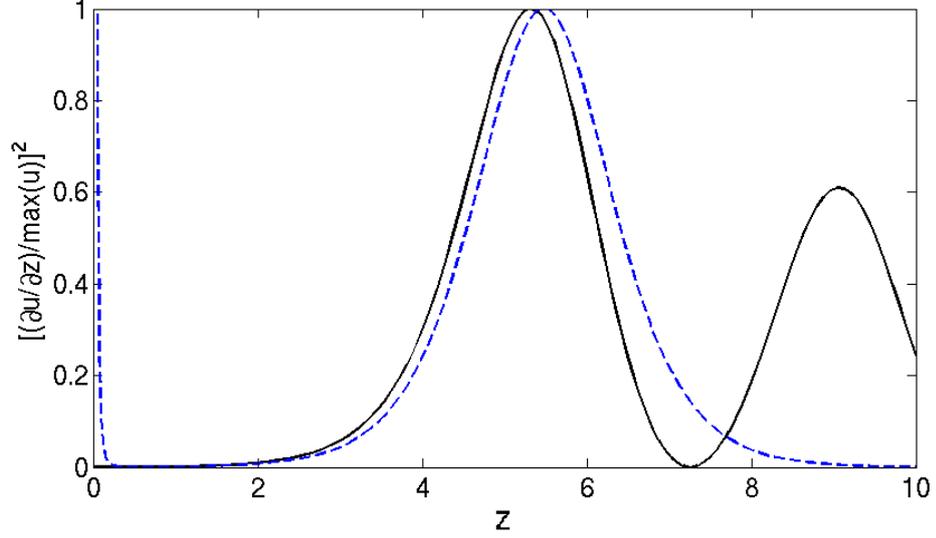


FIGURE 5.1 – Intensité du faisceau signal normalisé, $[\frac{\partial u}{\partial z}/\max(u)]^2$, obtenue à partir de l'intégration numérique de l'équation (5.13) (courbe noire) et de sa solution approchée (courbe bleue).

Malkin *et al.* [32] suggèrent que pour $\epsilon_0 < 1$, la solution de l'équation de Sine-Gordon peut être approchée par $u(z) = 4 \tan^{-1}(\epsilon_0 e^z / 4\sqrt{2\pi z})$. L'intensité du faisceau signal calculée à partir de la dérivée par rapport à z de cette expression analytique est représentée sur la figure (5.1) avec la ligne discontinue bleue. Elle reproduit assez fidèlement la solution numérique exacte. Nous observons que l'amplitude du faisceau signal croît proportionnellement avec la longueur du plasma alors que sa durée temporelle est inversement proportionnelle à cette distance. Il s'agit d'une solution de type π -pulse [32].

Le scénario idéal de l'amplification Raman consiste à transférer la totalité de l'énergie du faisceau pompe vers le faisceau signal. Dans cette limite de forte déplétion du faisceau pompe, nous voulons $\Gamma a_0 L / v_{g,s} \gg 1$, conduisant à une croissance linéaire de l'intensité du faisceau signal avec les coordonnées longitudinales. Le nombre de photons perdus par le faisceau pompe $\Delta N_p = \frac{I_p}{\hbar\omega_p} \frac{v_{g,s}}{v_{g,p}} \Delta t$ sur l'intervalle de temps $\Delta t = \Delta X / v_{g,s}$ est égal au nombre de photons gagnés par le faisceau signal $\Delta N_s = \frac{\Delta I_s}{\hbar\omega_s} \tau_s$ (τ_s est la durée d'impulsion du faisceau signal). Ce transfert total d'énergie entre les deux ondes résulte dans un facteur d'amplification égal à $\Delta I_s / \Delta t \simeq I_p / \tau_s$.

5.2 Validation numérique

Le code PIC OCEAN [34] a été entièrement développé au CELIA pour modéliser le régime cinétique de l'interaction laser-plasma en géométrie 1D, 2D et 3D. Il est parallélisé par décomposition de domaines afin de pouvoir simuler des plasmas de grande dimension. Il intègre les outils modernes de développement : fichiers d'entrée et de sortie stockés au format hdf5, post-traitement réalisé par des modules Python et utilisation des bibliothèques MPI standards pour assurer un portage simple et rapide du code sur les nouveaux calculateurs.

5.2.1 Comparaison avec la théorie analytique

Afin de valider ce code à l'étude de l'amplification Raman, nous avons réalisé des simulations numériques en régime linéaire dans une géométrie mono-dimensionnelle. Les faisceaux laser pompe et signal sont des ondes planes caractérisées par les amplitudes adimensionnées suivantes : $a_{p,0} = 0.05$ et $a_{s,0} = 0.0005$. Le plasma, de longueur $1000 \lambda_p$ ($628.32 c/\omega_0$), est composé exclusivement de protons et d'électrons avec une température initiale nulle et une densité égale à $0.03 n_c$. L'injection du faisceau signal dans le plasma est retardé de $t^* \sim L/v_{g,p}$ correspondant à l'instant où le faisceau pompe atteint la bordure droite du plasma. La taille des mailles numériques est égale à $\Delta x = \lambda_p/20$; elles contiennent chacune 2000 macro-particules par espèce.

La ligne continue noire de la figure 5.2(a) représente l'évolution temporelle de l'amplitude du faisceau signal au milieu du plasma. Nous observons sur cette figure que dès l'instant où le faisceau signal atteint cette région du plasma, il voit son amplitude croître jusqu'à atteindre $a_s = 0.026$. Cette croissance est parfaitement reproduite par le modèle théorique donné à l'équation (5.5) et représenté sur la figure à l'aide de la ligne discontinue. Notons que cette amplification se produit en régime linéaire car l'intensité du faisceau signal est bien plus faible que celle du faisceau pompe.

En revanche, nous notons que le résultat numérique marque une saturation de l'amplification autour de $\omega_0 t \sim 1300$, puis une décroissance non modélisées par le modèle fluide. Cette saturation a pour origine le déferlement de l'onde plasma électronique qui se produit lorsque les électrons ont suffisamment d'énergie pour s'échapper de la trappe électrostatique formée par l'onde plasma. En négligeant la température électronique, ce déferlement est attendu pour une amplitude de l'onde plasma égale $a_{e,max} = n_e/2n_c$, soit $a_{e,max} = 0.015$ dans notre cas. La figure 5.2(b), représentant l'évolution temporelle de l'amplitude de l'onde de Langmuir calculée numériquement, confirme cette valeur.

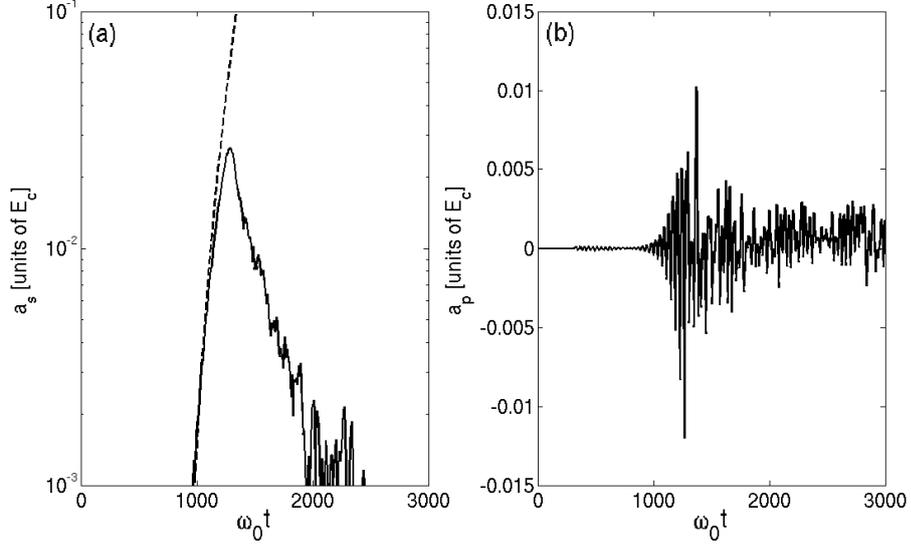


FIGURE 5.2 – Evolution temporelle de l'amplitude du faisceau signal (a) et du champ électrostatique (b) en $x = 314.16 c/\omega_0$ pour $n_e/n_c = 0.03$. Les résultats numériques sont représentés avec la ligne continue alors que le taux théorique est représenté avec la ligne discontinue.

5.2.2 Bruit numérique

Il est bien connu que le nombre élevé de macro-particules choisies dans la simulation numérique contribue à réduire le bruit numérique. Or, l'instabilité Raman est déclenchée par les fluctuations de la densité électronique dont l'amplitude dépende du bruit numérique. Afin de s'assurer que les résultats numériques obtenus s'affranchissent des paramètres numériques choisis, nous avons calculé la réflectivité de l'onde pompe sur le bord gauche du plasma en fonction du nombre de macro-particules choisies dans la simulation. La réflectivité Raman correspond au rapport entre le flux électromagnétique quittant la plasma par sa face gauche et le flux électromagnétique entrant.

La figure 5.3 présente les taux de réflectivité où les flux sont moyennés sur une période optique du faisceau pompe. Tout d'abord, nous nous focalisons sur les simulations numériques 1D. Augmenter le nombre de macro-particules de 10 à 500 par maille, permet de réduire la réflectivité d'un facteur 10 sur des temps inférieurs à $400 1/\omega_0$. Le taux de réflectivité converge vers celui calculé par la théorie de Fresnel, à savoir $r = \left(\frac{1-n}{1+n}\right)^2 \sim 7 \times 10^{-5}$, où $n \simeq \sqrt{1 - n_e/n_c}$. L'augmentation de la réflectivité pour des temps plus longs ($> 400 1/\omega_0$) provient de la diffusion stimulée Raman du faisceau pompe sur les fluctuations de densité électronique. Comme attendu, le temps

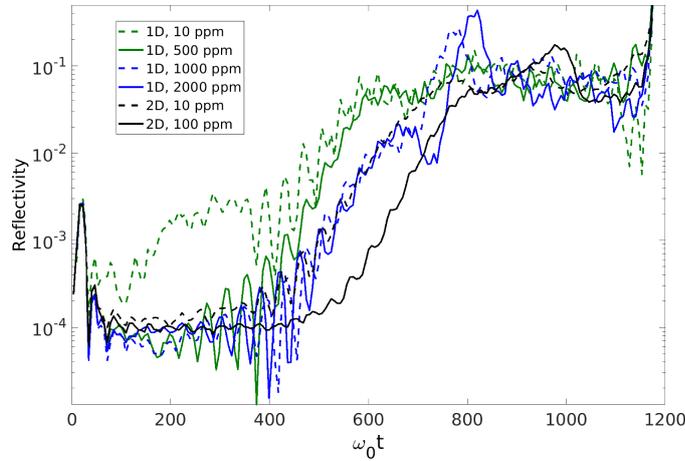


FIGURE 5.3 – Réflectivité de l'onde pompe pour des simulations 1D et 2D et en fonction du nombre de macro-particules par cellule.

de déclenchement de cette réflectivité augmente avec le nombre de macro-particules par maille qui fixe le bruit numérique. La convergence numérique est atteinte pour 1000 macro-particules par maille où la réflectivité sature à $r = 0.1$. Les calculs réalisés pour une géométrie 2D montre un niveau de bruit plus faible que pour le cas 1D. Cela provient de la distribution spatiale du faisceau qui n'est plus plan mais en cosinus carré. La convergence semble atteinte pour 100 macro-particules par maille.

Cette étude de convergence couplée aux comparaisons théorie/numérique nous a permis de valider l'utilisation du code OCEAN pour réaliser une étude sur l'amplification Raman, tout en définissant les paramètres numériques nécessaires aux simulations.

5.3 Contrôle de l'amplification Raman

L'amplification Raman consiste à injecter deux faisceaux laser contra-propagatifs dans un plasma de fréquence $\omega_{pe} = \omega_0 - \omega_s$ de telle sorte que le faisceau pompe se déplete en énergie au profit du faisceau signal via la diffusion Raman stimulée. Malheureusement, non contrôlée, la propagation du faisceau pompe dans le plasma peut conduire à l'émission spontanée de signal Raman si bien que le faisceau signal peut souffrir de la présence d'un piedestal laser, résultant de ces émissions. De plus, cette émission spontanée peut contribuer à chauffer le plasma, de telle sorte que lorsque le faisceau signal s'y propage, il interagit non plus avec des ondes plasmas, mais avec des électrons issus du déferlement. Dans ce cas, le couplage à trois ondes est inefficace pour transférer de l'énergie. De nombreuses solutions ont été pro-

posées pour pallier à ce problème. Malkin *et al.* ont proposé [39] de considérer un plasma avec un gradient de densité longitudinale pour déphaser l'accord de phase entre le faisceau pompe, l'onde plasma et l'onde issue de l'émission spontanée. Ersfeld et Jaroszynski [40] ont eu l'idée de considérer un faisceau pompe à dérive de fréquence. Mais ces deux études ont été réalisées en géométrie 1D et en polarisation circulaire. Nous avons choisi de réaliser une étude numérique en géométrie 2D. Cette étude venait en complément des travaux expérimentaux de Vieux *et al.* [41] et de Caird [42].

L'amplification Raman arrière résulte d'un transfert d'énergie du faisceau pompe vers le faisceau signal grâce au couplage à trois ondes avec l'onde plasma électronique. Son efficacité nécessite que le faisceau pompe n'ait pas perdu trop d'énergie durant sa propagation dans le plasma avant son interaction avec le faisceau signal, et que le plasma n'ait pas été trop chauffé avant le couplage. De plus, il est important que l'émission spontanée Raman soit maintenue à un niveau bas afin de ne pas générer un piedestal laser précédant le faisceau signal. Considérer un faisceau pompe avec une dérive de fréquence apparaît être la solution appropriée, et semble plus aisé à réaliser qu'un plasma avec un gradient de densité longitudinal. Il permet de réduire le taux de croissance Raman spontanée, $\Gamma^C = \Gamma_0^2 / \sqrt{\Gamma_0^2 + (\Delta\omega_p)^2}$, où $\Delta\omega$ est la largeur de bande de faisceau pompe, et Γ_0 est le taux d'amplification Raman pour un faisceau non "chirpé".

La paramètre de dérive de fréquence est défini par :

$$\alpha = \frac{1}{\omega_0^2} \frac{\partial\omega(t)}{\partial t} \quad (5.14)$$

où $\omega(t)$ est la fréquence pompe instantanée. La largeur en fréquence du faisceau pompe est $\Delta\omega_p \approx (\alpha\omega_0^2 T_p)$, où T_p est la durée de l'impulsion pompe. La valeur α doit être soigneusement choisie pour optimiser l'amplification Raman. Tout d'abord, l'accord de phase entre les trois ondes doit être maintenu durant la propagation du faisceau signal. Cela conduit à la condition $\Delta\omega_p \leq \Delta\omega_s$, où $\Delta\omega_s$ est la largeur en fréquence du faisceau signal. L'enveloppe temporelle de l'impulsion signal est proche d'une fonction porte de largeur T_s si bien que sa largeur spectrale est proche de $\Delta\omega_s \sim 8/T_s$. La valeur du chirp doit donc vérifier $|\alpha| < \frac{8}{(\omega_0 T_s)(\omega_0 T_p)}$. Puis, la diffusion Raman spontanée doit être supprimée, si bien que nous devons avoir $\Delta\omega_p > \Gamma_0$. Cela conduit à une valeur minimale du chirp, soit $|\alpha| > \frac{\Gamma_0}{\omega_0^2 T_p}$.

Afin d'étudier numériquement l'amplification Raman avec un faisceau pompe chirpé, nous avons réalisé des simulations numériques PIC à deux dimensions. La boîte numérique contient 2000×800 mailles ($80 \times 32 \mu\text{m}^2$), avec des mailles dont la taille est égale à $\Delta x = \Delta y = \lambda_p/20$ (40 nm). Le plasma est composé de protons et d'électrons dont la température initiale est nulle et la densité égale à $n_0/n_c = 0.03$. Sa modélisation est faite avec 100 macro-particules par maille. Les faisceaux pompe et signal ont tout deux

des amplitudes égales à $0.1 E_c$. Le profil temporel du faisceau pompe est un front de montée sur 5 cycles optiques suivi d'une amplitude constante. Tandis que le faisceau signal est caractérisé par un profil temporel de type cosinus carré et de durée 50 fs. Les deux faisceaux ont un profil spatial de type cosinus carré de largeur $15.28 \mu\text{m}$. L'injection du faisceau signal dans le plasma est retardé de 300 fs afin d'optimiser l'amplification. Les conditions aux limites particulières et électromagnétiques sont absorbantes pour la direction longitudinale et périodiques pour la dimension transverse. Ces paramètres définissent des valeurs de chirp optimales suivantes : $1.3 \times 10^{-5} \leq |\alpha| \leq 4.5 \times 10^{-5}$.

La figure 5.3(a) présente la réflectivité du faisceau pompe chirpé et non chirpé en géométrie 1D et 2D. Nous observons clairement que l'ajout d'une dérive de fréquence sur le faisceau pompe permet de supprimer complètement la réflectivité due à l'émission spontanée Raman. La figure 5.3(b), représentant l'évolution de l'amplitude du faisceau signal, montre une absence de saturation de l'amplification. Le taux d'amplification est estimé à 3.5×10^{-4} , ce qui est proche de l'estimation théorique $I_p/\tau_s = 5.5 \times 10^{-4}$. La figure 5.4(c) représente l'évolution temporelle de la durée de l'impulsion signal sur l'axe de propagation. Nous notons que l'amplification du faisceau s'accompagne d'une réduction temporelle proche du cycle optique.

La figure 5.5 représente la distribution spatiale du faisceau signal à deux instants différents, lorsqu'il est injecté dans le plasma et lorsqu'il atteint la fin du plasma. Durant sa propagation, nous observons sur la figure que le faisceau signal subit une compression spatiale et temporelle résultant de l'amplification Raman non linéaire. Lorsqu'il atteint la fin du plasma, ses largeurs temporelle et spatiale ont respectivement été divisées par 5 et 2, résultant en une augmentation de l'intensité d'un facteur 20.

Cette étude numérique, réalisée en géométrie 2D, a permis de montrer que la dérive de fréquence appliquée au faisceau pompe permettait de contrôler l'amplification Raman. Aucune autre instabilité, comme la filamentation ou l'auto-focalisation, n'a été observée dans ces simulations rendant cette expérience numérique réalisable.

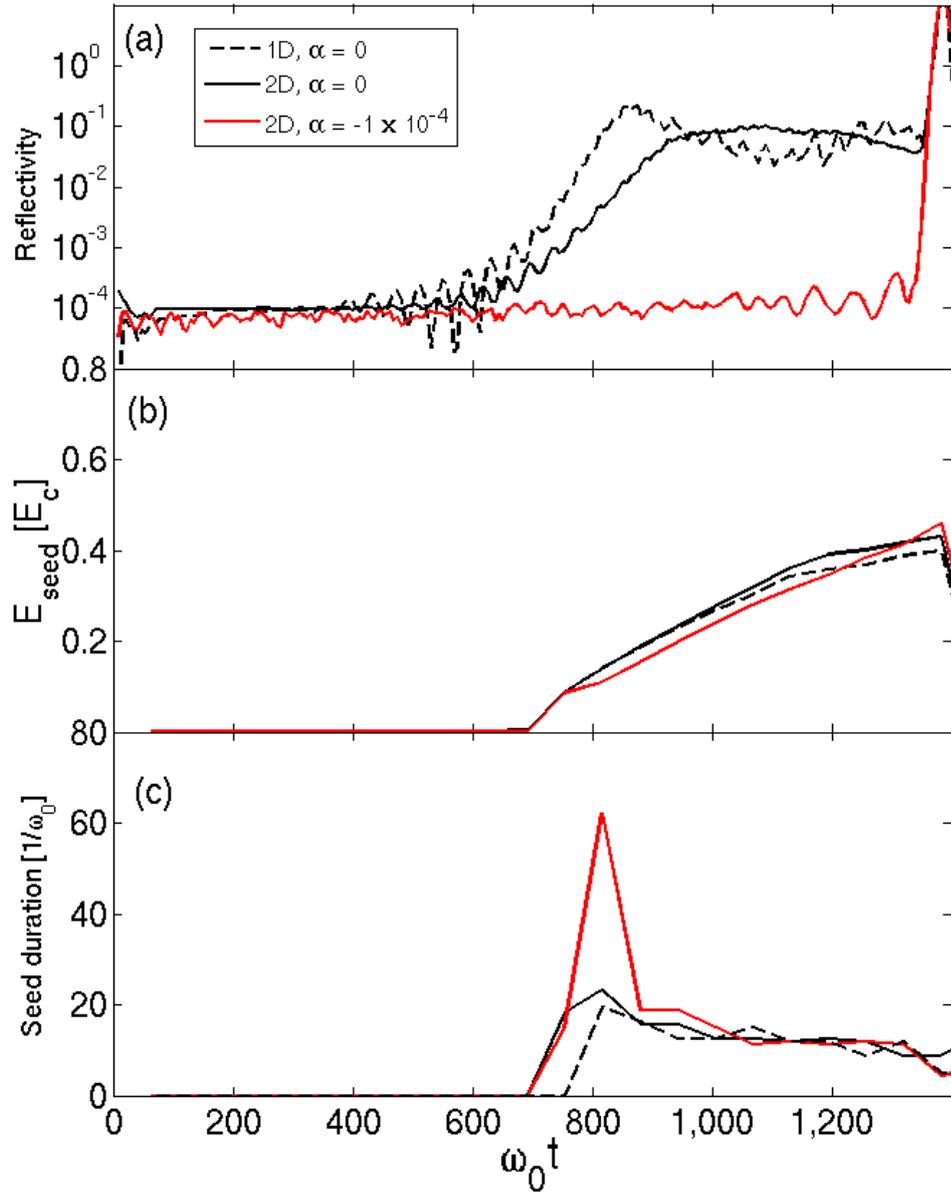


FIGURE 5.4 – Evolution temporelle de la réflectivité (a), de l'amplitude du faisceau signal (b) et de sa largeur temporelle (c) pour des faisceaux laser pompe chirpé et non chirpé en géométrie 1D et 2D. La durée et l'énergie du faisceau signal sont nuls pour des temps plus petits que $\omega_0 t = 711$ (temps d'injection du faisceau signal dans le plasma). En géométrie 2D, les diagnostics sont calculés sur l'axe.

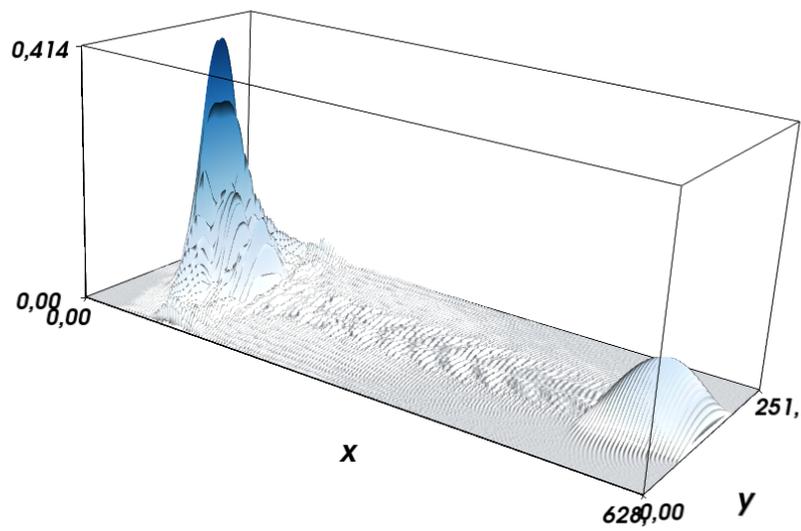


FIGURE 5.5 – Distribution spatiale du faisceau signal pour deux temps d'observation, un lorsque le faisceau est injecté dans le plasma, et l'autre lorsqu'il atteint la fin du plasma. Le paramètre de chirp du faisceau pompe est $\alpha = -1 \times 10^{-4}$.

Chapitre 6

En régime relativiste.

- **Stimulated Raman scattering in the relativistic regime in near-critical plasmas**", J.G. Moreau, E. d'Humières, R. Nuter and V.T. Tikhonchuk, *Physical Review E*, 95, 013208 (2017).

Cette étude s'inscrit dans le cadre du contrat doctoral de Julien Moreau, réalisé de 2014 à 2018 et pour lequel j'étais co-encadrante avec Emmanuel D'Humières et Vladimir Tikhonchuk.

A l'aide du code PIC OCEAN, Julien avait pour objectif d'étudier numériquement l'accélération d'ions dans un plasma quasi-critique irradié par un faisceau laser relativiste [35]. Comme nous le verrons dans le chapitre suivant, la majorité des études portant sur l'accélération d'ions par laser consiste à focaliser un faisceau laser intense sur une cible solide. Le faisceau laser se réfléchit sur la cible sur-dense, accélérant des électrons qui traversent la cible et accélèrent des ions sur la face arrière de la cible [43]. Ce dispositif accélérateur souffre d'un faible transfert d'énergie du laser vers les électrons, dû au chauffage surfacique de la cible. Afin de pallier à cet inconvénient, il a été suggéré de substituer aux cibles solides des cibles dont la densité est proche ou inférieure à la densité critique du plasma [44]. Les travaux de Julien Moreau s'inscrivaient dans ce contexte. Pour cela, il a réalisé des simulations numériques 1D spatiales et 3D en vitesse modélisant l'interaction d'un faisceau laser relativiste d'intensité 5.5×10^{18} W/cm², de longueur d'onde $1\mu\text{m}$ et de durée 990 fs avec un plasma de densité $0.5 n_c$ et de longueur $l = 150 \mu\text{m}$. Initialement, le plasma possède une température de 51 eV et se situe au milieu de la boîte de simulation de longueur $850 \mu\text{m}$.

Cette simulation a montré un très bon transfert d'énergie du laser vers les électrons. En effet, l'absorption laser atteint 68%, dont 38,5% est transféré aux électrons et 29,5% donné aux ions. Seul 3,2% de l'énergie est transmis à travers le plasma, alors que 27,7% est réfléchi à l'interface vide/plasma. Durant cette étude, Julien a montré que le très bon couplage énergétique laser/électron provenait de la diffusion Raman qui, en régime relativiste, peut

se produire dans des plasmas dont la densité électronique est supérieure au quart de la densité critique [36]. Cela provient de l'augmentation relativiste de la masse des électrons qui contribue à abaisser la fréquence plasma à ω_{pe}/γ_e , où $\gamma_e = \frac{1}{\sqrt{1-(v_e/c)^2}}$ est le facteur relativiste des électrons avec v_e la vitesse des électrons, et ainsi permet à l'onde rétro-diffusée de se propager dans le plasma grâce à la transparence induite relativiste.

6.1 Instabilité Raman

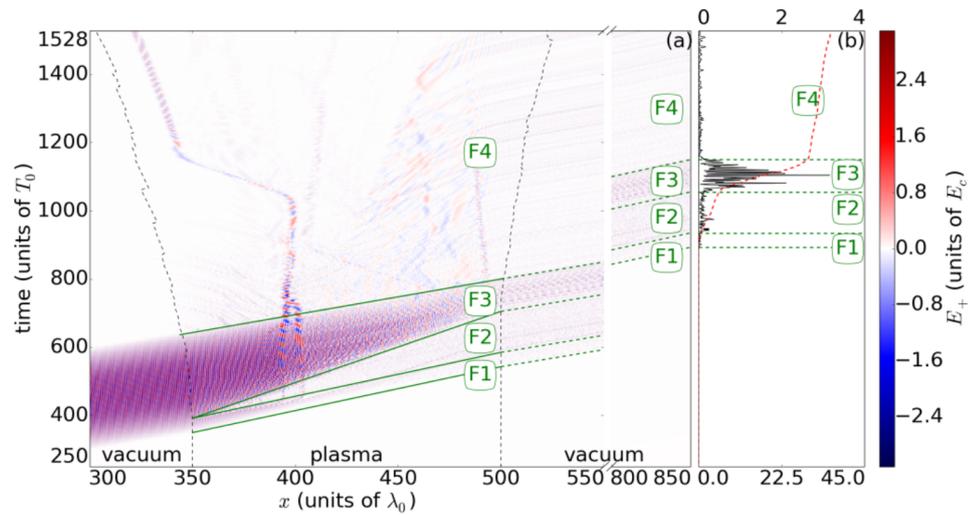


FIGURE 6.1 – (a) Amplitude de l'onde se propageant vers l'avant. La ligne pointillée délimite la densité plasma inférieure à $0.1 n_c$. (b) Flux de Poynting à travers le bord droit du plasma.

La figure 6.1 détaille la propagation de l'onde laser relativiste dans le plasma, seule la partie de l'onde se propageant vers l'avant est illustrée. Cette propagation se scinde en 3 étapes, illustrées par les symboles F1, F2 et F3. Tout d'abord, nous notons que le faisceau laser se propage librement dans le vide et son front avant pénètre dans le plasma non perturbé (F1). Puis au temps $t \sim 390 T_0$, l'instabilité paramétrique Raman se déclenche entraînant une forte rétro-diffusion puis l'extinction de l'onde laser (F2). Enfin, l'arrière de l'impulsion laser rencontre un plasma fortement turbulent où les électrons ne sont plus piégés dans l'onde plasma. Cela permet d'observer une propagation non perturbée de l'impulsion laser (F3). Nous observons que l'instabilité Raman entraîne une forte déplétion du faisceau pompe sur une distance réduite, environ $10 \mu\text{m}$.

L'extinction du faisceau pompe due à l'instabilité Raman entraîne la diffusion d'une onde contra-propagative comme illustrée à la figure 6.2. Cette

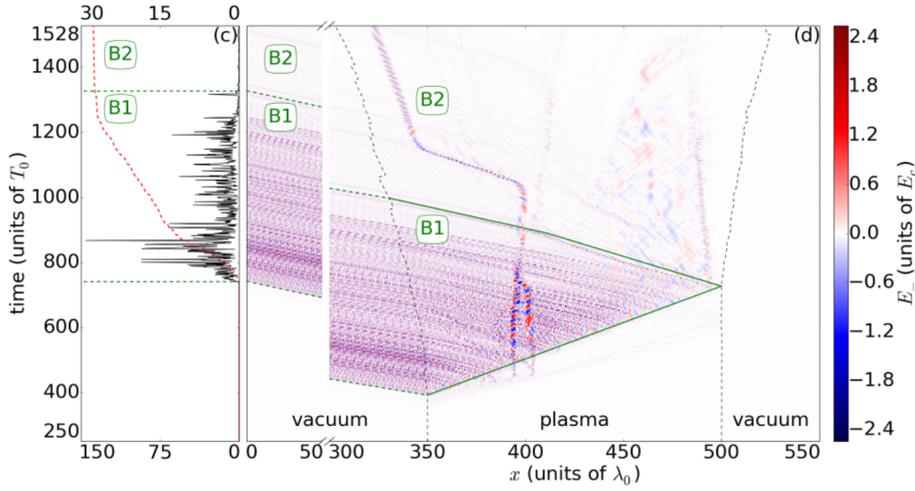


FIGURE 6.2 – (c) Amplitude de l'onde se propageant vers l'arrière. La ligne pointillée délimite la densité plasma inférieure à $0.1 n_c$. (d) Flux de Poynting à travers le bord gauche du plasma.

onde rétro-diffusée se propage librement dans le plasma et débouche sur sa face avant. Pour confirmer la présence de la diffusion Raman, une analyse temps-fréquence des ondes propagatives a été réalisée et est présentée à la figure 6.3.

La figure 6.3(a) confirme la présence de l'onde laser se propageant dans le plasma à la fréquence ω_0 . Nous observons qu'à cette position, $3 \mu\text{m}$ du bord du plasma, l'onde pompe n'est pas encore déplétée. L'onde rétro-diffusée, observable sur la figure 6.3(b), se propage à la fréquence $0.53 \omega_0$. Sa durée, estimée à $600 T_0$, correspond bien à celle observée à la figure 6.2. La fréquence initiale de l'onde électrostatique, égale à $0.53 \omega_0$, confirme la présence de la diffusion Raman qui nécessite l'accord de phase $\omega_0 = \omega_s + \omega_{pe}$. Au delà de $450 T_0$, l'onde électrostatique voit sa fréquence se réduire à $0.24 \omega_0$.

6.2 Chauffage des électrons.

L'énergie laser transmise aux ondes plasmas, au travers de l'instabilité Raman, est par la suite transférée aux électrons après l'élargissement du spectre des ondes plasma et leur déferlement.

Ceci est illustré à la figure 6.4(a) où nous observons que le chauffage des électrons se produit juste après l'excitation de l'instabilité Raman. De plus, nous notons le déplacement vers l'arrière du plasma d'un faisceau d'électrons accélérés qui conduit à l'accélération des ions en face arrière de cible. L'analyse du spectre électronique fournit une température de 1-1.3 MeV, avec une

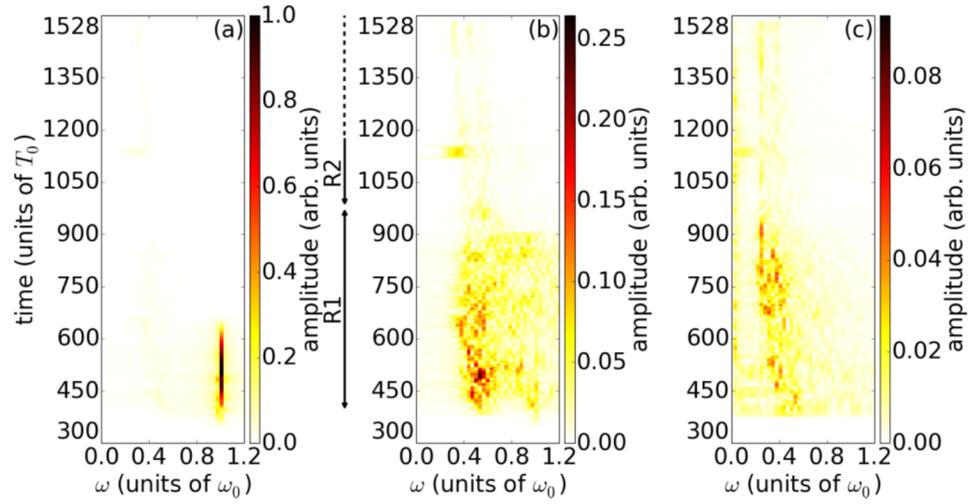


FIGURE 6.3 – Analyse temps-fréquence de l'onde se propageant vers l'avant (a), vers l'arrière (b) et de l'onde électrostatique à $3 \mu\text{m}$ du bord du plasma gauche.

énergie maximale de 12 MeV. Ce qui permet l'accélération de protons en face avant et face arrière de cible à une vingtaine de MeV.

Cette étude a permis de démontrer que l'instabilité Raman est un processus efficace pour transférer de l'énergie du faisceau laser vers les électrons dans des plasmas dont la densité est proche de la densité critique.

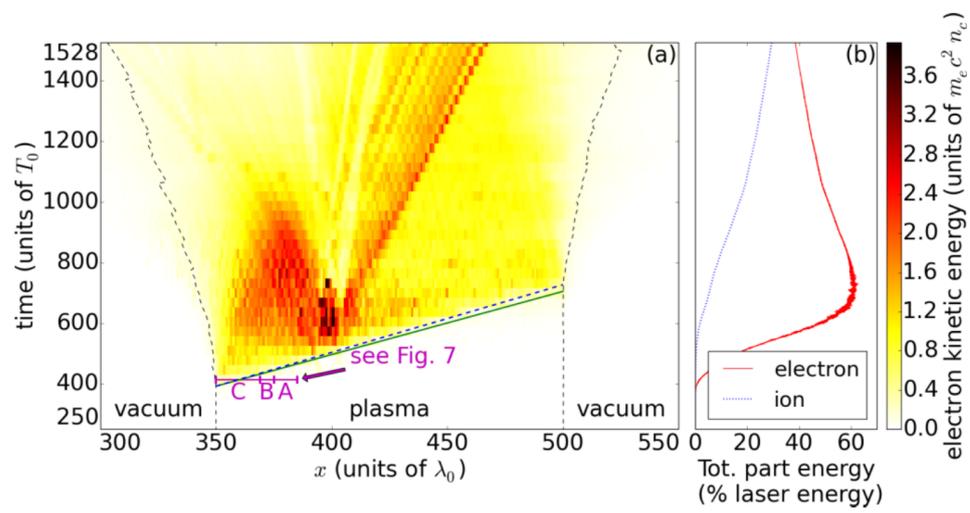


FIGURE 6.4 – (a) Distribution spatio-temporelle de l'énergie électronique, et (b) énergie cumulée des électrons (rouge) et des ions (bleu).

Chapitre 7

Synthèse

Cette partie résume les études réalisées au CELIA sur l'instabilité paramétrique Raman. La contribution majeure de mon travail a été le développement du code Particle In Cell OCEAN. Ce code, massivement parallélisé, permet de modéliser la dynamique d'un plasma irradié par un faisceau laser en géométrie 1D, 2D et 3D. Basé sur les résolutions simultanées des équations du mouvement relativistes pour les particules du plasma et des équations de Maxwell pour les champs électromagnétiques, il apporte une compréhension numérique aux effets cinétiques observés lors de telles interactions. Lors de mon arrivée au CELIA, j'ai fait le choix de développer entièrement le code OCEAN afin de rendre mes activités de recherche indépendantes de tout accord de licence logiciel ou de toute contrainte numérique liée à des changements d'accord sur les codes. De plus, j'ai fait le choix de considérer des techniques modernes de développement : fichiers de sortie sauvegardés en hdf5, parallélisation MPI, post-traitement avec des modules Python. Cela a permis de rendre ce code portable sur tout nouveau calcuteur. Ainsi, OCEAN a été utilisé sur les stations de travail du CELIA, sur les calculateurs du méso-centre aquitaine, sur les calculateurs des centres de calcul français (GENCI) et européen PRACE. Afin de réaliser l'ensemble des simulations nécessaires aux différentes études scientifiques, j'ai porté durant de nombreuses années des projets scientifiques pour obtenir des heures de calcul CPU sur les centres nationaux et européens.

Troisième partie

Accélération d'ions par laser

Il est aujourd'hui bien établi tant sur le plan expérimental que théorique que l'interaction entre un faisceau laser relativiste ($I_0 > 10^{18}$ W/cm²) et une cible solide génère des faisceaux d'ions énergétiques de plusieurs dizaines de MeV [45, 46, 47]. Ces faisceaux d'ions, dont les caractéristiques physiques - courte durée d'impulsion, faible divergence et grande laminarité -, présentent un intérêt certain pour des applications telles que le chauffage isochore [48] ou encore la radiographie plasma [49]. Historiquement, un seul mécanisme accélérateur focalisait l'ensemble des travaux scientifiques : le mécanisme TNSA (Target Normal Sheath Acceleration) [43] où un nuage d'électrons énergétiques, générés dans la zone d'irradiation de la cible par le laser, traverse la cible de manière non-collisionnelle et débouche en face arrière pour y créer un champ électrostatique de séparation de charges intense (quelques TV/m). Ce dernier est alors capable d'ioniser les polluants hydrogénés présents sur la face arrière de la cible et d'accélérer les protons et/ou ions ainsi produits. Le mécanisme d'accélération TNSA est illustré à la figure 7.1.

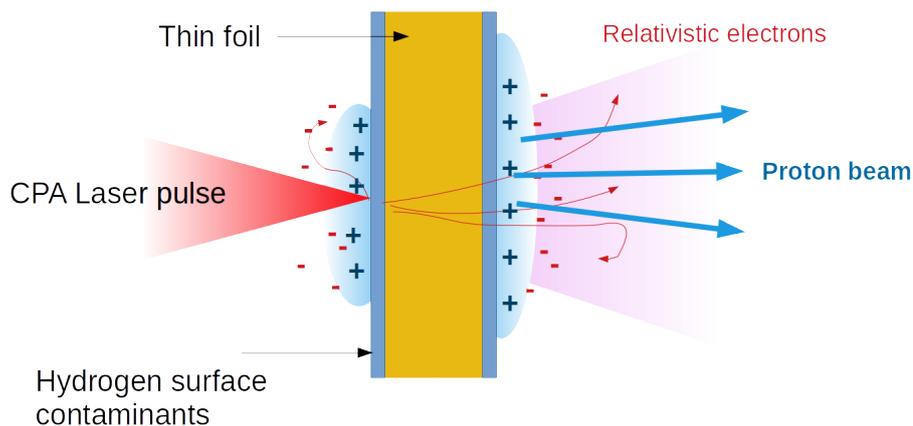


FIGURE 7.1 – Illustration du mécanisme d'accélération TNSA : un faisceau laser intense se réfléchit sur la face avant d'une cible fine (épaisseur variant de quelques dizaines de nanomètre à quelques microns) générant un faisceau d'électrons rapides. Ce dernier traverse la cible de manière non collisionnelle et débouche en face arrière de cible où s'établit un champ électrostatique de séparation de charges accélérant les protons.

Mes premiers travaux de recherche sur l'accélération d'ions par laser

considéraient ce mécanisme accélérateur de particules. L'objectif était d'apporter un soutien numérique aux analyses de mesures expérimentales. Dans un premier temps, seront présentés les modèles numériques et codes associés choisis pour décrire l'accélération d'ions par laser, à savoir les codes Particle In Cell (PIC) [50]. Ces codes, modélisant l'interaction laser plasma, résolvent simultanément les équations de Maxwell pour les champs et les équations du mouvement relativistes pour les particules du plasma. Ils décrivent l'accélération d'ions par laser en modélisant la cible solide par un plasma très dense. Dans un second temps, je présenterai les études numériques, réalisées en lien avec les équipes expérimentales du Laboratoire d'Optique Appliquée et du CEA IRAMIS, dont l'objectif était d'optimiser l'accélération d'ions en régime TNSA. En particulier, nous avons montré comment l'ajout d'un plasma sur la face avant de la cible permettait d'accroître l'énergie gagnée par les ions [51], mais aussi comment le gradient de plasma présent sur la face arrière de la cible modifiait l'énergie maximale atteinte par les protons [52].

Alors que la majorité des simulations numériques d'accélération d'ions lourds par laser se faisaient en initialisant la cible sous forme de plasma, nous avons choisi d'ajouter de la physique atomique au code PIC en développant un module d'ionisation multiple [53]. Je me suis inspirée des travaux faits précédemment dans la propagation nonlinéaire d'impulsions femtosecondes dans les milieux transparents. Les théories de photo-ionisation présentées au chapitre 2 fournissent un taux d'ionisation moyenné sur un cycle optique. Elles étaient adaptées au modèle numérique décrivant la propagation nonlinéaire d'impulsions femtosecondes dans lequel nous considérons l'approximation de l'enveloppe lentement variable. Or, les codes PIC ne sont pas sujets à une telle approximation : ils évaluent la valeur instantanée du champ électrique aux noeuds du maillage spatial. Dans cette partie, nous décrivons le calcul analytique qui nous a permis d'adapter les théories analytiques existantes à notre problème, à savoir connaître le taux d'ionisation instantané d'un atome irradié par un champ électrique. Le calcul de ce taux d'ionisation est à la base de l'évaluation des probabilités d'ionisation multiple intégrées dans le code. En effet, afin de ne pas être contraints par des pas temporels trop courts, nous avons opté pour un schéma numérique original basé sur la théorie de Monte-Carlo cinétique et inspiré des travaux faits par P. Chessa [54]. Cette dernière présente l'avantage de rendre le module d'ionisation peu sensible aux fluctuations du champ électrique inhérentes aux codes PIC et ainsi apporter une confiance certaine dans les résultats numériques. Enfin, pour être consistant dans la description de l'ionisation, nous avons inclus les pertes en énergie subies par les champs électromagnétiques lors des processus d'ionisation et avons adapté le code Calder au schéma numérique permettant cette inclusion, à savoir un schéma conservant la charge. Tous ces développements numériques ont bien entendu été validés par des simulations "académiques" présentées dans ce rapport.

L'ajout de la photo-ionisation dans le code PIC CALDER nous a permis d'analyser numériquement les mesures expérimentales faites sur l'accélération d'ions carbonés par A. Lévy et T. Ceccotti sur l'installation UHI 10 [53].

Devant l'augmentation attendue des intensités laser sur les futures installations PetaWatt, de nouveaux mécanismes accélérateurs ont été imaginés. En effet, l'objectif possible d'une intensité laser supérieure ou égale à 10^{20} W/cm² a permis de décrire un nouveau processus accélérant les protons : le RPA pour "Radiative Pressure Acceleration" [55]. Lorsque le faisceau laser se réfléchit parfaitement sur une cible solide, il exerce une pression de rayonnement sur la cible égale à $P_{rad} = 2I_0/c$ où I_0 est l'intensité laser. Pour de grandes intensités laser ($I_0 > 10^{20}$ W/cm²), cette pression est suffisamment importante pour contre-balancer la pression thermique exercée par les électrons et agir comme un piston sur les électrons présents en face avant. Ces derniers sont alors poussés vers l'arrière de la cible, et du fait de la grande inertie des ions, un champ électrostatique se propage au travers de la cible, accélérant les ions. Ce mécanisme accélérateur présente l'avantage d'exposer les ions à un champ électrostatique homogène de sorte qu'un spectre mono-énergétique est attendu. L'un des nombreux objectifs recherchés par les scientifiques est la génération de faisceaux d'ions dont le spectre énergétique serait contrôlé. Dans ce contexte, M. Grech [56] a proposé un nouveau mécanisme d'accélération : le LinPA pour Linear Plasma acceleration où l'intensité laser considérée est supérieure à 10^{22} W/cm² de sorte que les électrons sont entièrement expulsés de la cible. Ainsi, une structure de type condensateur est créée permettant une accélération parfaitement homogène d'ions légers. Cette étude est décrite dans le dernier chapitre de cette partie du document.

Liste des articles en lien avec cette thématique :

- "Influence of a preplasma on electron heating and proton acceleration in ultraintense laser-foil interaction", R. Nuter, L. Gremillet, P. Combis, M. Drouin, E. Lefebvre, A. Flacco, and V. Malka, *Journal of Applied Physics*, vol 104, p 103307 (2008)
- "Effect of plasma density scale length on the properties of bremsstrahlung x-ray sources created by picosecond laser pulses", C. Courtois, A. Compant-Lafontaine, O. Landoas, G. Lidove, V. Méot, P. Morel, R. Nuter, E. Lefebvre, A. Boscheron, J. Grenier, M.M. Aléonard, M. Gerbaux, F. Gobet, F. Hannachi, G. Malka, J.N. Scheurer and M. Tarisien, *Physics of Plasmas*, vol 16, p 013105 (2009)
- "Ion acceleration with high-intensity lasers and application to isochoric heating", E. Lefebvre, M. Carrié, R. Nuter, *Comptes-Rendus de Physique*, vol 10, 197 (2009)
- "High-quality ion beams by irradiating a nano-structured target with a petawatt laser pulse", M. Grech, S. Skupin, R. Nuter, L. Gremillet,

E. Lefebvre, *New Journal of Physics*, vol 11, 093035 (2009)

- “Effect of a nanometer scale plasma on laser-accelerated ion beams”, A. Levy, R. Nuter, T. Ceccotti, P. Combis, M. Drouin, L. Gremillet, P. Monot, H. Popescu, F. Réau, E. Lefebvre and P. Martin, *New Journal of Physics*, vol 11, 093036 (2009)
- “Dependence on pulse duration and foil thickness in high-contrast-laser proton acceleration”, A. Flacco, F. Sylla, M. Veltchva, M. Carrié, R. Nuter, E. Lefebvre, D. Batani and V. Malka, *Physical Review E*, vol 81, p 036405 (2010)
- “High-quality ion beams from nanometric double-layer targets and their application to hadron-therapy”, M. Grech, S. Skupin, R. Nuter, L. Gremillet and E. Lefebvre, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, vol 620, p 63 (2010)
- “Proton acceleration by moderately relativistic laser pulses interacting with solid density targets”, E. Lefebvre, L. Gremillet, A. Lévy, R. Nuter, P. Antici, M. Carrié, T. Ceccotti, M. Drouin, J. Fuchs, V. Malka and D. Neely, *New Journal of Physics*, vol 12, p 045017 (2010)
- “Coulomb explosion of uniformly charged spheroids”, M. Grech, R. Nuter, A. Mikaberidze, P. Di Cintio, L. Gremillet, E. Lefebvre, U. Saalmann, J.M. Rost and S. Skupin, *Physical Review E*, 84, 056404 (2011)
- “Field ionization model implemented in Particle In Cell code and applied to laser-accelerated carbon ions”, R. Nuter, L. Gremillet, E. Lefebvre, A. Lévy, T. Ceccotti, and P. Martin, *Physics of Plasmas*, 18, 033107(2011)
- “Space- and time-resolved observation of extreme laser frequency upshifting during ultrafast-ionization”, A. Giulietti, A. Andre, S. Dufrenoy, D. Giulietti, T. Hosokai, P. Koester, H. Kotaki, L. Labate, T. Levato, R. Nuter, NC. Oathak, P. Monot, LA. Gizzi, *Physics of Plasmas*, 20, 082307 (2013)
- “Theory of terahertz emission from femtosecond-laser-induced microplasmas”, I. Thiele, R. Nuter, B. Bousquet, V. Tikhonchuk, S. Skupin, X. Davoine, L. Gremillet and L. Bergé, *Physical Review E*, 94, 063202 (2016)

Les collaborateurs scientifiques et leur statut durant le projet :

- Michael Carrié, doctorant
- Tibério Ceccotti, Ingénieur Chercheur CEA, Laboratoire Interactions, Dynamiques et Lasers, Saclay
- Patrick Combis, Ingénieur Chercheur CEA, CEA DAM Ile de France
- Antoine Compant-Lafontaine, Ingénieur Chercheur CEA, CEA DAM Ile de France

- Cédric Courtois, Ingénieur Chercheur CEA, CEA DAM Ile de France
- Xavier Davoine, doctorant
- Alessandro Flacco, doctorant
- Mickael Grech, chargé de recherche CNRS, Laboratoire d'Utilisation des Lasers Intenses, Palaiseau
- Laurent Gremillet, Ingénieur Chercheur CEA, CEA DAM Ile de France
- A. Guemnie-Tafo, doctorant
- Erik Lefebvre, chef de Laboratoire, CEA DAM Ile de France
- Anna Levy, doctorante
- Victor Malka, Professeur des Universités, Weizmann Institute of Science, Tel-Aviv, Israel

Le projet

Ces études ont été réalisées dans le cadre d'un projet interne au CEA-DAM Ile de France relatif à l'accélération de particules par laser. L'ensemble des simulations numériques a été réalisé avec des codes propriétés du CEA-DAM Ile de France, à savoir le code PIC CALDER pour la modélisation cinétique de l'interaction laser-plasma, et les codes hydrodynamiques CHIVAS et ESTHER pour la modélisation hydrodynamique de l'interaction laser-plasma. Ces études, qui se sont déroulées sur une période de 6 années, étaient soit réalisées en support aux mesures expérimentales du Laboratoire d'Optique Appliquée de Palaiseau et du CEA-IRAMIS de Saclay, soit en avant projet de l'installation Apollon.

Chapitre 8

Description numérique

L'accélération d'ions par laser provient de l'irradiation d'une cible surcritique par un faisceau laser intense [43]. Les faisceaux laser considérés dans ces mécanismes accélérateurs ont des intensités supérieures à 10^{18} W/cm² et des durées d'impulsion variant de quelques dizaines de femtosecondes à quelques dizaines de picosecondes. Ainsi, lorsque le faisceau laser interagit avec la cible, cette dernière est instantanément ionisée si bien que le processus peut être modélisé par une interaction laser/plasma. De plus, du fait des hautes intensités, les particules du plasma (électrons et ions) suivent des trajectoires individuelles bien distinctes. Dans ce cas, la dynamique du plasma ne peut pas être modélisée au travers de quantités physiques moyennées mais nécessite une description cinétique où la dynamique de chaque particule est enregistrée. Nous présentons tout d'abord les équations modélisant l'interaction laser plasma, puis nous détaillons les algorithmes des codes PIC.

8.1 Modèle numérique

L'interaction laser/plasma en régime de haute intensité est modélisée par les équations de Maxwell :

$$\begin{aligned}\vec{\nabla} \wedge \vec{E} &= -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} & \vec{\nabla} \wedge \vec{B} &= \mu_0[\vec{j} + \epsilon_0 \frac{\partial \vec{E}}{\partial t}] \\ \vec{\nabla} \cdot \vec{E} &= \frac{\rho}{\epsilon_0} & \vec{\nabla} \cdot \vec{B} &= 0\end{aligned}\quad (8.1)$$

où \vec{E} , \vec{B} et \vec{j} sont respectivement le champs électrique, magnétique et la densité de courant, et ρ est la densité de charge du plasma. A ces équations, s'ajoute l'équation de Vlasov qui décrit la dynamique du plasma :

$$\frac{\partial f_i}{\partial t} + \vec{v} \frac{\partial f_i}{\partial \vec{r}} + q[\vec{E} + \vec{v} \wedge \vec{B}] \frac{\partial f_i}{\partial \vec{p}} = 0 \quad (8.2)$$

où $f_i(\vec{r}, \vec{p}, t)$ est la fonction de distribution des particules pour chacune des espèces caractérisées par la charge q et la masse m . \vec{r} et \vec{p} sont les vec-

teurs positions et impulsions des particules, et $\vec{p} = \gamma m \vec{v}$ est le moment des particules où $\gamma = \sqrt{1 - (\frac{v}{c})^2}$ est le facteur relativiste et \vec{v} est le vecteur vitesse des particules. Contrairement à l'étude précédente, la propagation nonlinéaire d'impulsions femtosecondes dans l'air, les champs \vec{E} et \vec{B} ne sont pas exprimés dans l'approximation de l'enveloppe lentement variable, mais contiennent les composantes hautes fréquences.

8.2 Code Particle In Cell

La résolution des équations (8.1) et (8.2) en régime cinétique est réalisée à l'aide des codes Particle-In-Cell (PIC) [50].

8.2.1 Méthode Particulaire

La fonction de distribution est discrétisée à l'aide de macro-particules qui possèdent les mêmes caractéristiques physiques que les particules du plasma, à savoir la même masse et la masse charge :

$$f_i(\vec{r}, \vec{p}, t) = \sum_{i=1}^N w_i S[\vec{r} - \vec{r}_i(t), \vec{p} - \vec{p}_i(t)] \quad (8.3)$$

où w_i représente le poids statistique des N macro-particules se trouvant à la position \vec{r}_i et possédant une impulsion \vec{p}_i et S est le facteur de forme [50]. Les facteurs de forme sont des fonctions spline qui permettent de répartir la charge de la macro-particule sur le maillage. Plus l'ordre de la spline considérée est élevé, moins les quantités physiques sont bruitées.

La méthode particulaire de résolution de l'équation de Vlasov consiste à suivre la trajectoire des macro-particules par la résolution des équations du mouvement relativistes :

$$\frac{d\vec{r}_i(t)}{dt} = \frac{\vec{p}_i(t)}{\gamma} \quad (8.4)$$

$$\frac{d\vec{p}_i(t)}{dt} = -e[\vec{E}(\vec{r}_i, t) + \frac{\vec{p}_i}{\gamma} \times \vec{B}(\vec{r}_i, t)] \quad (8.5)$$

L'interaction entre le plasma et le laser est décrit au travers de la densité de charge ρ et de la densité de courant \vec{j} dans les équations (8.1).

8.2.2 Solveur de Maxwell

Il existe différents algorithmes pour résoudre les équations de Maxwell. Le schéma numérique le plus connu et le plus utilisé dans les codes PIC, est le schéma de Yee [57]. Il résout les équations de Maxwell par une méthode aux différences finies. Le grille spatiale, discrétisant l'espace numérique, est constituée de deux maillages décalés par une demi-cellule le long de chacune

des axes de l'espace numérique. Cette discrétisation est illustrée à la figure (8.1).

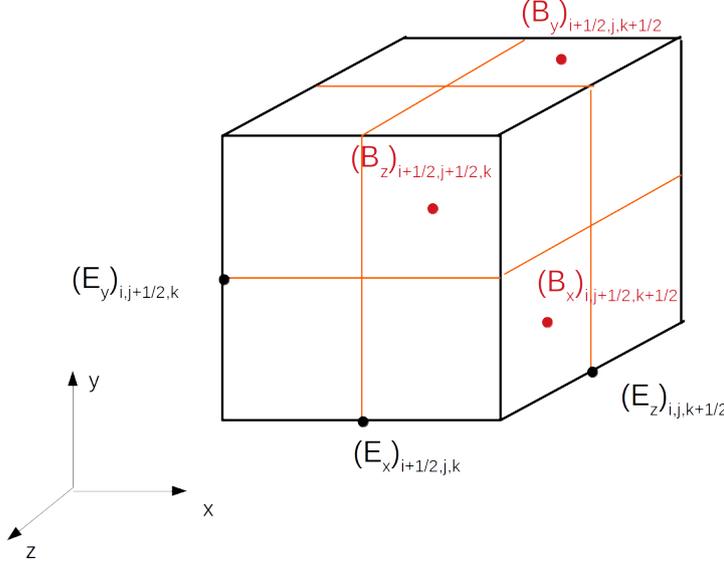


FIGURE 8.1 – Maillage primal (noir) et dual (orange) du schéma de Yee. Les composantes des champs électriques et magnétiques sont écrites sous forme discrétisées.

Chacune des composantes des champs \vec{E} et \vec{B} est exprimée sur une combinaison de ces maillages, maillage primal et dual. L'équation de Maxwell-Ampère s'écrit :

$$\begin{aligned} \frac{(E_x)_{i+\frac{1}{2},j,k}^{n+1} - (E_x)_{i+\frac{1}{2},j,k}^n}{\Delta t} &= c^2 \frac{(B_z)_{i+\frac{1}{2},j+\frac{1}{2},k}^{n+\frac{1}{2}} - (B_z)_{i+\frac{1}{2},j-\frac{1}{2},k}^{n+\frac{1}{2}}}{\Delta y} \\ &\quad - c^2 \frac{(B_y)_{i+\frac{1}{2},j,k+\frac{1}{2}}^{n+\frac{1}{2}} - (B_y)_{i+\frac{1}{2},j,k-\frac{1}{2}}^{n+\frac{1}{2}}}{\Delta z} - \mu_0 c^2 (j_x)_{i+\frac{1}{2},j,k}^{n+\frac{1}{2}} \end{aligned} \quad (8.6)$$

$$\begin{aligned} \frac{(E_y)_{i,j+\frac{1}{2},k}^{n+1} - (E_y)_{i,j+\frac{1}{2},k}^n}{\Delta t} &= c^2 \frac{(B_x)_{i,j+\frac{1}{2},k+\frac{1}{2}}^{n+\frac{1}{2}} - (B_x)_{i,j+\frac{1}{2},k-\frac{1}{2}}^{n+\frac{1}{2}}}{\Delta z} \\ &\quad - c^2 \frac{(B_z)_{i+\frac{1}{2},j+\frac{1}{2},k}^{n+\frac{1}{2}} - (B_z)_{i-\frac{1}{2},j+\frac{1}{2},k}^{n+\frac{1}{2}}}{\Delta x} - \mu_0 c^2 (j_y)_{i,j+\frac{1}{2},k}^{n+\frac{1}{2}} \end{aligned} \quad (8.7)$$

$$\frac{(E_z)_{i,j,k+\frac{1}{2}}^{n+1} - (E_z)_{i,j,k+\frac{1}{2}}^n}{\Delta t} = c^2 \frac{(B_y)_{i+\frac{1}{2},j,k+\frac{1}{2}}^{n+\frac{1}{2}} - (B_y)_{i-\frac{1}{2},j,k+\frac{1}{2}}^{n+\frac{1}{2}}}{\Delta x} - c^2 \frac{(B_x)_{i,j+\frac{1}{2},k+\frac{1}{2}}^{n+\frac{1}{2}} - (B_x)_{i,j-\frac{1}{2},k+\frac{1}{2}}^{n+\frac{1}{2}}}{\Delta y} - \mu_0 c^2 (j_z)_{i,j,k+\frac{1}{2}}^{n+\frac{1}{2}} \quad (8.8)$$

où Δt est le pas temporel, Δx , Δy et Δz sont les pas spatiaux selon chacun des axes, (i,j,k) sont les coordonnées des composantes sur la grille, n définit le pas temporel $t_n = n\Delta t$. Il est à noter que l'intégration temporelle est réalisée au moyen d'un schéma dit de "saute-mouton", c'est à dire que les quantités \vec{B} et \vec{j} sont évaluées aux demi-pas de temps.

Une analyse de stabilité du schéma numérique [57, 58] conduit à la contrainte de Courant Friedrich-Levy :

$$c^2 \Delta t^2 \left(\frac{1}{\Delta x^2} + \frac{1}{\Delta y^2} + \frac{1}{\Delta z^2} \right) \leq 1 \quad (8.9)$$

Ce schéma est celui qui a été retenu pour le développement du code CALDER [59] et du code Maxwell-Fluid ARCTIC [28]. Il est simple d'utilisation et robuste pour les simulations numériques. Cependant, il souffre de dispersion numérique dans toutes les directions de propagation, excepté celle orientée selon les diagonales du maillage. Cette dispersion numérique a pour conséquence de propager les ondes électromagnétiques à des vitesses plus faibles que la véritable vitesse de propagation de l'onde. Résultat, lorsque le code modélise l'interaction laser plasma en régime ultra-relativiste, les particules, dont la vitesse approche celle de la lumière, se propagent plus vite que les ondes électromagnétiques. Ce phénomène est bien connu et se nomme effet Cherenkov. Dans le cas des codes PIC, il s'agit d'un processus artificiel généré par la dispersion numérique et qui a pour effet de bruite les résultats obtenus. De nombreux schémas numériques issus du schéma de Yee ont été proposés et sont présentés dans une publication de synthèse [58]. Ils consistent à discrétiser les équations de Maxwell sur un nombre plus important de cellules réduisant ainsi la dispersion numérique.

Nous avons proposé une approche différente dans [60]. Nous avons conservé le schéma numérique de Yee, mais nous différencions la vitesse de la lumière dans le vide c_L de la vitesse des particules c . En particulier, nous posons $\mu_0 \epsilon_0 c_L^2 = 1$ où c_L peut être plus grande que c . Cette distinction de vitesse conduit à une réécriture des équations de Maxwell où les ondes électromagnétiques peuvent donc se propager à des vitesses plus grandes que c . En choisissant un rapport $c_L/c = 1.2$, nous sommes parvenus à réduire le bruit numérique par un facteur 2. Ce schéma, facile à implémenter et aussi rapide d'utilisation que le schéma de Yee, ne doit cependant pas être considéré pour des simulations où la méthode "moving window" est choisie. En effet,

ce schéma fait perdre le caractère invariant des équations de Maxwell par transformée de Lorentz.

Lors de mon arrivée au CELIA, j'ai développé un code Particle In Cell présentant des caractéristiques modernes de développement. Ce code, nommé OCEAN [34], décrit l'interaction laser plasma en géométrie 1D, 2D et 3D. Il est massivement parallélisé par décomposition de domaine selon les trois axes, et permet l'injection de faisceaux laser selon les deux frontières longitudinales de l'espace numérique. Ce code, fortement inspiré du code PICLS, considère le schéma numérique "Directional Splitting" où seul un maillage est considéré. Les équations de Maxwell [Eqs.(8.1)] se réécrivent sous la forme suivante :

$$\frac{\partial}{\partial t}F + A\frac{\partial}{\partial x}F + B\frac{\partial}{\partial y}F + C\frac{\partial}{\partial z}F = -J \quad (8.10)$$

où $F^T = [E_x, E_y, E_z, B_x, B_y, B_z]$ et $J^T = [J_x, J_y, J_z, 0, 0, 0]$,

$$A = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 1 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & -1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}; B = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & -1 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ -1 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \quad (8.11)$$

et

$$C = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & -1 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 1 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \quad (8.12)$$

Le schéma "Directional Splitting" consiste à résoudre l'équation (8.10) en trois étapes.

Premièrement, l'équation (8.10) est résolue selon l'axe longitudinal : $\frac{\partial}{\partial t}F + A\frac{\partial}{\partial x}F = -J$. Cela donne :

$$\left[\frac{\partial}{\partial t} \pm \frac{\partial}{\partial x} \right] \left[\frac{B_z \pm E_y}{2} \right] = 0 \quad (8.13)$$

$$\left[\frac{\partial}{\partial t} \pm \frac{\partial}{\partial x} \right] \left[\frac{B_y \pm E_z}{2} \right] = 0 \quad (8.14)$$

Puis l'équation est résolue selon l'axe y :

$$\left[\frac{\partial}{\partial t} \pm \frac{\partial}{\partial y} \right] \left[\frac{B_z \mp E_x}{2} \right] = 0 \quad (8.15)$$

$$\left[\frac{\partial}{\partial t} \pm \frac{\partial}{\partial y} \right] \left[\frac{B_x \pm E_z}{2} \right] = 0 \quad (8.16)$$

et selon l'axe z :

$$\left[\frac{\partial}{\partial t} \pm \frac{\partial}{\partial z} \right] \left[\frac{B_y \pm E_x}{2} \right] = 0 \quad (8.17)$$

$$\left[\frac{\partial}{\partial t} \pm \frac{\partial}{\partial z} \right] \left[\frac{B_x \mp E_y}{2} \right] = 0 \quad (8.18)$$

Les détails des calculs sont présentés pour la géométrie 2D dans la ref [58]. Ce schéma numérique a l'avantage d'imposer $c\Delta t = \Delta x = \Delta y = \Delta z$, ce qui permet de considérer dans les simulations des pas temporels plus grands que ceux considérés avec le schéma de Yee. Cela peut représenter un gain de temps notable sur des simulations modélisant l'interaction laser plasma en régime de forte densité, où la taille des cellules est proche de quelques nanomètres. De plus, ce schéma ne présente pas de dispersion numérique le long des axes, réduisant d'autant l'effet Cherenkov numérique. La figure (8.2), extraite de la référence [58], représente la vitesse de phase des ondes électromagnétiques normalisée à c selon le schéma numérique choisi et en fonction du maillage spatial 2D. Dans les régions où cette vitesse normalisée est égale à 1, il n'y a pas de dispersion numérique. Nous observons que selon le schéma numérique choisi, la dispersion numérique diffère. Il est nécessaire de considérer un pas spatial extrêmement petit pour réduire cet effet.

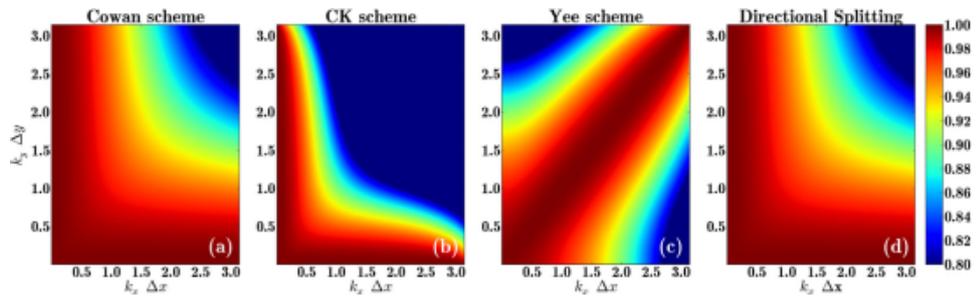


FIGURE 8.2 – Vitesse de phase des ondes électromagnétiques normalisée à c pour (a) la méthode de Cowan [61], (b) la méthode CK avec $\beta = 0.5$ [62], (c) le schéma de Yee et (d) le schéma DS.

8.2.3 Densité de courant

Initialement, les densités de charge ρ et de courant du plasma \vec{j} étaient calculées dans les codes PIC à l'aide des formules suivantes :

$$\rho = \sum_{i=1}^N q_k w_k \delta(x - x_k(t)) \quad (8.19)$$

$$\vec{J} = \sum_{i=1}^N q_k w_k \vec{v}_k(t) \delta(x - x_k(t)) \quad (8.20)$$

Cependant, ces formulations combinées au schéma de Yee ne permettent pas de retrouver numériquement l'équation de conservation de la charge, à savoir $\frac{\partial \rho}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot \vec{J} = 0$. Il existe deux méthodes pour corriger cette erreur dans le calcul des champs électrostatiques. La première, appelée "Correction de Boris" [63] consiste à corriger à chaque pas de temps, le champs électrostatique calculé par la résolution de l'équation de Maxwell-Ampère. La correction effectuée vérifie : $\vec{E}_{cor} = \vec{E} - \vec{\nabla} \phi$, où $\nabla^2 \phi = \vec{\nabla} \cdot \vec{E} - \frac{\rho}{\epsilon_0}$. Cette correction alourdit les simulations car elle nécessite la résolution d'un système linéaire à chaque pas temporel. En 2001, Esirkepov [64] proposa un nouveau schéma numérique pour calculer la densité de courant dans les codes PIC avec le schéma de Yee. Son schéma numérique s'affranchit du calcul de la densité de charge. Chacune des composantes de la densité de courant est calculée à partir de l'équation de conservation de la charge. De cette manière, Esirkepov montre que la charge est conservée et le champs électrostatique calculé dans l'équation de Maxwell-Ampère est exact à la précision numérique.

8.2.4 Algorithme numérique

L'interaction laser-plasma est simulée à l'aide des codes PIC qui résolvent simultanément les équations du mouvement relativistes pour la dynamique du plasma et les équations de Maxwell pour l'évolution des champs électriques et magnétiques. L'implémentation numérique faite dans les codes PIC est illustrée à la figure 8.3.

De manière générale les simulations PIC sont initialisées avec un plasma globalement et localement neutre où chaque charge positive est compensée par une charge négative. Dans le cas où cette condition n'est pas remplie, il est important de résoudre préalablement l'équation de Gauss : $\vec{\nabla} \cdot \vec{E} = \frac{\rho}{\epsilon_0}$, afin de déterminer numériquement le champs électrostatique présent à l'instant $t=0$. Cette résolution est présente dans les codes PIC CALDER et OCEAN.

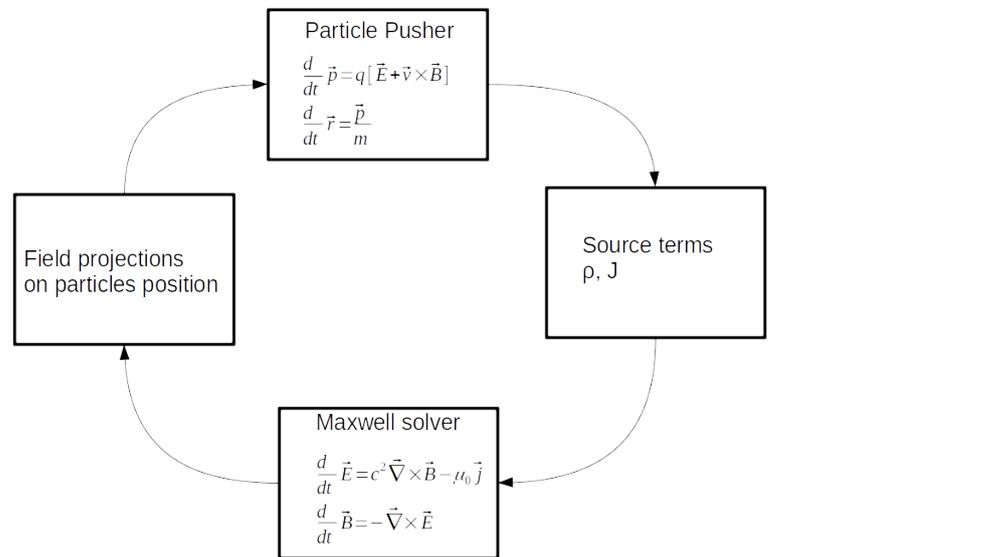


FIGURE 8.3 – Algorithme numérique d'un code PIC.

Chapitre 9

Accélération de protons par laser

Nos premières études sont consacrées à l’optimisation de l’accélération de protons par le mécanisme accélérateur TNSA [43]. Dans ce processus, le faisceau laser intense se réfléchit sur la face avant de la cible solide, et génère un faisceau d’électrons chauds. Du fait de leur grande énergie, ces électrons traversent la cible fine de manière non-collisionnelle et débouchent sur la face arrière de celle-ci, où il crée un champs électrostatique de séparation de charges. Ce dernier ionise la couche de polluants déposée sur la cible et accélère les ions ainsi produits. Possédant le rapport charge sur masse le plus élevé des ions, les protons sont les premiers ions accélérés. Il est ainsi possible de produire des protons d’énergie dont le spectre est maxwellien. La particularité de ces faisceaux de protons accélérés par laser est qu’ils possèdent de courte durée d’impulsion (quelques piconsecondes) et une grande laminarité [65].

9.1 Influence d’un gradient en face avant de cible.

- **“Characterization of a controlled plasma expansion in vacuum for laser driven ion acceleration”**, A. Flacco, A. Guemnie-Tafo, R. Nuter, M. Veltcheva, D. Batani, E. Lefebvre, and V. Malka, *Journal of Applied Physics*, vol 104, p 103304 (2008)
- **“Influence of a preplasma on electron heating and proton acceleration in ultraintense laser-foil interaction”**, R. Nuter, L. Gremillet, P. Combis, M. Drouin, E. Lefebvre, A. Flacco, and V. Malka, *Journal of Applied Physics*, vol 104, p 103307 (2008)
- **“Effect of plasma density scale length on the properties of bremsstrahlung x-ray sources created by picosecond laser pulses”**, C. Courtois, A. Compant-Lafontaine, O. Landoas, G. Lidove, V. Méot,

P. Morel, R. Nuter, E. Lefebvre, A. Boscheron, J. Grenier, M.M. Aléonard, M. Gerbaux, F. Gobet, F. Hannachi, G. Malka, J.N. Scheurer and M. Tarisien, *Physics of Plasmas*, vol 16, p 013105 (2009)

Durant ces études, j'ai réalisé à l'aide du code PIC CALDER et des codes hydrodynamiques Chivas et Esther les simulations numériques en support aux mesures expérimentales effectuées par Alain Guemnie-Tafo (LOA), Alessandro Flacco (LOA) et Cédric Courtois (CEA-DAM Ile de France).

Lorsque le faisceau est focalisé avec une incidence normale sur la cible solide, le mécanisme physique générateur d'électrons chauds est l'accélération pondéromotrice, encore appelée chauffage " $\vec{j} \times \vec{B}$ " [66]. En effet, en polarisation S ou P, le champs électrique du faisceau laser est parallèle à la surface de la cible, ce qui génère une oscillation des électrons parallèles à cette surface. L'accélération directe des électrons dans le champs électrique n'est donc pas possible au premier ordre du champs électrique. C'est le champs magnétique du faisceau laser, qui en fournissant une rotation aux électrons oscillant dans le champs électrique, permet à ces derniers de traverser la cible solide et de déboucher en face arrière.

Nous avons montré dans [51] qu'il était possible de rendre le couplage laser/électron plus efficace en générant un préplasma contrôlé sur la face avant de la cible solide. Pour cela, nous avons considéré le code hydrodynamique Esther [67, 68] pour modéliser la détente plasma d'une feuille d'aluminium de 500 nm irradiée par un faisceau laser d'énergie 50 mJ, de durée d'impulsion 150 fs et de tache focale 50 μm . Esther [67] est un code hydrodynamique 1D développé au CEA-DAM Ile de France modélisant l'ablation laser de cible solide. Le tableau 9.1 fournit les résultats obtenus, à savoir la longueur caractéristique du plasma de détente en fonction du temps de détente.

Δt (ps)	1	2	5	10	15
L_d (μm)	0.09	0.21	0.57	1.16	1.7

TABLE 9.1 – Longueur caractéristique du plasma de détente en fonction du temps de détente.

Puis, à l'aide du code PIC CALDER, nous avons calculé le taux d'absorption laser par la cible, précédée ou non d'un plasma de détente. Cette dernière est modélisée par un plasma composé d'ions aluminium dont la densité maximale est fixée à $50 n_c$. Une couche de 20 nm de protons et d'électrons est déposée sur la surface arrière de la cible pour modéliser les contaminants hydrogénés. La température des électrons et ions est initialisée, respectivement à $T_e = 1$ keV et $T_i = 1$ eV. La taille des mailles est de 10 nm. Nous avons considéré deux faisceaux laser d'interaction : un faisceau laser de forte énergie (256 mJ), de durée 24 fs et de tache focale 3.2 μm pour une intensité laser égale à 8.6×10^{19} W/cm² et un faisceau laser de plus faible énergie (50

mJ), de durée 30 fs et de tache focale $4 \mu\text{m}$ pour une intensité laser égale à $8.6 \times 10^{18} \text{ W/cm}^2$. Les taux de transfert d'énergie du laser vers la cible sont présentés à la figure 9.1. Le cas $\Delta t = 0$ ps correspond à une cible dont le gradient de plasma en face avant est infini. Ce cas présente un faible taux d'absorption, autour de 15% pour les deux énergies laser.

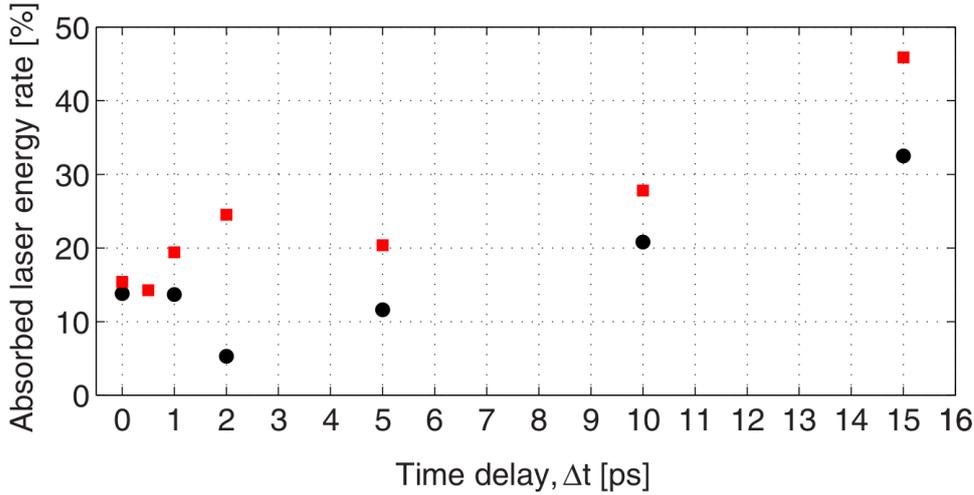


FIGURE 9.1 – Taux d'énergie absorbée en fonction du délai entre les deux faisceaux laser pour $E_{in} = 256$ mJ (carrés rouges) et $E_{in} = 50$ mJ (cercles noirs). $\Delta t = 0$ ps correspond à une cible solide sans préplasma.

Pour des délais supérieurs à 5 ps, c'est à dire des longueurs caractéristiques de pré-plasma plus grandes que 500 nm, nous observons que le taux d'absorption laser augmente avec la longueur caractéristique du plasma. Dans ce cas, les électrons du pré-plasma sont accélérés par une onde stationnaire résultant de la superposition du faisceau laser incident et réfléchi. Il s'agit du chauffage stochastique. Sentoku *et al.* [69] ont montré que l'énergie cinétique des électrons et le taux d'absorption laser augmentaient avec l'énergie laser et la longueur du préplasma jusqu'à saturation atteinte pour une longueur caractéristique égale à $10 \lambda_0$. En revanche, pour des longueurs de préplasma avoisinant 200 nm, nous notons un comportement différent du taux d'absorption laser suivant que l'énergie du faisceau est égale à 50 mJ ou 256 mJ. Ce dernier cas présente en effet un pic d'absorption absent pour le faisceau de plus faible énergie. Dans ce cas, le préplasma est trop "court" pour permettre le chauffage stochastique des électrons, le processus accélérateur provient de l'excitation résonante d'ondes plasmas, phénomène mis en évidence par Andreev *et al.* [70]. Ces auteurs ont montré qu'il existe une longueur caractéristique optimale L_{opt} du pré-plasma pour laquelle la partie évanescente de la force de Lorentz oscillant à $2\omega_0$ est capable d'exciter une onde plasma électronique dans le voisinage de $n_e = 4n_c$. Ils ont en effet

montré que lorsque la longueur du pré-plasma est plus grande que L_{opt} , la partie évanescence de la force dans la région $n_e = 4n_c$ est trop faible ou nulle pour exciter cette onde électrostatique, alors que lorsqu'elle est plus petite que L_{opt} , c'est l'onde électrostatique qui ne peut pas se développer. La fi-

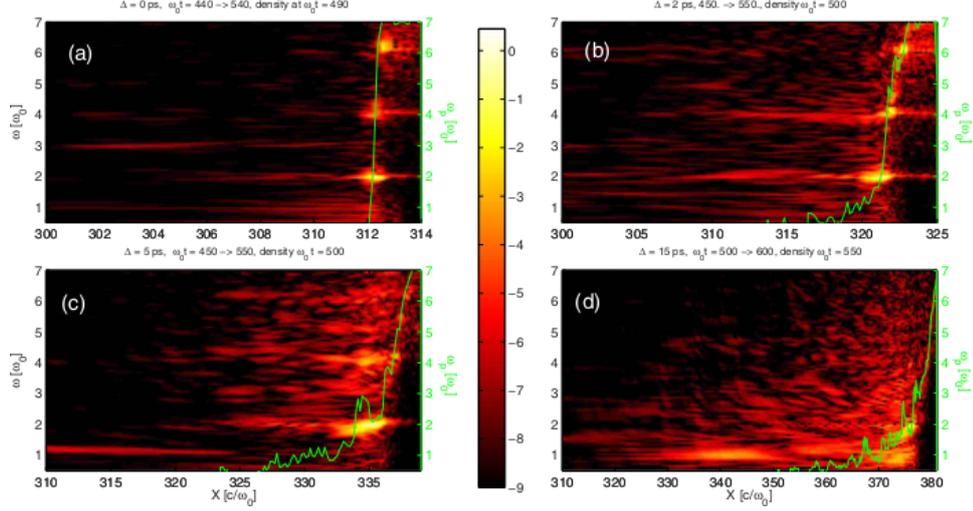


FIGURE 9.2 – Distribution spatiale et spectrale du champ électrostatique E_x (3D) et fréquence plasma locale (courbe verte) pour $\Delta t = 0$ ps (a), $\Delta t = 2$ ps (b), $\Delta t = 5$ ps (c) et $\Delta t = 15$ ps (d). Energie laser = 256 mJ.

gure 9.2 présente la puissance spectrale du champ électrostatique E_x pour quatre délais temporels différents. Nous observons bien une amplification du champ électrostatique dans les régions où la fréquence plasma est égale à $2\omega_0$, comme présenté par Andreev *et al.*. Cependant, dans notre cas, nous observons aussi des ondes plasma se développant aux fréquences harmoniques $4\omega_0$ et $6\omega_0$, et le pic d'absorption observé pour un délai égal à $\Delta t = 2$ ps provient de la superposition cohérente de ces excitations.

La figure 9.3 présente l'énergie maximale calculée pour les protons en fonction de l'énergie laser et du délai entre les deux faisceaux laser. Le comportement observé est similaire à celui du taux d'absorption laser précédemment décrit.

Ainsi générer un plasma contrôlé en face avant de cible permet d'accroître le transfert d'énergie du laser vers les électrons, et par répercussion d'accroître l'énergie maximale atteinte par les protons.

9.2 Influence d'un gradient en face arrière de cible.

- “Effect of a nanometer scale plasma on laser-accelerated ion beams” , A. Levy, R. Nuter, T. Ceccotti, P. Combis, M. Drouin, L.

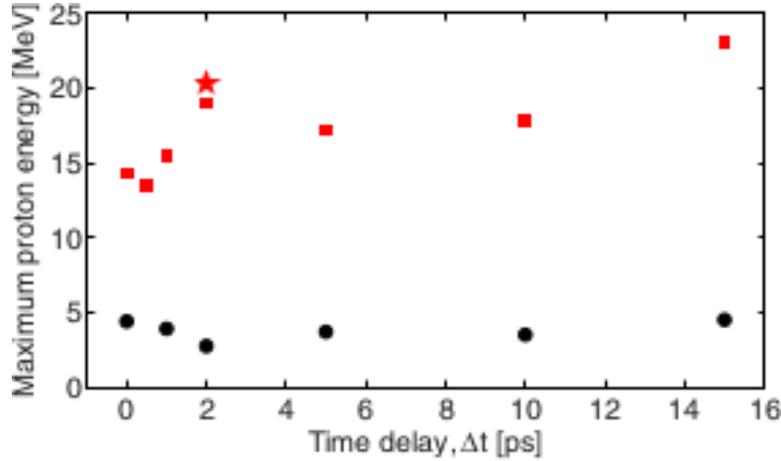


FIGURE 9.3 – Energie maximale des protons en fonction du délai temporel entre les deux faisceaux laser pour une énergie laser égale à 256 mJ (carré rouge) et 50 mJ (cercle noir). L'étoile rouge correspond à une cible de 300 nm et une énergie laser de 256 mJ.

Gremillet, P. Monot, H. Popescu, F. Réau, E. Lefebvre and P. Martin, *New Journal of Physics*, vol 11, 093036 (2009)

Durant cette étude, j'ai réalisé à l'aide du code PIC CALDER et du code Hydrodynamique Esther les simulations numériques en support aux mesures expérimentales effectuées par Anna Levy et Tibério Ceccotti.

Un autre paramètre permet d'optimiser l'accélération d'ions par laser : la face arrière de la cible. En effet, T. Grismayer [71] a montré que l'amplitude pic du champs accélérateur généré sur la face arrière de la cible s'écrit $E_0 K / [1 + (K l_{ss} / \lambda_{D0})^{3/2}]^{2/3}$ avec $K = \sqrt{2/e^1}$, λ_{D0} la longueur de Debye, $E_0 = \sqrt{n_e k_B T_{e,h} / \epsilon_0}$ où $T_{e,h}$ et n_e sont respectivement la température et la densité des électrons chauds et l_{ss} est la longueur caractéristique du gradient de densité du plasma présent sur la face arrière de cible. Une valeur non nulle de l_{ss} contribue à réduire l'amplitude du champs accélérateur.

Afin de vérifier cette assertion théorique, A. Levy et T. Ceccotti du CEA-IRAMIS ont effectué une campagne expérimentale sur l'installation UHI10 du centre CEA-Saclay, qui délivrait des impulsions ultra-courtes de 65 fs et de 10 TW à un taux de répétition de 10 Hz. Pour ce faire, ils ont considéré le montage expérimental présenté à la Figure 9.4. Le faisceau laser Ti-Saphir de longueur d'onde 790 nm est scindé en un faisceau de basse intensité, générateur de plasma sur la face arrière de la cible, et un faisceau de haute intensité irradiant la face avant de la cible. Dans un premier temps, le faisceau de basse intensité, défocalisé à une tache de 50 μm , impacte la face arrière de la cible de Mylar de 6 μm avec un angle d'incidence de 22 degrés. Sa

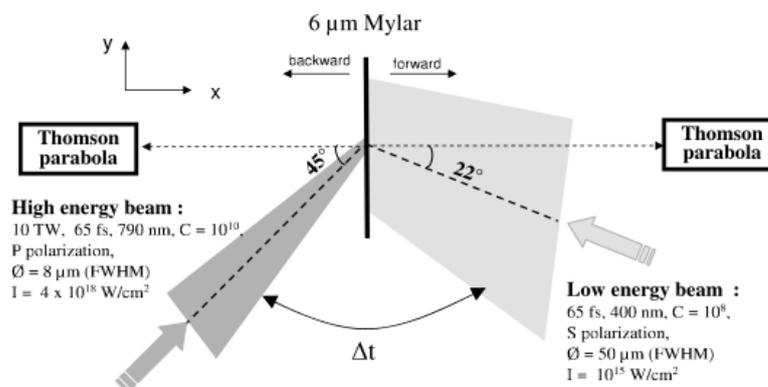


FIGURE 9.4 – Montage expérimental où Δt est le délai temporel établi entre les faisceaux laser de basse et haute énergie.

fréquence a été doublée au moyen d'un crystal nonlinéaire, et l'utilisation de deux miroirs dichroïques assure un contraste temporel de 10^8 et une intensité sur cible de 10^{15} W/cm^2 . Puis avec un délai temporel Δt , le faisceau laser intense est focalisé sur la face avant de la cible en incidence oblique. Ce dernier est caractérisé par un contraste temporel meilleur que 10^{10} grâce à la présence d'un miroir plasma.

Les carrés verts et cercles bleus de la figure 9.5 présentent les mesures expérimentales de l'énergie maximale des protons accélérés en face arrière de cible avec un faisceau laser dont l'intensité est respectivement égale à $4 \times 10^{18} \text{ W/cm}^2$ et $1.5 \times 10^{18} \text{ W/cm}^2$. Chaque point représente une valeur moyennée sur 10 tirs laser, et les barres d'erreur représentent l'écart type. Les énergies maximales des protons ont été respectivement normalisées à 2,33 MeV et 1,67 MeV afin d'extraire la dynamique générée par le plasma en face arrière de cible. Dans les deux cas, nous observons une décroissance de l'énergie maximale avec l'augmentation du délai entre les deux impulsions laser, comme supposée par l'analyse théorique de T. Grismayer. Cependant, pour des délais variant de 4 à 10 ps, nous notons la présence d'un plateau voire d'une croissance de l'énergie maximale des protons.

Afin d'apporter un support numérique à ces mesures expérimentales, nous avons considéré deux codes numériques : un code hydrodynamique et un code PIC. En considérant les équations d'état Sesame du Mylar, les coefficients de transport du carbone et la théorie de photo-ionisation de Keldysh, les simulations d'interaction laser/Mylar faites avec Esther ont établi un lien entre le délai temporel entre les deux faisceaux laser et la longueur caractéristique du plasma présent sur la face arrière de la cible. Puis à l'aide du code PIC CALDER, nous avons modélisé en 2D l'irradiation de la cible de Mylar par un faisceau laser d'intensité $3 \times 10^{18} \text{ W/cm}^2$, de largeur temporelle 65 fs

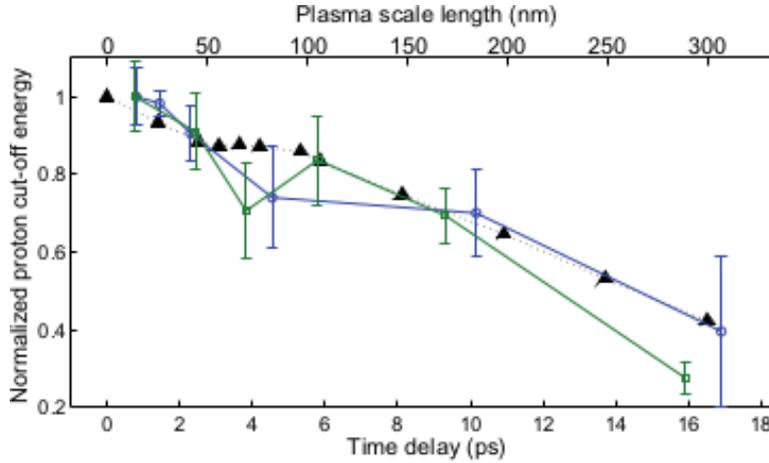


FIGURE 9.5 – Energie maximale des protons en fonction du délai temporel entre les deux faisceaux laser et de la longueur caractéristique du plasma calculé à l’aide du code hydrodynamique Esther. Les triangles noirs représentent les calculs numériques normalisés à 5,72 MeV (3×10^{18} W/cm²) alors que les mesures expérimentales présentées avec les carrés verts (4×10^{18} W/cm²) et cercles bleus (1.5×10^{18} W/cm²) sont normalisés respectivement à 2,33 MeV et 1,67 MeV.

et de tache focale 8 μm . Des contraintes numériques nous ont conduit à considérer une cible plus fine, à savoir 500 nm au lieu de 6 μm . Mais les paramètres numériques choisis, à savoir des cellules de 5 nm, et une densité de charge de 180 n_c , assurent une dynamique d’irradiation identique à celle observée expérimentalement. Le faisceau laser est réfléchi sur la face avant de la cible et ne traverse pas la cible. Le gradient de plasma sur la face arrière de cible est modélisé à partir des résultats numériques fournis par le code hydrodynamique Esther et s’écrit $n_{e,i} = 180n_c$ pour $0 \leq x \leq L-l_{ss}$ et $n_{e,i} = 180n_c * e^{-\frac{x-(L-l_{ss})}{l_{ss}}}$ pour $x \geq L-l_{ss}$ afin de conserver la masse constante.

Les résultats numériques présentent des énergies maximales de protons supérieures à celles mesurées expérimentalement. Cela provient de la géométrie 2D connue pour sur-estimer l’accélération des protons. Les triangles noirs de la figure 9.5 présentent les valeurs numériques normalisées à 5,72 MeV. Nous retrouvons la décroissance de l’énergie maximale des protons en fonction du délai temporel entre les deux faisceaux lasers, ainsi que la présence d’un plateau dans la région 3-6 ps, comme observé expérimentalement.

Ce plateau provient du déferlement des particules décrit par Grismayer *et al.* [71]. La présence d’un gradient de densité plasma sur la face arrière de la cible contribue à créer une inhomogénéité spatiale dans le champs accélérateur. Les ions présents dans la région de basse densité subissent un

champs accélérateur plus faible que ceux présents dans la région de haute densité plasma. Ceci est visible sur la figure 9.6(a), où nous observons un espace de phase (x, p_x) pour les protons en forme de cloche. Plus tard au cours de l'accélération (fig. 9.6(b)), les protons issus de la région de haute densité plasma rattrapent ceux issus de la région de basse densité générant le déferlement des particules, et un léger pic dans l'amplitude du champs accélérateur.

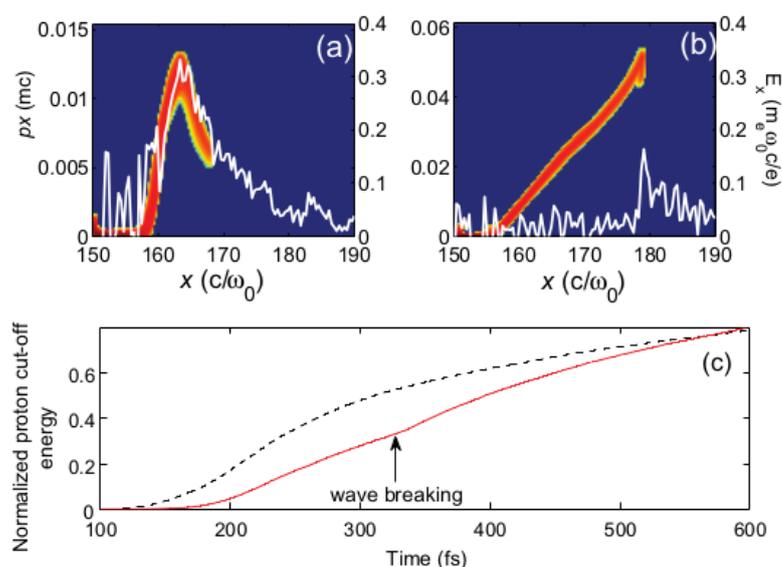


FIGURE 9.6 – Espace de phase (x, p_x) des protons (axe de gauche, et couleurs) et champs accélérateur (courbe blanche, axe de droite) pour $l_{ss} = 200$ nm à 180 fs (a) et 340 fs (b) calculé à $y=0$. Initialement la cible est localisée entre $x = 150$ et $167.75 c/\omega_0$. (c) Evolution temporelle de l'énergie maximale normalisée des protons pour $l_{ss} = 0$ nm (ligne pointillée) et $l_{ss} = 200$ nm (ligne solide).

Ceci modifie la dynamique temporelle de l'accélération des protons, comme observé dans la figure 9.6(c), où le déferlement se produisant autour de $t=340$ fs augmente sensiblement l'énergie maximale des protons.

Ces mesures expérimentales supportées par des simulations numériques et analyse théorique montrent que le design de la cible génératrice de protons est un paramètre utile pour optimiser l'accélération de protons en régime TNSA. En particulier, comme l'accélération de protons par laser se fait via la génération d'un faisceau d'électrons énergétiques, il est important d'optimiser le transfert d'énergie du laser vers les électrons. Pour ce faire, ajouter un plasma contrôlé en face avant de cible est fort utile à l'augmentation de l'énergie maximale des protons. Puis, il apparaît évident que la face arrière

9.2. INFLUENCE D'UN GRADIENT EN FACE ARRIÈRE DE CIBLE.107

de cible doit présenter un gradient de densité plasma raide afin de produire le champs accélérateur le plus intense possible. Même si le déferlement des particules entraine une légère augmentation du champs accélérateur, celui ci n'est pas suffisant pour compenser la diminution d'énergie induite par le gradient de densité plasma.

Chapitre 10

Module d'ionisation

Ce chapitre présente le module numérique de photo-ionisation que nous avons implémenté dans le code PIC. Il est basé sur la théorie de Monte-Carlo qui permet de modéliser la probabilité d'ionisation multiple sans imposer aucune restriction sur les pas temporels choisis. Le modèle théorique d'ionisation d'un atome par un champs laser intense est celui décrit par Amnosov, Delone et Krainov dans [18] ; il a été adapté à l'ionisation dite instantanée. L'ensemble de ces travaux a été résumé dans la publication suivante : **“Field ionization model implemented in Particle In Cell code and applied to laser-accelerated carbon ions”**, R. Nuter *et al.* Physics of Plasmas, 18, 033107 (2011) .

Le développement de cette théorie de photo-ionisation a été effectuée sous l'impulsion de Laurent Gremillet (CEA-DAM Ile de France). J'ai effectué son développement et sa validation numériques dans le code CALDER.

10.1 Les théories de photo-ionisation

Dans cette partie, nous rappelons les deux modèles théoriques que nous avons considérés pour décrire la photo-ionisation.

10.1.1 Théorie de Landau

Une ébauche de modélisation de l'ionisation avait été implémentée dans Calder à partir du taux d'ionisation donné par le modèle hydrogénoïde de Landau et Lifschitz [72]. Exprimé en unités atomiques, ce taux est formulé de la manière suivante :

$$W_{inst}(E) = 4 \frac{I_p^{5/2}}{E} e^{-\frac{2}{3} \frac{I_p^{3/2}}{E}} \quad (10.1)$$

où I_p est le potentiel d'ionisation de l'atome et E la valeur du champ électrique. Nous avons laissé cette option dans le code, mais étant donné qu'il

ne décrit pas la structure électronique des atomes complexes, nous n'avons réalisé aucune étude avec ce modèle.

10.1.2 Théorie de ADK

Comme vu au chapitre 2, de nombreuses théories analytiques [14, 15, 18] ont été développées pour décrire l'ionisation d'un atome hydrogénoïde irradié par un champ laser intense. Ces théories perturbatives supposent que le champ électrique laser reste bien inférieur au champ coulombien vu par l'électron, et que l'énergie du photon laser est bien plus petite que l'énergie d'ionisation de l'atome. Les théories de Keldysh [14] et de PPT [15] permettent de modéliser l'ionisation d'un système atomique dans les deux régimes d'ionisation que sont le régime multiphotonique (régime de basse intensité laser) et le régime tunnel (régime de haute intensité). Dans le cadre des études relatives à l'accélération d'ions par laser, nous avons considéré la théorie dite de "ADK" [18] qui est la limite à haute intensité de la théorie de PPT. Celle-ci est détaillée à la section 2.1.3. Elle possède la particularité de tenir compte des spécificités atomiques des systèmes complexes comme le moment angulaire de l'état électronique. Exprimée en unités atomiques¹, son expression est donnée à l'équation (2.17).

Cette expression du taux d'ionisation n'est pas directement applicable à notre étude. En effet, elle décrit le taux d'ionisation moyenné sur une période optique d'un atome irradié par un laser. Elle s'applique donc plus particulièrement aux modèles numériques pour lesquels l'approximation de l'enveloppe lentement variable du champ laser est considérée. Or cette hypothèse n'est pas incluse dans les codes PIC qui évaluent la valeur instantanée du champ électrique aux noeuds du maillage. Il est donc important dans notre cas, de considérer un taux d'ionisation dit instantané, W_{inst} , qui moyenné sur une période optique conduit à W_{ADK} :

$$W_{\text{ADK}}(E) = \frac{1}{T} \int_0^T W_{\text{inst}}(|E \cos \omega t|) dt, \quad (10.2)$$

avec T la période du champ laser. En supposant que le taux d'ionisation instantané suit la même loi d'échelle en champ que le taux d'ionisation ADK, nous écrivons :

$$W_{\text{inst}}(\tilde{E}) = A(\tilde{E})e^{-\frac{2}{3}\frac{E_0}{\tilde{E}}} \quad (10.3)$$

Puis, en remplaçant le champ instantané \tilde{E} par sa valeur $E \cos(\omega t)$, nous obtenons :

$$W_{\text{inst}}(\tilde{E}) = A(|E \cos(\omega t)|)e^{-\frac{2}{3}\frac{E_0}{|E \cos(\omega t)|}} \quad (10.4)$$

1. Notons que dans toute la suite de ce chapitre, les formules seront exprimées en unités atomiques. Ici l'unité atomique du champ électrique est $E_{at} = 5.14224 \times 10^{11}$ V/m et celle du taux d'ionisation est 4.134×10^{16} s⁻¹.

L'équation (10.2) s'écrit alors sous la forme suivante :

$$W_{\text{ADK}}(E) = \frac{1}{T} \int_0^T A(|E \cos(\omega t)|) e^{-\frac{2}{3} \frac{E_0}{E |\cos(\omega t)|}} dt \quad (10.5)$$

$$= \frac{4}{T} \int_0^{T/4} A(E \cos(\omega t)) e^{-\frac{2}{3} \frac{E_0}{E |\cos(\omega t)|}} dt \quad (10.6)$$

En effectuant le changement de variable $\phi = \omega t$, nous obtenons :

$$W_{\text{ADK}}(E) = \frac{2}{\pi} \int_0^{\pi/2} A(E \cos \phi) e^{-\frac{2}{3} \frac{E_0}{E \cos \phi}} d\phi \quad (10.7)$$

De manière générale, l'ionisation se produit principalement lorsque le champ laser est proche de sa valeur maximale, c'est-à-dire lorsque $\phi \ll 1$. Le terme $\frac{1}{\cos \phi}$ est alors approximé par le développement limité suivant :

$$\frac{1}{\cos \phi} \simeq 1 + \frac{\phi^2}{2} \quad (10.8)$$

L'équation (10.7) devient :

$$W_{\text{ADK}}(E) = \frac{2}{\pi} A(E) e^{-\frac{2}{3} \frac{E_0}{E}} \int_0^{\pi/2} e^{-\frac{E_0}{3E} \phi^2} d\phi \quad (10.9)$$

Etant donné que l'ionisation se produit pour des temps vérifiant $\phi \ll 1$, la borne d'intégration supérieure peut être rapportée à l'infini :

$$W_{\text{ADK}}(E) = \frac{2}{\pi} A(E) e^{-\frac{2}{3} \frac{E_0}{E}} \int_0^{\infty} e^{-\frac{E_0}{3E} \phi^2} d\phi, \quad (10.10)$$

conduisant au résultat suivant :

$$W_{\text{ADK}}(E) = A(E) e^{-\frac{2}{3} \frac{E_0}{E}} \sqrt{\frac{3 E_0}{\pi E}} \quad (10.11)$$

soit :

$$W_{\text{inst}}(E) = W_{\text{ADK}}(E) \sqrt{\frac{\pi E}{3 E_0}} \quad (10.12)$$

où E est la valeur absolue du champ électrique. Cette expression du taux d'ionisation instantanée est en accord avec celle donnée dans la Ref. [15].

Pour décrire l'ionisation par champ dans les codes PIC, nous avons considéré l'expression suivante du taux d'ionisation :

$$W_{\text{inst}}(E) = I_p |C_{n^*, l^*}|^2 \left(\frac{2E_0}{E} \right)^{2n^* - m - 1} f(l, m) e^{-\frac{2E_0}{3E}} \quad (10.13)$$

De manière générale, l'ionisation est majoritaire pour les électrons se trouvant en couche $m = 0$. En effet, dans la référence [18], les auteurs ont montré que :

$$\frac{W_{|m|=0}}{W_{|m|=1}} = 2 \times \frac{E_0}{E} \gg 1 \quad (10.14)$$

Ainsi, nous considérerons uniquement l'ionisation des électrons se trouvant en couche $m = 0$, ce qui donne la formule suivante du taux d'ionisation instantané :

$$W_{\text{inst}}(E) = \frac{2^{2n^*}}{n^* \Gamma(n^* + l^* + 1) \Gamma(n^* - l^*)} I_p \left(\frac{2E_0}{E} \right)^{2n^* - 1} (2 \times l + 1) e^{-\frac{2E_0}{3E}} \quad (10.15)$$

Pour les caractéristiques atomiques des espèces considérées, nous nous référons aux données fournies par Carlson *et al.* [73].

La figure 10.1 représente les taux d'ionisation des ions carbonés en fonction de l'intensité laser. Nous notons sur cette figure qu'afin de s'affranchir de la décroissance observée à haute intensité du taux d'ionisation donné par ADK, nous avons saturé les valeurs à leurs valeurs maximales.

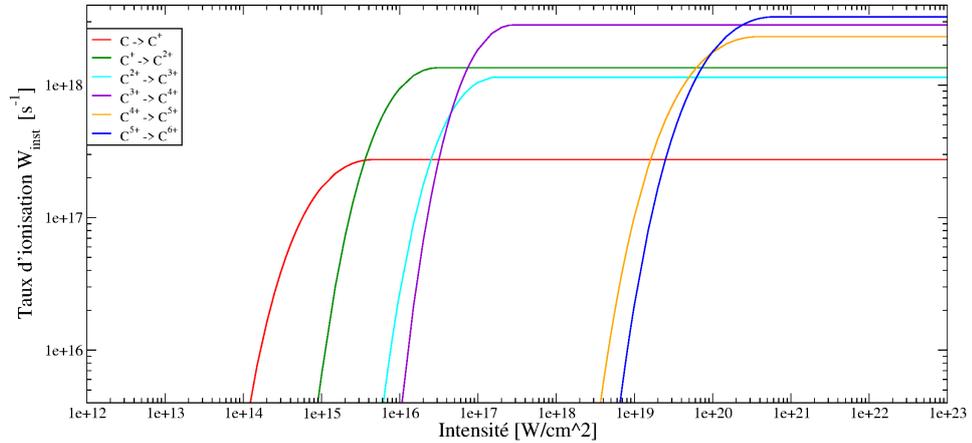


FIGURE 10.1 – Taux d'ionisation instantané (W_{inst}) de l'atome de carbone en fonction de l'intensité laser.

10.2 Théorie des probabilités d'ionisation

Les modèles analytiques présentés aux sections précédentes peuvent être directement implémentés dans les codes PIC, comme cela est réalisé dans de nombreux codes. Mais cela présente une contrainte : choisir des pas temporels extrêmement petits lorsque les espèces sont soumises à de forts champs électriques. En effet, dans ces cas, plusieurs électrons peuvent être arrachés à l'atome sur des temps extrêmement courts qu'il est alors indispensable de résoudre. Afin de s'affranchir de cette contrainte sur le pas temporel, nous avons considéré la théorie de Monte-Carlo [54] et avons calculé analytiquement les probabilités d'ionisation multiple.

10.2.1 Préambule

Pour évaluer les probabilités d'ionisation multiple, nous avons supposé que les ionisations multiples étaient des processus séquentiels où les électrons ne pouvaient être arrachés à l'atome que de manière successive. La probabilité d'extraire un électron à un atome, ou ion, sur un temps infinitésimal δt est égale à $W_{\text{inst}}(E) \times \delta t$. En conséquence, l'évolution temporelle du nombre d'atomes ou d'ions, $n_{at,i}$, soumis à un champ électrique constant E s'écrit :

$$\frac{dn_{at,i}(t)}{dt} = -W_{\text{inst}}(E) \times n_{at,i}(t) \quad (10.16)$$

Cette équation a pour solution $n_{at,i}(t) = n_{at,i}(t=0) \times e^{-W_{\text{inst}}(E)t}$. Ainsi la probabilité pour l'atome ou l'ion de survivre à l'ionisation est égale à $e^{-W_{\text{inst}}(E)t}$.

Nous définissons les notations suivantes :

- $\bar{P}_i(\Delta t, E) = e^{-W_i(E)\Delta t}$ est la probabilité de ne pas ioniser une fois un ion qui a déjà perdu $(i-1)$ électrons.
- $P_i(\Delta t, E) = 1 - e^{-W_i(E)\Delta t}$ est la probabilité d'arracher un électron à un ion qui a déjà perdu $(i-1)$ électrons. $W_i(E)$ est donné par l'équation (10.15). Lorsque l'ionisation est considérée comme un processus instantané, on a $P_i(\delta t, E) = 1 - e^{-W_i(E)\delta t} \simeq W_i(E)\delta t$.

A partir de ces notations, nous sommes en mesure d'évaluer les probabilités $p_k^j(\Delta t, E)$ correspondant à la probabilité d'ioniser k fois l'ion A^{j+} sur un intervalle Δt (Δt étant le pas en temps considéré dans le code PIC) quelles que soient les valeurs de k et j . Pour simplifier les notations, nous omettrons dans la suite du chapitre la variable champ E pour ne noter que $p_k^j(\Delta t)$, $P_i(\Delta t)$, $\bar{P}_i(\Delta t)$ et W_i .

10.2.2 Probabilité d'ioniser une fois l'ion A^{j+}

La probabilité $p_1^j(\Delta t)$ d'arracher un et un seul électron à l'ion A^{j+} durant l'intervalle de temps Δt est le résultat des processus suivants :

1. l'ion A^{j+} n'est pas ionisé jusqu'à l'instant $t < \Delta t$. La probabilité associée est $\bar{P}_{1+j}(t)$.
2. un électron est arraché à l'ion dans l'intervalle de temps infinitésimal au $[t, t+\delta t]$ pour former l'ion $A^{(j+1)+}$ avec la probabilité $1 - e^{-W_{1+j}\delta t} \simeq W_{1+j}\delta t$.
3. l'ion $A^{(j+1)+}$ n'est pas ionisé jusqu'à l'instant Δt . La probabilité associée est $\bar{P}_{2+j}(\Delta t - t)$.

Tout cela suppose bien évidemment que l'ion $A^{(j+2)+}$ existe, le cas contraire est présenté à la section 10.2.4.

Les processus précédents conduisent à l'équation suivante :

$$\frac{dp_1^j(t)}{dt} = \bar{P}_{1+j}(t)W_{1+j}\bar{P}_{2+j}(\Delta t - t) \quad (10.17)$$

soit

$$p_1^j(\Delta t) = \int_0^{\Delta t} \bar{P}_{1+j}(t)W_{1+j}\bar{P}_{2+j}(\Delta t - t)dt \quad (10.18)$$

En insérant les expressions des probabilités de non-ionisation dans l'équation précédente, nous obtenons :

$$p_1^j(\Delta t) = \int_0^{\Delta t} e^{-W_{1+j}t} \times W_{1+j} \times e^{-W_{2+j}(\Delta t - t)} dt \quad (10.19)$$

$$= W_{1+j} \times e^{-W_{2+j}(\Delta t)} \times \int_0^{\Delta t} e^{-(W_{1+j} - W_{2+j})t} dt \quad (10.20)$$

$$= W_{1+j} \times e^{-W_{2+j}(\Delta t)} \times \left[\frac{e^{-(W_{1+j} - W_{2+j})t}}{W_{2+j} - W_{1+j}} \right]_0^{\Delta t} \quad (10.21)$$

$$= \frac{W_{1+j}}{W_{1+j} - W_{2+j}} \times \left[e^{-W_{2+j}\Delta t} - e^{-W_{1+j}\Delta t} \right] \quad (10.22)$$

La probabilité d'arracher un et un seul électron à l'ion A^{j+} durant l'intervalle de temps Δt sachant que l'ion $A^{(j+2)+}$ existe est alors :

$$p_1^j(\Delta t) = \frac{e^{-W_{2+j}\Delta t} - e^{-W_{1+j}\Delta t}}{1 - \frac{W_{2+j}}{W_{1+j}}} \quad (10.23)$$

10.2.3 Probabilité d'ioniser deux fois l'ion A^{j+}

La probabilité $p_2^j(\Delta t)$ d'arracher deux électrons à l'ion A^{j+} durant l'intervalle de temps Δt est le résultat des processus suivants :

1. l'ion A^{j+} est ionisé entre les instants $t = 0$ et $t < \Delta t$ formant l'ion $A^{(j+1)+}$. La probabilité associée est $p_1^j(t)$.
2. un électron est arraché à l'ion $A^{(j+1)+}$ durant le temps infinitésimal δt pour former l'ion $A^{(j+2)+}$ avec la probabilité $W_{2+j}\delta t$.
3. l'ion $A^{(j+2)+}$ n'est pas ionisé jusqu'à l'instant Δt . La probabilité associée est $\bar{P}_{3+j}(\Delta t - t)$.

Là encore, cela suppose que l'ion $A^{(j+3)+}$ existe, et cela se traduit par l'équation suivante :

$$\frac{dp_2^j(t)}{dt} = p_1^j(t)W_{2+j}\bar{P}_{3+j}(\Delta t - t) \quad (10.24)$$

soit

$$\begin{aligned}
p_2^j(\Delta t) &= \int_0^{\Delta t} \frac{W_{1+j}}{W_{1+j} - W_{2+j}} \times \left[e^{-W_{2+j}t} - e^{-W_{1+j}t} \right] W_{2+j} \times e^{-W_{3+j}(\Delta t-t)} dt \\
&= \frac{W_{1+j}W_{2+j}}{W_{1+j} - W_{2+j}} e^{-W_{3+j}\Delta t} \left[\int_0^{\Delta t} e^{-(W_{2+j}-W_{3+j})t} dt - \int_0^{\Delta t} e^{-(W_{1+j}-W_{3+j})t} dt \right] \\
&= \frac{W_{1+j}W_{2+j}}{W_{1+j} - W_{2+j}} \left[\frac{e^{-W_{2+j}\Delta t} - e^{-W_{3+j}\Delta t}}{W_{3+j} - W_{2+j}} - \frac{e^{-W_{1+j}\Delta t} - e^{-W_{3+j}\Delta t}}{W_{3+j} - W_{1+j}} \right] \\
&= -W_{1+j}W_{2+j} \left[\frac{e^{-W_{3+j}\Delta t} - e^{-W_{2+j}\Delta t}}{(W_{2+j} - W_{1+j})(W_{2+j} - W_{3+j})} + \frac{e^{-W_{3+j}\Delta t} - e^{-W_{1+j}\Delta t}}{(W_{1+j} - W_{2+j})(W_{1+j} - W_{3+j})} \right]
\end{aligned}$$

Après réarrangement de l'équation précédente, la probabilité d'arracher deux électrons à l'ion A^{j+} durant l'intervalle de temps Δt sachant que l'ion $A^{(j+3)+}$ existe s'exprime sous la forme suivante :

$$p_2^j(\Delta t) = \frac{e^{-W_{3+j}\Delta t} - e^{-W_{1+j}\Delta t}}{\left(1 - \frac{W_{3+j}}{W_{1+j}}\right)\left(1 - \frac{W_{1+j}}{W_{2+j}}\right)} + \frac{e^{-W_{3+j}\Delta t} - e^{-W_{2+j}\Delta t}}{\left(1 - \frac{W_{3+j}}{W_{2+j}}\right)\left(1 - \frac{W_{2+j}}{W_{1+j}}\right)} \quad (10.25)$$

10.2.4 Probabilité d'ioniser k fois l'ion A^{j+}

En réitérant les calculs précédents, nous obtenons pour la probabilité d'ioniser k fois l'ion A^{j+} , sachant que l'ion $A^{(j+k+1)+}$ existe, la formule suivante :

$$p_k^j(\Delta t) = \sum_{p=1}^k \frac{e^{-W_{k+1+j}\Delta t} - e^{-W_{p+j}\Delta t}}{1 - \frac{W_{k+1+j}}{W_{p+j}}} \times \frac{1}{\prod_{i=1, i \neq p}^k \left(1 - \frac{W_{p+j}}{W_{i+j}}\right)} \quad (10.26)$$

Cette formule correspond aux cas d'ionisation partielle où j prend les valeurs allant de 0 à $k_{max} - 2$ et k de 1 à $k_{max} - j - 1$ (avec k_{max} la charge maximale de l'atome A). Les formules conduisant à une ionisation totale de l'ion sont différentes. En effet, la probabilité d'ioniser complètement l'ion A^{j+} pour j allant de 0 à $k_{max} - 2$ est :

$$p_{k_{max}-j}^j(\Delta t) = \sum_{p=1}^{k_{max}-j-1} \frac{1}{\prod_1^{k_{max}-j-1} \left(1 - \frac{W_{p+j}}{W_{i+j}}\right)} \left[1 + \frac{\frac{W_{k_{max}}}{W_{p+j}} e^{-W_{p+j}\Delta t} - e^{-W_{k_{max}}\Delta t}}{1 - \frac{W_{k_{max}}}{W_{p+j}}} \right] \quad (10.27)$$

Alors que la probabilité d'ioniser l'ion $A^{(k_{max}-1)+}$ conduisant à l'ionisation totale de l'ion est :

$$p_1^{k_{max}-1}(\Delta t) = 1 - e^{-W_{k_{max}}\Delta t} \quad (10.28)$$

Afin de vérifier les expressions précédentes des probabilités d'ionisation, nous avons évalué la probabilité que l'atome neutre de carbone survive à l'ionisation pour différentes valeurs de l'intensité du champ et avec un pas temporel

égal à 2 fs. Cette probabilité, égale à $1 - \sum_{k=1..k_{max}} p_k^0(\Delta t)$, est représentée sur la figure 10.2 à l'aide des croix bleues. Nous observons un accord parfait avec la formule analytique $e^{-W_1\Delta t}$ (courbe noire) correspondant à la probabilité de non-ionisation de l'atome de carbone.

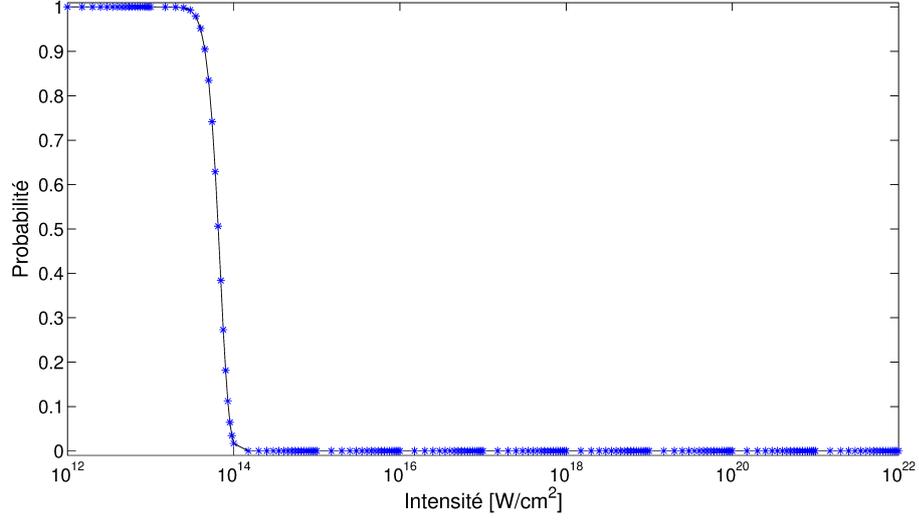


FIGURE 10.2 – Probabilité que l'atome de carbone survive à l'ionisation en fonction de l'intensité laser pour $\Delta t = 2$ fs. La courbe noire correspond à la formule analytique $e^{-W_1\Delta t}$, alors que les croix bleues correspondent à $1 - \sum_{k=1..k_{max}} p_k^0(\Delta t)$

Nous obtenons le même accord pour les différents ions de l'espèce carbone, ce qui valide nos expressions présentées précédemment.

10.2.5 Théorie de Monte-Carlo

L'implémentation de l'ionisation dans un code PIC repose sur la méthode de Monte-Carlo cinétique. Pour cela, nous évaluons la fonction de répartition suivante :

$$F_k^j(\Delta t) = \sum_{i=0}^k p_i^j(\Delta t), \quad (10.29)$$

où $p_0^j(\Delta t) = e^{-W_{1+j}\Delta t}$ est la probabilité que l'ion A^{j+} survive à l'ionisation. Cette fonction de répartition est comprise dans l'intervalle $[0,1]$. En effet, $F_{k_{max}-j}^j(\Delta t) = 1$.

La probabilité d'ioniser k fois l'ion est alors égale à :

$$p_k^j(\Delta t) = F_k^j(\Delta t) - F_{k-1}^j(\Delta t) \quad (10.30)$$

Ainsi, pour évaluer l'ionisation par champ dans un code PIC, nous tirons au hasard un nombre u uniformément réparti sur $[0,1]$, et recherchons le degré d'ionisation k tel que :

$$F_{k-1}(\Delta t) < u \leq F_k(\Delta t) \quad (10.31)$$

Exemple : les figures 10.3(a-c) représentent la fonction de répartition pour l'atome de carbone soumis à un champ dont l'intensité est égale à 10^{14} W/cm². Supposons que le tirage aléatoire fournisse la valeur $u = 0.004$. Cette valeur est représentée par la ligne discontinue rouge sur la figure 10.3(b). Nous observons directement sur cette figure que $F_1^0 < u \leq F_2^0$. Ceci implique que dans ce cas, l'atome de carbone sera ionisé 2 fois.

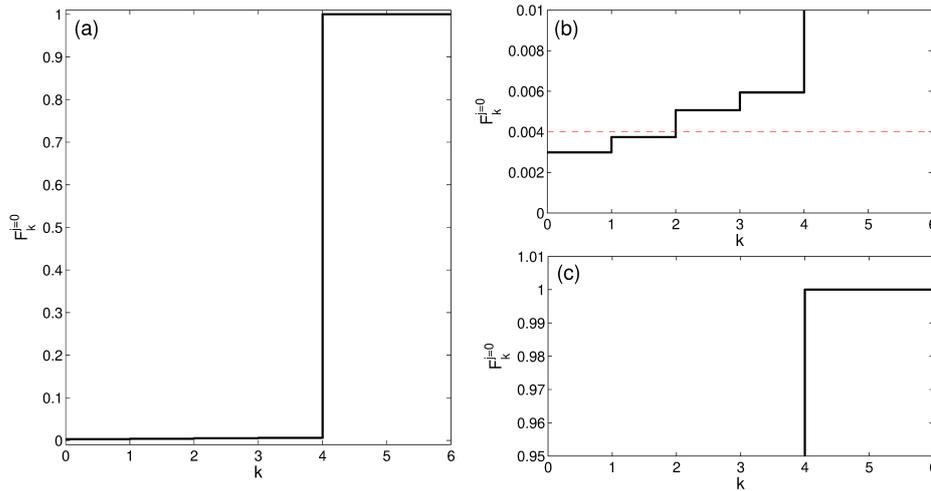


FIGURE 10.3 – Fonction de répartition pour l'atome de carbone évaluée pour une intensité de 10^{14} W/cm² et un pas temporel de 2 fs. (b) et (c) représentent une vue agrandie de (a). La ligne discontinue rouge représente le tirage aléatoire $u = 0.004$

Pour les éléments les plus lourds, la probabilité d'ioniser complètement l'atome sera extrêmement faible voire nulle aux intensités considérées dans les futures simulations. Afin de ne pas alourdir les temps de calcul, nous avons laissé la possibilité à l'utilisateur de fixer un degré maximal d'ionisation, k_f , que pourra atteindre l'élément. Mais dans ce cas, il est important d'inclure ces probabilités dans la fonction de répartition $F_{k_f}(\Delta t)$. Ainsi, les fonctions

de répartition seront définies de la manière suivante :

$$F_k^j(\Delta t) = \sum_{i=0}^k p_i^j(\Delta t) \text{ pour } k \in [0, k_f - j - 1] \quad (10.32)$$

$$F_{k_f-j}^j(\Delta t) = \sum_{i=0}^{k_{max}-j} p_i^j(\Delta t) \text{ pour } k = k_f - j \quad (10.33)$$

Les figures 10.4, 10.5 et 10.6 représentent les fonctions de répartition en fonction de la valeur du champ électrostatique pour respectivement l'atome de carbone, l'ion C^+ et l'atome d'hydrogène. Ces fonctions de répartition ont été évaluées pour un pas temporel égal à 2 fs et une longueur d'onde laser égale à 800 nm. Elles nous permettent de prévoir pour quelles valeurs du champ électrique les différents ions sont générés. Par exemple, la figure 10.4 nous montre clairement que l'atome de carbone sera ionisé 4 fois si le champ accélérateur est supérieur à $0.07 E_c$ (où E_c est le champ Compton).

Ces figures sont aussi utiles pour s'affranchir d'une ionisation artificielle générée par du bruit numérique. En effet si le bruit numérique génère un champ supérieur $0.007 E_c$, nous observons sur cette même figure que des ions C^+ peuvent être produits. Il sera alors nécessaire d'augmenter le nombre de particules par maille afin de réduire le bruit numérique et supprimer cette ionisation "numérique".

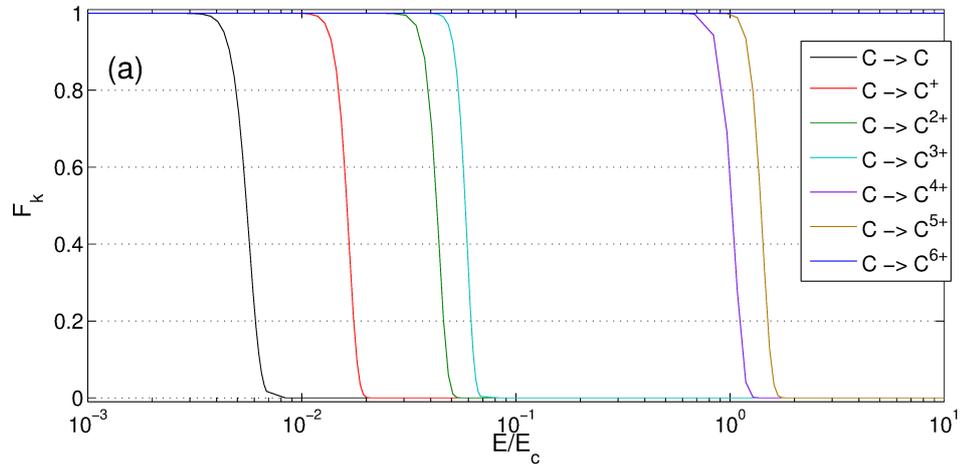


FIGURE 10.4 – Fonction de répartition en fonction de la valeur du champ électrique pour l'atome de carbone pour $\Delta t = 2$ fs et $\lambda = 800$ nm.

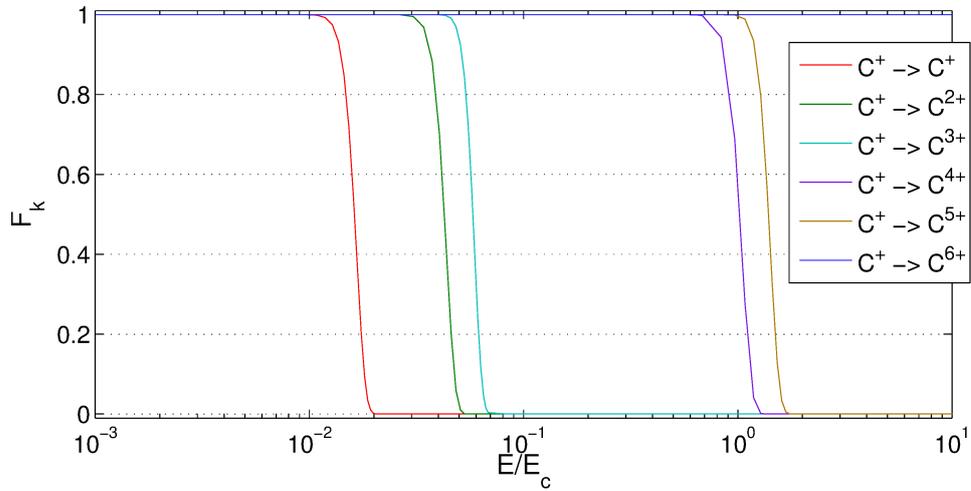


FIGURE 10.5 – Fonction de répartition en fonction de la valeur du champ électrique pour l'ion C^+ pour $\Delta t = 2$ fs et $\lambda = 800$ nm.

10.3 Conservation de l'énergie

Pour ioniser un atome ou un ion, le champ électrique doit fournir la quantité d'énergie nécessaire pour arracher un ou plusieurs électrons. Il est donc important de s'assurer dans le code que cette quantité d'énergie est véritablement perdue par le champ électromagnétique. Dans la suite du paragraphe, nous présentons la technique numérique utilisée pour assurer la conservation de l'énergie, puis, les grandeurs physiques avec lesquelles les particules issues de l'ionisation sont initialisées.

10.3.1 Énergie électromagnétique

L'interaction entre un laser et un plasma est décrite en résolvant de manière couplée l'équation de Vlasov, décrivant la fonction de distribution f de chacune des espèces :

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \vec{v} \cdot \vec{\nabla}_{\vec{r}} f + q(\vec{E} + \vec{v} \wedge \vec{B}) \cdot \vec{\nabla}_{\vec{p}} f = 0 \quad (10.34)$$

et les équations de Maxwell évaluant la valeur des champs électrique, \vec{E} ,

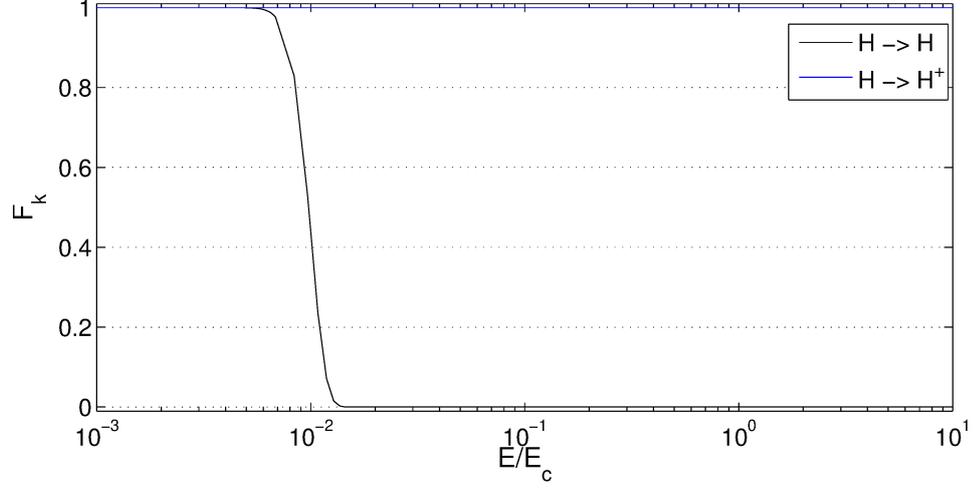


FIGURE 10.6 – Fonction de répartition en fonction de la valeur du champ électrique pour l'atome H pour $\Delta t = 2$ fs et $\lambda = 800$ nm.

et magnétique, \vec{B} , :

$$\vec{\nabla} \wedge \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \quad (10.35)$$

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{E} = \frac{\rho}{\epsilon_0} \quad (10.36)$$

$$\vec{\nabla} \wedge \vec{B} = \mu_0 \left[\vec{j} + \epsilon_0 \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} \right] \quad (10.37)$$

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{B} = 0 \quad (10.38)$$

où ρ et \vec{j} sont respectivement la densité de charge et la densité de courant des particules.

La particularité des codes PIC consiste à représenter la fonction de distribution des espèces par un nombre fini, N , de macro-particules de position $\vec{r}_k(t)$, d'impulsion $\vec{p}_k(t)$ et de poids statistique w_k :

$$f(\vec{r}, \vec{p}, t = 0) = \sum_{k=1}^N w_k \delta(\vec{r} - \vec{r}_k(t = 0)) \delta(\vec{p} - \vec{p}_k(t = 0)) \quad (10.39)$$

Ces macro-particules possèdent les caractéristiques physiques des particules du plasma, à savoir leur charge et leur masse. En revanche, cette méthode numérique ne décrit pas la structure interne de ces particules, et ne permet donc pas de modéliser le transfert d'énergie qui se produit entre le

champ électrique et les particules lorsque les processus d'ionisation se produisent. En conséquence nous avons introduit une densité de courant artificielle, notée \vec{j}_{ion} [74], qui comme nous allons le montrer dans la suite permet de modéliser les pertes d'énergies dues aux processus de photo-ionisation.

La conservation de l'énergie électromagnétique implique :

$$\int_V \vec{\nabla} \cdot \vec{S} dV = 0, \quad (10.40)$$

où $\vec{S} = \frac{1}{\mu_0} \vec{E} \wedge \vec{B}$ est le vecteur de Poynting, et V représente le volume de la boîte numérique. En insérant la formule du vecteur de Poynting dans l'équation (10.40), nous obtenons :

$$\int_V \vec{\nabla} \cdot \vec{S} dV = \frac{1}{\mu_0} \int_V \vec{\nabla} \cdot [\vec{E} \wedge \vec{B}] dV \quad (10.41)$$

$$= \frac{1}{\mu_0} \int_V [\vec{B} \cdot \vec{\nabla} \wedge \vec{E} - \vec{E} \cdot \vec{\nabla} \wedge \vec{B}] dV \quad (10.42)$$

En insérant les équations (10.35) et (10.37) dans l'équation précédente, nous obtenons :

$$\begin{aligned} \int_V \vec{\nabla} \cdot \vec{S} dV &= \frac{1}{\mu_0} \int_V \vec{B} \left(-\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \right) dV - \frac{1}{\mu_0} \int_V \vec{E} \left[\mu_0 \vec{j} + \mu_0 \epsilon_0 \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} \right] dV \\ &= -\frac{1}{\mu_0} \int_V \vec{B} \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} dV - \int_V \vec{j} \cdot \vec{E} dV - \epsilon_0 \int_V \vec{E} \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} dV \end{aligned} \quad (10.43)$$

$$= -\frac{1}{2} \int_V \left(\epsilon_0 \frac{\partial \vec{E}^2}{\partial t} + \frac{1}{\mu_0} \frac{\partial \vec{B}^2}{\partial t} \right) - \int_V \vec{j} \cdot \vec{E} dV \quad (10.44)$$

La densité d'énergie électromagnétique W est définie par :

$$W = \frac{1}{2} \left[\epsilon_0 \vec{E}^2 + \frac{1}{\mu_0} \vec{B}^2 \right] \quad (10.45)$$

Ce qui conduit à l'équation de conservation d'énergie suivante :

$$\int_V \vec{\nabla} \cdot \vec{S} dV = - \int_V \left[\frac{dW}{dt} + \vec{j} \cdot \vec{E} \right] dV = 0 \quad (10.46)$$

Ainsi la conservation de l'énergie implique :

$$\frac{dW}{dt} = -\vec{j} \cdot \vec{E} \quad (10.47)$$

Nous voyons donc clairement que si nous souhaitons modéliser les pertes d'énergie subies par le champ électromagnétique dues aux processus d'ionisation, il est nécessaire d'introduire une densité de courant artificielle, \vec{j}_{ion} .

Dans le cas de l'ionisation, pour qu'un électron soit arraché à un atome, les champs électromagnétiques doivent fournir une quantité d'énergie égale

à minima à l'énergie d'ionisation, I_p , de l'atome ou ion. Cela conduit à la formulation suivante de la densité de courant d'ionisation, \vec{j}_{ion} :

$$\vec{j}_{ion} \cdot \vec{E} dt = I_p \quad (10.48)$$

Ainsi, lors de chaque processus d'ionisation, nous devons évaluer le courant d'ionisation afin de tenir compte des pertes en énergie des champs électromagnétiques. Il est à noter que cette façon de procéder ne peut être incluse que dans les codes PIC calculant les champs électromagnétiques à partir des équations de Maxwell-Ampère (10.37) et Maxwell-Faraday (10.35). En effet, les schémas basés sur le calcul du champ électrostatique à partir de l'équation de Poisson ne peuvent pas inclure ce type de modélisation, car la conservation de la charge impliquerait la création aberrante d'une densité de charge d'ionisation, qui resterait localisée spatialement. Pour ce faire, il est important que le calcul des densités de courant dans le code PIC soit fait à partir du schéma dit d'Esirkepov [64].

10.3.2 Caractéristiques physiques des particules

Lorsqu'une particule A est ionisée k fois, elle donne naissance à k électrons et à un ion B dont la charge augmente de k . Les caractéristiques physiques de ces dernières particules sont déterminées à partir des équations de conservation de l'énergie et de l'impulsion.

Cas classique

Dans le cas classique, ces équations s'écrivent :

$$m_A v_A^2 = m_B v_B^2 + k m_e v_e^2 \quad (10.49)$$

$$m_A \vec{v}_A = m_B \vec{v}_B + k m_e \vec{v}_e \quad (10.50)$$

où m_i et v_i sont respectivement la masse et la vitesse des particules. Du fait de la conservation de la masse, nous avons $k m_e = m_A - m_B$. En résolvant ces équations, nous obtenons les caractéristiques suivantes des particules créées : $\vec{v}_e = \vec{v}_B = \vec{v}_A$.

Cas relativiste

Dans le cas relativiste, nous avons :

$$\gamma_A m_A c^2 = \gamma_B m_B c^2 + k \gamma_e m_e c^2 \quad (10.51)$$

$$\vec{p}_A = \vec{p}_B + k \vec{p}_e \quad (10.52)$$

où les γ_i sont les facteurs de Lorentz des particules vérifiant $\gamma_i = \sqrt{1 + \frac{p_i^2}{m_i^2 c^2}}$ et p_i , les impulsions des particules. En résolvant ces équations et en tenant compte de la conservation de la masse, nous obtenons :

$$\vec{p}_B = \frac{m_B}{m_A} \vec{p}_A \quad (10.53)$$

$$\vec{p}_e = \frac{m_e}{m_A} \vec{p}_A \quad (10.54)$$

10.4 Validation du modèle d'ionisation

Afin de vérifier l'implémentation de l'ionisation dans un code PIC, nous avons procédé à une étude académique. Nous avons irradié un carré constitué d'atomes d'hydrogène dont la densité a été choisie suffisamment basse pour que l'ionisation provienne uniquement de l'ionisation par laser. Cette densité a été fixée à un millième de la densité critique. Le laser, quant à lui, est une onde plane d'intensité 10^{14} W/cm² dont la dimension transverse est aussi large que la boîte numérique choisie à deux dimensions. La durée d'impulsion est fixée à quatre fois la période optique (10 fs) et sa longueur d'onde est égale à 800 nm. Le laser se propage de la gauche vers la droite. Le plot d'hydrogène est un carré de $2 \times 2 (c/\omega_0)^2$ et se situe à une distance de $24 c/\omega_0$ de la frontière gauche, et est centré en $y = 0$.

Le taux d'ionisation du plot d'hydrogène issu de la simulation PIC est représenté par la courbe bleue sur la figure 10.7. Il correspond au rapport entre le poids des protons et celui des atomes d'hydrogène. Nous constatons la génération de protons durant l'intervalle de temps allant de $27.3 1/\omega_0$ à $51 1/\omega_0$. Nous avons interpolé ce rapport par la formule analytique du taux

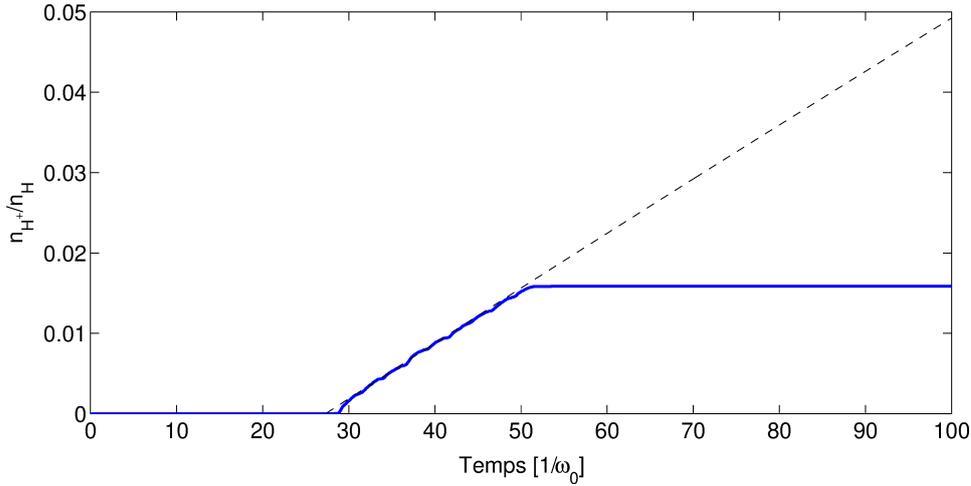


FIGURE 10.7 – Taux d'ionisation du plot d'hydrogène issu des simulations (courbe bleue) et du modèle analytique (ligne noire en pointillé).

d'ionisation qui est de la forme suivante :

$$\frac{n_{H^+}}{n_H} = 1 - e^{-W_{ADK}(E)t}, \quad (10.55)$$

où W_{ADK} est le taux d'ionisation donné par la formule 2.17. La courbe pointillée représentée sur la figure 10.7 est issue de cette interpolation et correspond à $W_{ADK} = 0.163447 \times 10^{13} \text{ s}^{-1}$, soit une intensité de 9.23×10^{13}

W/cm^2 , qui est très proche de l'intensité de l'onde incidente à savoir $10^{14} \text{W}/\text{cm}^2$. La légère différence provient du profil temporel de l'onde plane qui ne correspond pas exactement à 4 périodes laser (cf. figure 10.8).

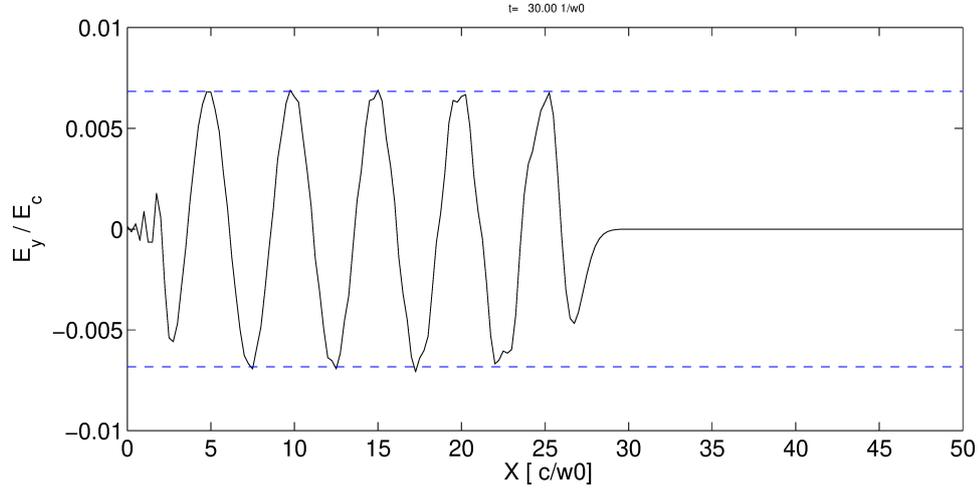


FIGURE 10.8 – Profil spatial du champ laser selon l'axe $y=0$. Les courbes pointillées correspondent à $\frac{E_y}{E_c} = 6.824 \times 10^{-3}$ ($I_0 = 10^{14} \text{W}/\text{cm}^2$).

Puis, nous avons vérifié la conservation de l'énergie lors des processus d'ionisation. Afin d'avoir une valeur notable de perte d'énergie due à l'ionisation, nous avons artificiellement augmenté l'énergie d'ionisation de l'atome d'hydrogène en la multipliant par 10^5 . Ainsi, $2.6634 m_e c^2$ seront nécessaires pour arracher un électron à l'atome d'hydrogène.

La figure 10.9 compare l'énergie électromagnétique présente dans la boîte numérique avec et sans les processus d'ionisation. La chute de l'énergie électromagnétique dans l'intervalle de temps allant de $27.3 1/\omega_0$ à $51 1/\omega_0$ provient de l'ionisation des atomes d'hydrogène. A $t = 51 1/\omega_0$, la différence est égale à $4.1 \times 10^{-6} m_e c^2 n_c \lambda^2$. Nous comparons cette valeur au poids des protons à ce même instant multiplié par l'énergie nécessaire pour les générer. Nous obtenons $4.17 \times 10^{-6} m_e c^2 n_c \lambda^2$, qui est égale à la différence d'énergie électromagnétique à 2% près.

Enfin, afin de valider notre modèle d'ionisation multiple basé sur la théorie de Monte-Carlo, nous avons remplacé les atomes d'hydrogène par des atomes de carbone, nous avons augmenté l'intensité laser à $I_0 = 3 \times 10^{15} \text{W}/\text{cm}^2$ et nous avons comparé la dynamique d'ionisation en choisissant deux pas temporels différents. Le premier pas temporel ($\Delta t = 0.000425 \text{fs}$) est choisi suffisamment petit pour s'assurer que seul un électron est arraché à chaque pas de temps. Etant donné que pour $I_0 = 3 \times 10^{15} \text{W}/\text{cm}^2$, le taux de simple ionisation du carbone est égal à $W_1 = 0.16916238 \times 10^{18} \text{s}^{-1}$, nous avons bien $W_1 \times \Delta t \ll 1$. En revanche, le second pas temporel choisi est égal à

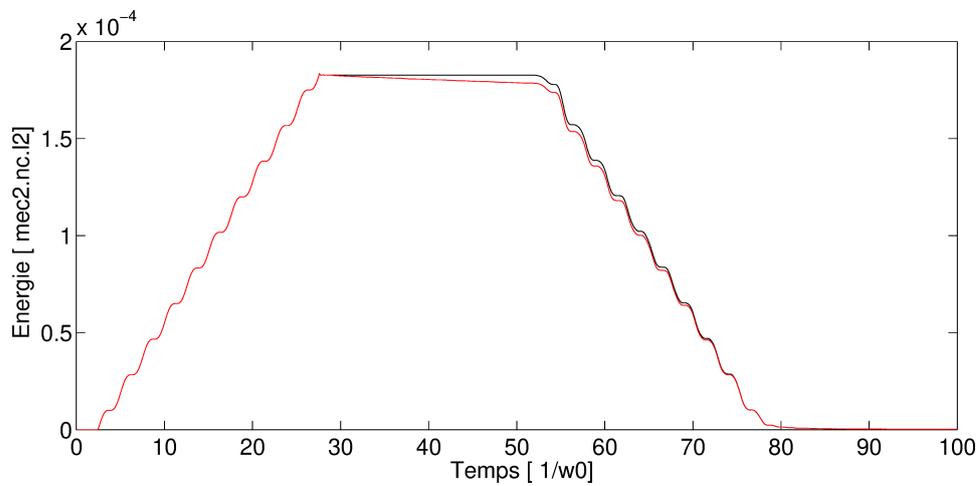


FIGURE 10.9 – Energie électromagnétique présente dans la boîte numérique sans ionisation (courbe noire) et avec ionisation (courbe rouge).

$\Delta t = 0.0425$ fs si bien que dans ce cas $W_1 \times \Delta t \gg 1$ et donc l'ionisation multiple peut se produire sur un pas de temps. La figure 10.10 montre que la dynamique d'ionisation des ions carbone est identique quel que soit le pas de temps choisi. En effet, les différents ions carbone suivis montrent une évolution temporelle de leur densité égale dans les deux cas.

L'ensemble de ces résultats valide le modèle numérique que nous avons implémenté dans le code PIC pour décrire l'ionisation par champ. Les taux d'ionisation obtenus sont en accord avec le modèle analytique. La perte d'énergie due à l'ionisation modélisée par l'insertion d'une densité de courant d'ionisation est correctement décrite.

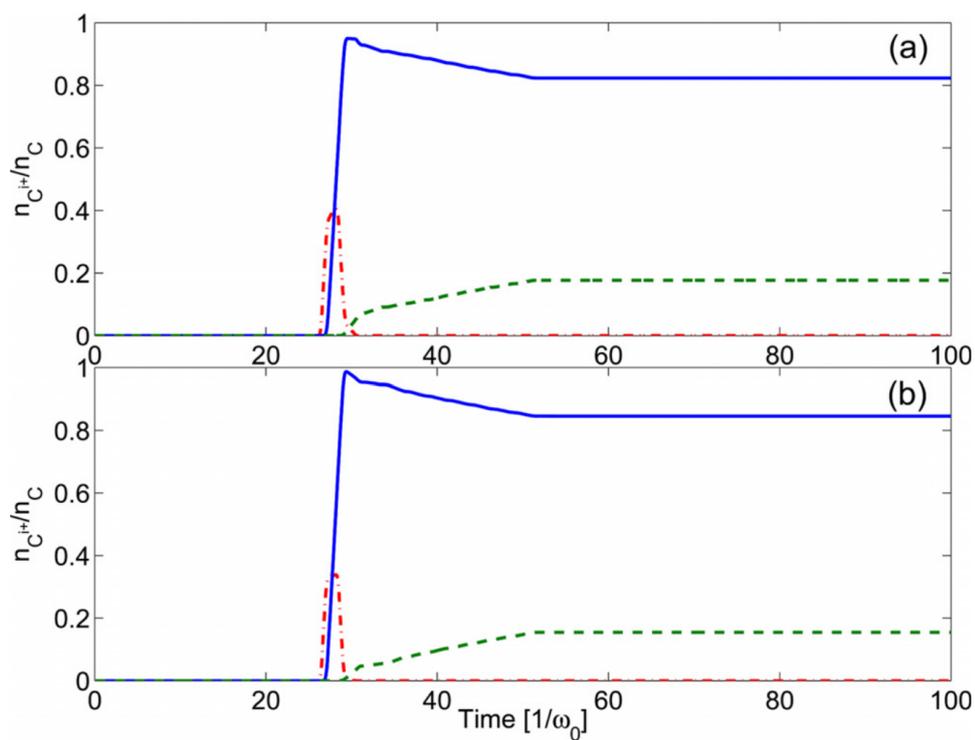


FIGURE 10.10 – Taux d'ionisation d'ions carbone obtenus en choisissant deux pas temporels $\Delta t = 0.000425$ fs (a) et $\Delta t = 0.0425$ fs (b) : C^+ (courbe rouge), C^{2+} (courbe bleue) et C^{3+} (courbe verte).

Chapitre 11

L'accélération d'ions carbone

L'implémentation du module de photo-ionisation multiple dans les codes PIC permet d'étudier l'accélération d'ions carbone par laser, et surtout leur dynamique. En effet, il est alors possible d'initialiser la cible, et plus particulièrement la couche de polluants hydrogénés déposée sur la face arrière de la cible, à l'aide d'atomes neutres.

J'ai réalisé l'ensemble des simulations numériques avec le code CALDER en support aux mesures expérimentales faites par Anna Levy et Tiberio Ceccotti du CEA-SPAM.

11.1 Mesures expérimentales

Dans le cadre d'une application directe de ce module, nous avons considéré les mesures expérimentales faites par Anna Levy et Tiberio Ceccotti sur l'installation UHI 10 au CEA de Saclay. Cette dernière délivrait une impulsion laser à 790 nm sur une durée de 65 fs avec un contraste de 10^{10} . Avec une intensité laser égale à 5×10^{18} W/cm², ce dernier assure qu'aucun préplasma n'est créé sur la face avant de la cible avant que le pic du faisceau laser n'interagisse avec cette dernière. A l'aide d'une parabole de focale $f = 300$ nm, ce faisceau laser, haut contraste, est focalisé à une taille de faisceau de 8 μ m à un angle de 45 degrés en polarisation P sur une cible de plastique (CH) de 200 nm de largeur. En déplaçant la cible hors du foyer, l'intensité laser était réduite à 2×10^{17} W/cm². Le spectre des ions était enregistré à l'aide d'une parabole de Thomson [75]. La figure 11.1 présente les énergies maximales des ions carbone mesurées en fonction de l'intensité laser. A partir d'une intensité laser égale à 10^{18} W/cm², un signal est obtenu pour les ions carbone allant jusqu'à la charge $Z=6$.

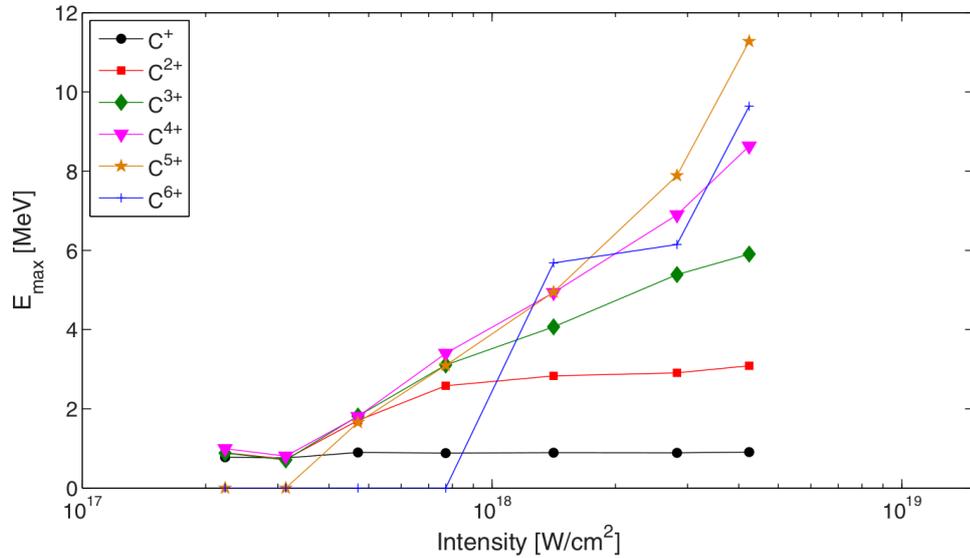


FIGURE 11.1 – Valeurs expérimentales des énergies maximales des ions carbone accélérés à partir d'une cible solide de CH

11.2 Simulations numériques

Nous avons modélisé l'accélération d'ions carbone par laser en considérant le code CALDER dans sa version 2D. Nous avons considéré un faisceau laser de $8 \mu\text{m}$, de 65 fs pour une intensité de $4.5 \times 10^{18} \text{ W/cm}^2$. La cible est constituée de deux couches : une première couche de 200 nm composée d'ions avec $A = 13$ ou 27 et une seconde couche modélisant le polluant d'une largeur de 50 nm composée d'atomes de carbone et d'hydrogène d'égale densité. La taille des cellules numériques est égale à $\Delta x = 5 \text{ nm}$ et $\Delta y = 10 \text{ nm}$, ce qui assure un chauffage numérique inférieur à 5% de l'énergie laser. La boîte numérique est composée de 16000 cellules le long de x , et 6992 le long de y .

Tout d'abord, nous avons évalué l'énergie maximale des ions carbonés C^{4+} , C^{5+} et C^{6+} en choisissant une densité atomique des polluants égale à 200 fois la densité critique du plasma. Ces résultats, présentés dans le tableau 11.1, montre que les résultats numériques sous-estiment les mesures expérimentales. Cette sous-estimation est inhabituelle dans le cas de simulations 2D, qui habituellement fournissent des valeurs d'énergie maximale plus importantes. En faisant varier la masse atomique de la cible principale, nous observons que cela ne modifie pas les énergies maximales obtenues. Seule une diminution de la densité atomique des polluants conduit à une augmentation de l'énergie maximale des ions carbone. En effet, lors de l'accélération des ions, les protons, qui possèdent le rapport charge sur masse le plus im-

Conditions	C ⁴⁺	C ⁵⁺	C ⁶⁺
experimental measurements	8.6 MeV	11.3 MeV	9.6 MeV
num. values with A=13 and $n_e/n_c=200$	4.15 MeV	6.9 MeV	6.8 MeV
num. values with A=27 and $n_e/n_c=200$	3.7 MeV	5.5 MeV	5.5 MeV
num. values with A=27 and $n_e/n_c=10$	7.5 MeV	14.47 MeV	16.6 MeV
num. values, no proton	11.3 MeV	22.3 MeV	32.7 MeV

TABLE 11.1 – Energie maximale des ions carbone.

portant, sont accélérés plus rapidement que les ions carbone, et vont donc écranter le champ accélérateur vu par ces derniers. Ainsi, plus la densité de protons sera réduite, plus les ions carbone subiront une accélération importante conduisant à une énergie maximale élevée. Ceci est illustré dans le tableau 11.1 où l'absence d'atomes d'hydrogène dans la couche de polluants conduit à l'énergie maximale des ions carbone la plus élevée.

L'intérêt des simulations numériques est qu'elles donnent accès à la dynamique d'accélération des ions lors de l'interaction du laser avec la cible solide. Nous avons donc regardé quel était l'impact de la présence des ions carbone sur l'accélération des protons. En effet, ces derniers, ayant le plus grand rapport charge sur masse, devancent les ions carbone dans leur accélération. La figure 11.2 trace le spectre des protons à différents temps d'accélération. Nous retrouvons un spectre de type Maxwellien, typique de l'accélération par TNSA. La particularité de ces spectres est l'observation d'un pic dans la région 0.5 MeV - 1 MeV, qui provient de la répulsion coulombienne exercée par les ions carbone sur les protons.

La figure 11.3 présente le diagramme de phase (x, p_x) des ions carbone calculé à la fin du processus d'accélération, à savoir $\omega_0 t = 1000$. Alors que les ions carbone présentent un diagramme de phase linéaire, typique de l'accélération TNSA, les protons montrent une cassure dans le signal autour de la position $x = 215 c/\omega_0$. Cette cassure provient du phénomène déjà observé précédemment, à savoir le déferlement de l'onde protonique. Les protons sont soumis à deux types d'accélération, l'accélération par TNSA générée par les électrons chauds, et la répulsion coulombienne exercée par les ions carbone sur les protons.

Cette étude montre que contrairement à l'accélération de protons par laser qui ne requiert pas de modélisation précise de la couche de polluant, l'étude numérique de l'accélération d'ions carbone nécessite une description précise de la constitution de la couche de polluant, ainsi que les densités atomiques associées. De plus, une densité élevée de la couche de polluants conduit à un impact des ions carbone sur l'accélération des protons, où ces derniers subissent la répulsion coulombienne des ions carbone.

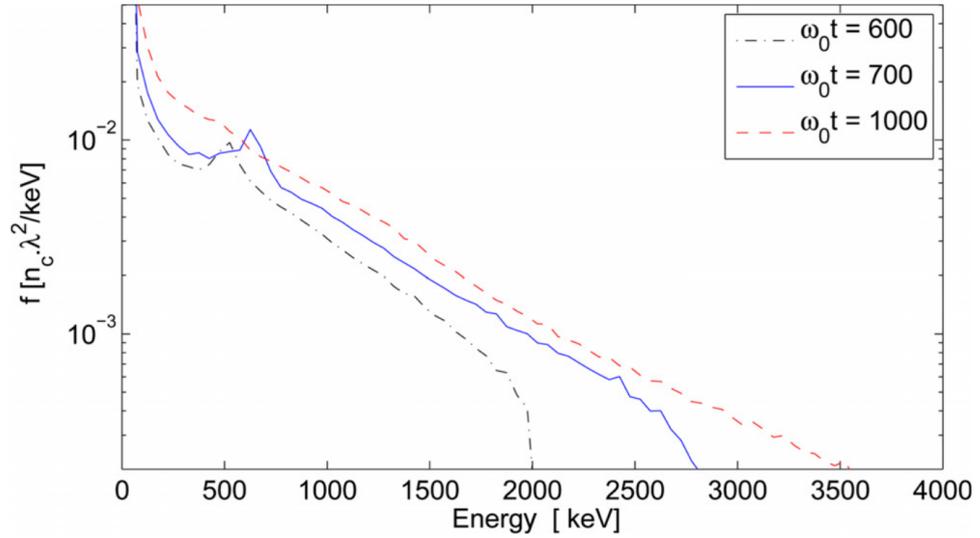
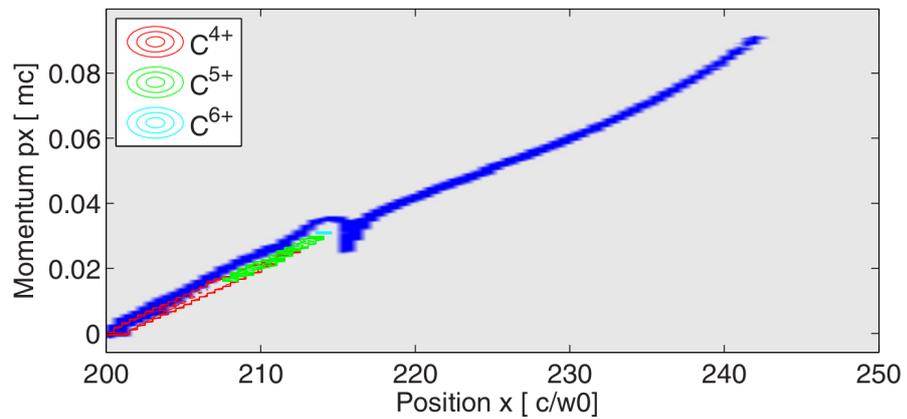


FIGURE 11.2 – Spectre des protons à différents temps d'accélération.

FIGURE 11.3 – Diagramme de phase (x, p_x) calculé à la fin de l'interaction, $\omega_0 t = 1000$ pour les protons (courbe bleue), les ions C^{4+} (courbe rouge), C^{5+} (courbe verte) et C^{6+} (courbe cyan).

Chapitre 12

Nouveaux schémas d'accélération d'ions

Ces études s'inscrivaient dans le cadre du nouveau projet Laser Appolon. J'ai effectué les études numériques en collaboration avec Mickael Grech, localisé durant le projet au Max-Planck Institute de Dresde (Allemagne).

12.1 Introduction

Les chapitres précédents avaient traité à l'accélération d'ions via le processus TNSA [43]. Ce mécanisme d'accélération d'ions par laser a été l'un des premiers processus étudiés. Généralement, le laser considéré est choisi avec une polarisation linéaire orientée selon un des axes transverses à la cible. Dans le cas où le faisceau se propage de manière normale à la cible, les électrons sont accélérés par la force pondéromotrice résultant du terme $\vec{v} \times \vec{B}$ de la force de Lorentz. La force pondéromotrice est proportionnelle au gradient de l'intensité laser : $\vec{F}_p = -\frac{e^2}{4m_e\omega_0^2} \vec{\nabla} E^2$. En écrivant $\vec{E} \simeq E_0 \sin(\omega_0 t - kx) \vec{e}_y$, où pour simplifier le champ laser est modélisé à l'aide d'une onde plane, nous obtenons : $\vec{F}_p = -\frac{e^2 E_0^2}{8m_e\omega_0^2} (1 - \cos(2\omega_0 t - 2kx)) \vec{e}_x$. Cette force possède donc deux composantes : une composante constante et une composante oscillante à $2\omega_0$ qui contribuent à accélérer les électrons sur la face avant de la cible. La partie constante de la force pondéromotrice agit comme un piston sur les électrons, elle est reliée à la pression de radiation. Quant à la partie oscillante, elle contribue à générer un faisceau d'électrons chauds de type Maxwellien, qui traverse la cible et débouche en face arrière pour créer un champ électrostatique accélérateur. Ces deux composantes se distinguent de par leur action. En effet, la partie constante contribue à accélérer des protons de la face avant de la cible vers l'arrière de celle-ci. L'origine de l'accélération se produit véritablement sur l'interface avant vide/cible. Alors que la composante oscillante contribue à l'accélération des protons depuis la face

arrière de la cible. Pour des intensités laser de l'ordre de 10^{18} W/cm² et une polarisation linéaire, seule la partie oscillante domine l'accélération des ions par laser. Lorsque la polarisation laser est circulaire, le partie oscillante de la force pondéromotrice est nulle laissant uniquement la place à l'accélération des électrons par la partie constante [55]. C'est en considérant des intensités laser supérieures à 10^{20} W/cm² que cette dernière contribue notablement à l'accélération des protons au travers du processus accélérateur RPA pour "Radiative Pressure Acceleration". De nombreuses études numériques, théoriques ont été réalisées sur ce sujet. Suivant que la durée d'impulsion laser est courte ou longue [76], les mécanismes accélérateurs sont appelés "Light Sail acceleration" [77] ou "Hole Boring" [78]. Dans tous les cas, le mécanisme accélérateur est identique : la partie constante de la force pondéromotrice pousse les électrons de la face avant de la cible, vers la face arrière. Devant l'inertie des ions, cela génère un champ électrostatique qui se propage de l'avant vers l'arrière. Et par réflexion sur ce potentiel électrostatique, les ions sont accélérés à deux fois la vitesse du piston. Il s'agit de l'accélération d'ions par choc non collisionnel.

12.2 LinPA

- **"High-quality ion beams by irradiating a nano-structured target with a petawatt laser pulse"**, M. Grech, S. Skupin, R. Nuter, L. Gremillet, E. Lefebvre, *New Journal of Physics*, vol 11, 093035 (2009)
- **"High-quality ion beams from nanometric double-layer targets and their application to hadron-therapy"**, M. Grech, S. Skupin, R. Nuter, L. Gremillet and E. Lefebvre, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, vol 620, p 63 (2010)

Alors que le régime TNSA est connu pour produire des faisceaux de protons dont le spectre de type Maxwellien est large, nous nous sommes intéressés à un nouveau régime d'accélération permettant un contrôle du spectre des ions : le processus LinPA pour Linear Plasma Acceleration [56]. L'objectif de ce nouveau schéma est d'accélérer les ions dans une configuration proche d'un condensateur. Afin de s'affranchir du régime TNSA, nous avons considéré un faisceau laser de polarisation circulaire, de telle sorte que seule la pression de rayonnement est non nulle. L'intensité laser choisie est relativiste, c'est à dire $a_0 > 1$. La cible, quant à elle, est composée de deux couches :

- une première couche formée d'ions lourds, fortement chargés caractérisée par une masse m_h , une charge Z_h , une densité n_h , une épaisseur d_h et une taille transverse w_h .
- une seconde couche composée d'ions légers de caractéristique m_l , Z_l , n_l , d_l et w_l . Cette seconde couche a une taille transverse bien plus petite que celle de la première couche.

Lors de l'irradiation de la cible bi-couche par le faisceau laser relativiste, les électrons sont tout d'abord poussés vers l'arrière de la cible par la pression de rayonnement $\Pi = (1 + R - T)a_0^2/2$ où R et T sont les taux de réflexion et de transmission du laser. Du fait de l'inertie des ions lourds, un champ électrostatique se crée lors de la propagation des électrons dans la cible. Dans les processus accélérateurs "Hole Boring" et "Light Sail Acceleration", la pression de rayonnement et ce champ électrostatique s'équilibrent. Ici, nous avons considéré le cas où la pression de rayonnement est bien plus grande que ce champ électrostatique. Dans ce cas, l'ensemble des électrons est poussé hors de la cible via la face arrière créant ainsi un condensateur avec une armature constituée d'ions lourds et une armature constituée d'électrons. Ce schéma accélérateur est illustré à la Figure 12.1. Afin d'établir quelques formules

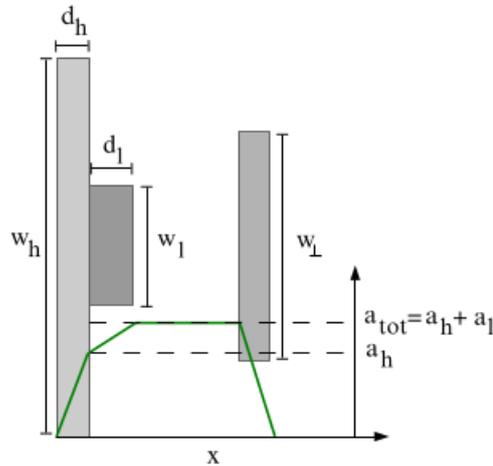


FIGURE 12.1 – Schéma de la cible bi-couche et distribution spatiale selon l'axe longitudinal x du champs accélérateur.

décrivant ce mécanisme d'accélération, nous réduisons notre raisonnement à la géométrie 1D. Les ions lourds, se trouvant dans la première armature, voient un champ électrostatique inhomogène variant linéairement de 0 à $a_h = Z_h n_h d_h$, de gauche à droite de l'armature. Les ions légers, quant à eux, voient un champ accélérateur variant de a_h à $a_{tot} = a_h + a_l$ où $a_l = Z_l n_l d_l$ est le champ électrostatique créé par les ions légers seuls. En choisissant des paramètres de cible de sorte que $a_l \ll a_h$, nous pouvons supposer que les ions légers se trouvant entre les deux armatures voient un champ accélérateur constant égal à a_h .

Pour confirmer ces hypothèses théoriques, des simulations en géométrie 2D ont été réalisées à l'aide du code CALDER. Pour ce faire, un faisceau laser de polarisation circulaire avec un $a_0 = 100$ (10^{22} W/cm²) est focalisé en incidence normale sur la cible bi-couche choisie ultra fine. La durée d'impulsion est de 10 cycles optiques et la taille du faisceau est égale à $w_0 = 62.8$

c/ω_0 . La cible est constituée d'ions carbone ($Z_h = 6$, $m_h = 12 m_p$, $n_h = 58 n_c$, $d_h = 0.08 c/\omega_0$, $w_h = 200 c/\omega_0$) et de protons ($Z_l = 1$, $m_l = m_p$, $n_l = 6 n_c$, $d_l = 0.16 c/\omega_0$, $w_l = 6.28 c/\omega_0$).

Les résultats numériques sont présentés aux figures 12.2 et 12.3. Dans les premiers instants de l'accélération [Fig.12.2(a,d)], l'ensemble des électrons est arraché à la cible et poussé par le laser vers l'arrière de la cible (nuage gris). Nous observons que contrairement au régime TNSA, les électrons sont poussés en bloc vers l'arrière de la cible. Entre les ions lourds, restés sur place du fait de leur inertie, et ces électrons s'établit un champs accélérateur constant. Ce champs reste constant [Fig.12.3(a)] durant près de 10 cycles optiques, conduisant à une accélération homogène des protons. Leur énergie croît linéairement avec le temps [Fig.12.3(b)] suivant les prescriptions théoriques, et la dispersion énergétique reste de l'ordre de 10%. Cette étape d'accélération se termine dès lors que la distance entre les électrons et les ions lourds devient supérieure ou égale à la taille transverse de ces faisceaux. Dans ce cas, le champs électrostatique n'est plus homogène spatialement et une légère dispersion énergétique apparaît.

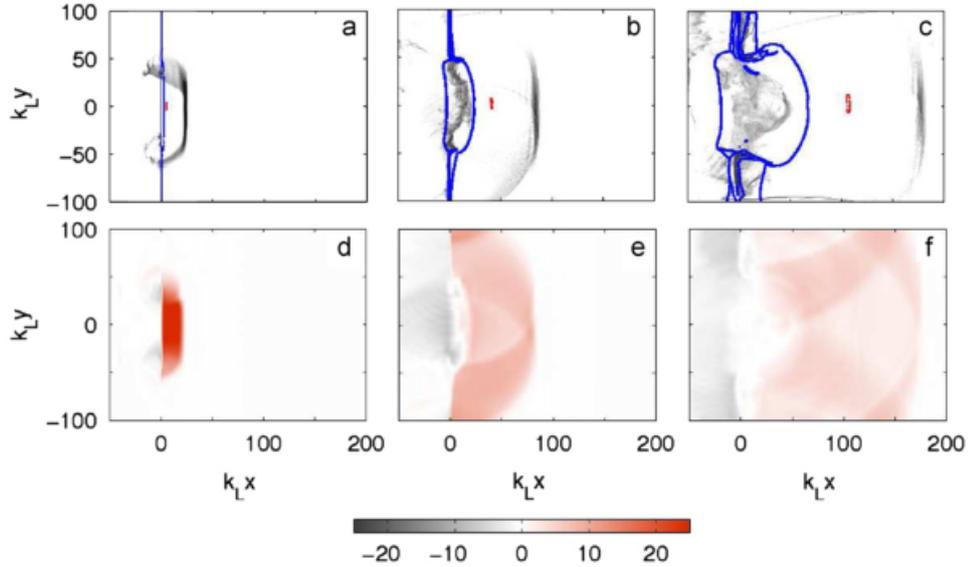


FIGURE 12.2 – (a,b,c) Coupe de la densité électronique (gris), contour des ions carbonnes (bleu) et des protons (rouge), (d,e,f) distribution spatiale du champs électrostatique à trois instants après l'interaction : (a,d) 4 cycles optiques, (b,e) 14 cycles optiques, (c,f) 30 cycles optiques.

Avec l'arrivée d'installations laser PetaWatt (Apollon, ELI-BEAMLINES..), nous pouvons imaginer que ce schéma d'accélération permettant la création de faisceaux de protons mono-énergétiques et de faible dispersion angulaire sera testé.

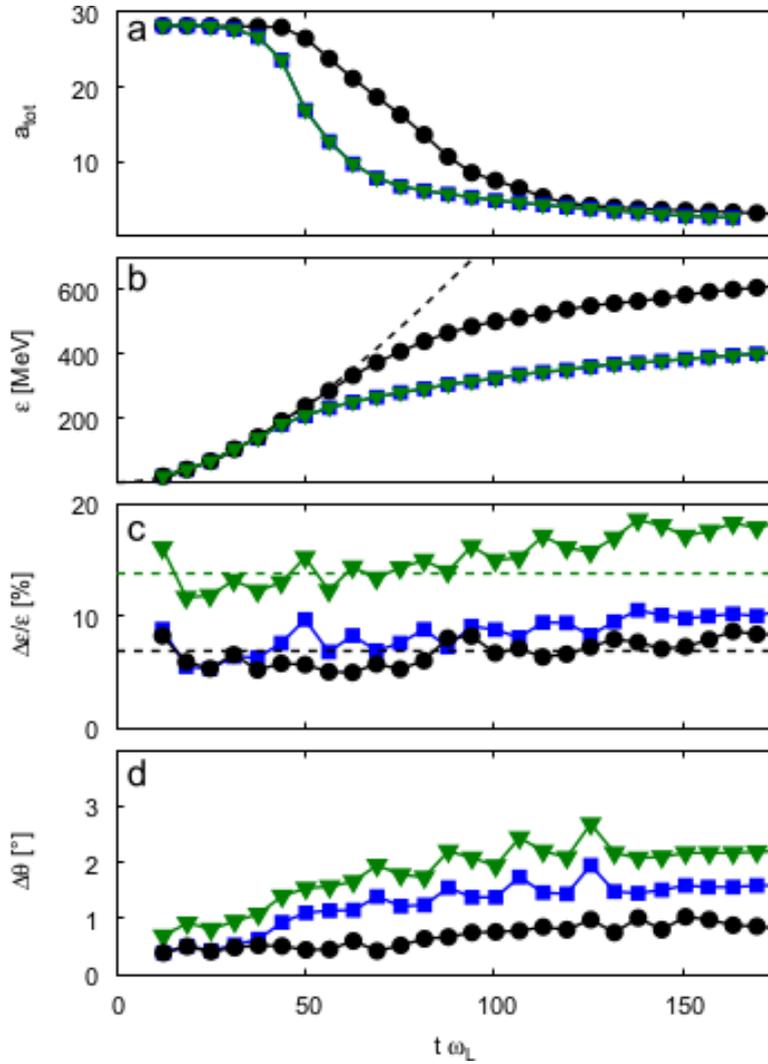


FIGURE 12.3 – Evolution temporelle du champ électrostatique accélérateur évalué à la position des protons (a), de l'énergie des protons (b), de la dispersion en énergie (c) et de l'ouverture angulaire (d) pour $n_l=6 n_c$ et $w_0 = 10 \lambda_0$ (carré bleu), $n_l=12 n_c$ et $w_0 = 10 \lambda_0$ (triangle vert) et $n_l=6 n_c$ et $w_0 = 20 \lambda_0$ (cercle noir). Les prescriptions analytiques sont tracées en pointillé.

Chapitre 13

Synthèse

Cette partie synthétise les études sur l'accélération d'ions par laser réalisées durant mes années de recherche au centre CEA DAM Ile France. Une grande partie de ces études étaient réalisées en support de mesures expérimentales. En effet, les codes PIC ont la particularité de pouvoir reproduire fidèlement la dynamique de l'interaction laser plasma lors des processus d'accélération de particules. La résolution des équations de Maxwell permet non seulement la modélisation de la propagation des faisceaux laser mais aussi la description des champs auto-consistants générés par les particules du plasma. De plus, la résolution des équations du mouvement relativistes pour les particules assure une description cinétique des particules garante d'une modélisation fidèle de la dynamique du plasma. Ainsi, nous avons pu accompagner Anna Levy et Tibério Ceccotti, physiciens expérimentateurs sur l'installation UHI 100, dans la mise en évidence du déferlement des ondes plasma lors de l'accélération d'ions par laser. Ce processus, révélateur de la présence d'un gradient de plasma en face arrière de cible, se produit sur des échelles nanométriques et nécessitait un contrôle important des caractéristiques laser et de la cible. Nous avons aussi mis en évidence l'intérêt d'ajouter un plasma contrôlé sur la face avant de la cible afin de rendre plus efficace le processus d'accélération d'ions.

Ma contribution notable durant ces études a été l'ajout du module Monte-Carlo pour modéliser la photo-ionisation dans les codes PIC. Tout d'abord, j'ai porté une attention particulière au choix de la théorie de photo-ionisation afin d'implémenter un modèle physique le plus général possible. Pour ce faire, j'ai choisi de considérer la théorie dite de ADK qui s'adapte à tout type d'atomes complexes. Puis, j'ai adapté cette théorie au cas particulier de l'ionisation par champs électrostatique afin de la rendre compatible avec les codes PIC. Enfin, j'ai effectué un important travail de développement analytique afin d'évaluer les probabilités d'ionisation multiple basées sur la théorie de Monte-Carlo. Ainsi bâtie, cette théorie permet de décrire les processus d'ionisation multiple, sans contrainte sur le choix des pas temporels,

ce qui constitue un avantage considérable dans les temps de calcul associés aux simulations numériques.

Quatrième partie

Physique des plasmas avec
Moment Angulaire Orbital

La partie précédente portait sur l'accélération de particules par des faisceaux laser dont la distribution spatiale est de type gaussienne. Ces faisceaux gaussiens sont les plus couramment utilisés dans les laboratoires de recherche. Ils sont caractérisés par un vecteur de Poynting colinéaire à la direction de propagation. Ainsi, l'accélération de particules par laser peut être vue comme un transfert de moment linéaire du laser vers les particules. Depuis les années 1990, un grand intérêt est porté pour des lasers d'un nouveau type, des lasers possédant des moments angulaires orbitaux [79]. Ces faisceaux laser, appelés communément vortex optiques, voient leur vecteur de Poynting effectuer une précession autour de l'axe de propagation. A la différence des faisceaux gaussiens dont l'intensité maximale se trouve sur l'axe, ces faisceaux laser avec OAM possèdent une intensité nulle sur l'axe de propagation leur conférant une distribution spatiale de leur énergie sous forme de "donut". Ce degré de liberté supplémentaire a suscité notre curiosité orientant nos recherches vers l'accélération de particules avec des faisceaux laser possédant un OAM. Quelques travaux avaient été menés sur cette thématique. Nous pouvons citer le travail théorique de Ali *et al.* [80] où au travers d'une étude analytique, les auteurs montraient comment l'interaction laser plasma permettait de générer un champ magnétique statique. Y. Shi *et al.* [81] modélisent numériquement la génération d'un champ magnétique statique en co-propageant deux faisceaux laser possédant un moment angulaire orbital. Nos travaux s'inscrivent dans cette dynamique en apportant des connaissances supplémentaires à l'interaction laser plasma avec moment angulaire orbital.

Tout d'abord, dans le premier chapitre, nous effectuons un rappel de la propagation des ondes dans le vide pour des faisceaux laser possédant un moment angulaire orbital. En particulier, nous montrons que dans le cadre de l'approximation paraxiale, ces faisceaux laser sont décrits à l'aide de fonctions de type Laguerre-Gauss. Puis, nous présentons un algorithme numérique développé dans le code PIC OCEAN qui permet de modéliser tout type de faisceaux laser structurés solution des équations de Maxwell [82]. Ensuite, le chapitre suivant présente l'étude numérique faite sur l'irradiation d'un plasma sous-dense avec un faisceau de type Laguerre-Gauss dont la polarisation est linéaire [83]. Nous montrons qu'en plus du moment linéaire, un faisceau laser est capable de transférer du moment angulaire orbital aux particules. En focalisant fortement sur un plasma sous-dense, un faisceau laser avec OAM de polarisation radiale, il devient possible numériquement de générer un "solenôïde" sans fil capable de produire des champs magnétiques quasi-statiques de l'ordre d'une centaine de Tesla [84]. La description théorique de l'interaction comparée aux résultats de cette expérience numérique est présentée au chapitre 15.2. Enfin les deux derniers chapitres sont consacrés à la description théorique et numérique d'ondes plasma électroniques possédant un moment angulaire orbital [85, 86, 87].

Liste des publications en lien avec cette thématique :

- “Boundary conditions for arbitrarily shaped and tightly focused laser pulses in electromagnetic codes”, I. Thiele, S. Skupin and R. Nuter, *Journal of Computational Physics*, 321, 1110 (2016)
- “Plasma solenoïd driven by a laser beam carrying an orbital angular momentum”, R. Nuter, Ph. Korneev, I. Thiele and V. Tikhonchuk, *Physical Review E*, 98, 033211 (2018)
- “Kinetic plasma waves carrying orbital angular momentum”, D.R. Blackman, R. Nuter, Ph. Korneev and V.T. Tikhonchuk, *Physical Review E*, 100, 013204 (2019)
- “Twisted kinetic plasma waves”, D.R. Blackman, R. Nuter, Ph. Korneev and V.T. Tikhonchuk, *Journal of Russian Laser Research*, 40, 419 (2019)
- “Gain of electron orbital angular momentum in a direct laser acceleration process”, R. Nuter, Ph. Korneev, E. Dmitriev, I. Thiele, and V. T. Tikhonchuk, *Physical Review E*, 101, 053202 (2020)
- “Nonlinear Landau damping of plasma waves with orbital angular momentum”, D.R. Blackman, R. Nuter, Ph. Korneev and V.T. Tikhonchuk, *Physical Review E*, 102, 033208 (2020).

Les collaborateurs scientifiques et leur statut durant le projet :

- David Blackman, contrat post-doctoral
- Philipp Korneev, professeur associé, MEPhI, Moscow
- Illia Thiele, doctorant
- Vladimir Tikhonchuk, Professeur Emérite de l’Université de Bordeaux
- Eggor Dmitriev, étudiant

Le projet :

Ce projet s’inscrit dans le cadre d’une collaboration entre le CELIA et le MEPhI. L’objectif initial de notre collaboration était de générer des champs magnétiques quasi-statiques par irradiation d’un plasma sous-dense avec un faisceau laser comportant un moment angulaire orbital (OAM). Illia Thiele, dont je co-encadrais la thèse avec Stefan Skupin, a développé un algorithme numérique permettant de modéliser des faisceaux laser avec OAM. En implémentant cet algorithme dans le code PIC OCEAN, j’ai réalisé les simulations numériques modélisant la génération du champs magnétique. Puis, dans le cadre du contrat post-doctoral de David Blackman, dont j’étais l’encadrante, et en collaboration avec Vladimir Tikhonchuk et Philipp Korneev, nous avons étudié théoriquement et numériquement les ondes plasma avec moment angulaire orbital.

Chapitre 14

Analyse théorique

Avant de présenter les études numériques relatives à l'irradiation de plasma sous-dense avec des faisceaux laser comportant un moment angulaire orbital (nommé dans la suite OAM), nous débutons par une courte description théorique de ces faisceaux laser.

14.1 Equation d'onde

Les équations de Maxwell, dont nous rappelons ici les expressions pour les champs électrique \vec{E} et magnétique \vec{B} :

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{E} = 0 \quad \vec{\nabla} \cdot \vec{B} = 0 \quad (14.1)$$

$$\frac{\partial \vec{E}}{\partial t} = c^2 \vec{\nabla} \wedge \vec{B} \quad \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} = -\vec{\nabla} \wedge \vec{E} \quad (14.2)$$

conduisent à l'équation d'onde :

$$\Delta \vec{U} = \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{U}}{\partial t^2} \quad (14.3)$$

où \vec{U} désigne soit le champs électrique \vec{E} , soit le champs magnétique \vec{B} . La solution de l'équation (14.3) s'écrit sous la forme $\vec{U}(\vec{r}, t) = u(\vec{r}) \cdot e^{i(\omega t - \vec{k} \cdot \vec{r})} \vec{e}_{pol}$ où ω et \vec{k} sont, respectivement, les pulsation et nombre d'onde du faisceau laser, \vec{r} est le vecteur position, \vec{e}_{pol} est le vecteur polarisation et $u(\vec{r})$ est la distribution spatiale du faisceau. En considérant que le faisceau laser se propage le long de l'axe z , et en se plaçant dans l'approximation de l'enveloppe lentement variable où $\frac{\partial^2}{\partial z^2}$ est négligé devant $\frac{\partial}{\partial z}$, l'équation (14.3) donne :

$$2ik \frac{\partial u(x, y, z)}{\partial z} = \Delta_{\perp} u(x, y, z) \quad (14.4)$$

où x et y désignent les composantes transverses.

14.2 Faisceau de Laguerre-Gauss

L'équation (14.4) admet différentes solutions selon la symétrie considérée. Dans le cas d'une symétrie cylindrique, la solution s'écrit dans le référentiel cylindrique (r, θ, z) :

$$u_{p,l}(r, \theta, z) = \frac{C_{p,l}}{w(z)} \left[\frac{r\sqrt{2}}{w(z)} \right]^{|l|} e^{-\left(\frac{r}{w(z)}\right)^2} L_p^{|l|} \left(\frac{2r^2}{w^2(z)} \right) e^{-ik\frac{r^2z}{2R(z)}} e^{i\Phi(z)} e^{-il\theta} \quad (14.5)$$

où

- $\Phi(z) = (2p + |l| + 1) \arctan\left(\frac{z}{z_R}\right)$ est la phase de Guoy.
- $z_R = \frac{\pi w_0^2}{\lambda}$ est la longueur de Rayleigh.
- w_0 est le diamètre transverse du faisceau laser au point focal.
- λ est la longueur d'onde.
- $R(z) = z[1 + (z_R/z)^2]$ est la rayon de courbure du faisceau.
- $w(z) = w_0\sqrt{1 + \left(\frac{z}{z_R}\right)^2}$ est le diamètre transverse du faisceau laser en fonction de la distance z .
- $C_{p,l} = \sqrt{\frac{p!}{(|l|+p)!}}$ est le facteur de normalisation.
- $L_p^l(X)$ représente les polynômes de Laguerre généralisés.
- p désigne l'indice radial, l désigne l'indice orbital.

Les polynômes de Laguerre généralisés sont définis par : $L_n^{(\alpha)}(x) = \frac{x^{-\alpha} e^x}{n!} \frac{d^n}{dx^n} (e^{-x} x^{n+\alpha})$.
Les premiers ordres s'écrivent :

$$L_0^\alpha(x) = 1 \quad (14.6)$$

$$L_1^\alpha(x) = -x + \alpha + 1 \quad (14.7)$$

Ces solutions correspondent aux faisceaux laser dits "Laguerre-Gauss" caractérisés par un moment angulaire orbital l et un indice spatial p . Dans nos études, nous avons uniquement considéré des faisceaux "Laguerre-Gauss" dont l'indice radial p est nul, si bien que les expressions considérées sont :

$$\mathcal{U}_l(r, \theta, z) = \frac{C_l}{w(z)} \left[\frac{r\sqrt{2}}{w(z)} \right]^{|l|} e^{-\left(\frac{r}{w(z)}\right)^2} e^{-ik\frac{r^2z}{2R(z)}} e^{i\Phi(z)} e^{-il\theta} \quad (14.8)$$

où $C_l = C_{0,l}$.

La distribution spatiale du faisceau Laguerre-Gauss avec $l=1$ est présentée à la figure 14.1(a). Nous observons un profil de type "donut" où l'intensité laser est nulle au centre du faisceau et maximale hors axe, pour $r = w_0\sqrt{|l|}/2$. La figure 14.1(b) représente le terme de phase $\phi(t) = \omega t - l\theta$ variant de 0 à 2π dans l'espace transverse. Nous observons sur la figure 14.2 qu'une augmentation du moment angulaire orbital augmente la variation de la phase sur une rotation complète, et élargit la zone centrale du faisceau nulle.

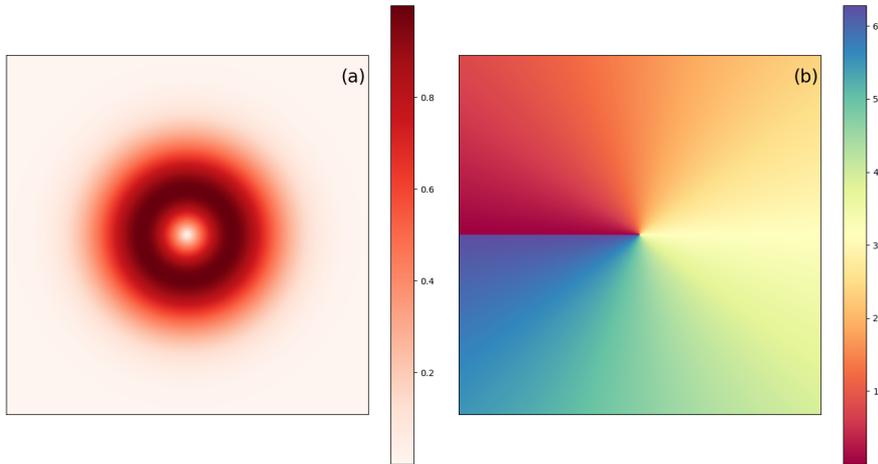


FIGURE 14.1 – Distribution spatiale (a) et phase (b) d’un faisceau Laguerre-Gauss avec $l=1$.

14.3 Faisceaux laser fortement focalisés

- **“Boundary conditions for arbitrarily shaped and tightly focused laser pulses in electromagnetic codes”**, I. Thiele, S. Skupin and R. Nuter, *Journal of Computational Physics*, 321, 1110 (2016)

Ce développement s’inscrit dans le cadre du doctorat de Illia Thiele, pour lequel j’étais co-encadrante aux côtés de Stefan Skupin.

Comme vu précédemment, l’équation (14.5) modélise un faisceau laser possédant un moment angulaire orbital dans l’approximation paraxiale, c’est à dire lorsque le faisceau laser est peu focalisé et se propage principalement selon l’axe longitudinal. Nous avons donc implémenté cette expression analytique dans le code PIC OCEAN afin d’injecter un faisceau laser possédant un OAM. Mais cette expression ne sera considérée que lorsque l’angle de diffraction du faisceau est faible, c’est à dire tant que la distance de propagation est plus petite que la longueur de Rayleigh.

Lorsque le faisceau laser possédant un OAM est fortement focalisé, les équations précédentes ne sont plus adaptées. Il devient alors nécessaire d’injecter le faisceau laser au moyen d’expressions numériques, solutions des équations de Maxwell. Pour ce faire, nous avons développé un algorithme numérique qui détermine les solutions de Maxwell de tout type de faisceau laser [82]. Cet algorithme, implémenté dans le code PIC OCEAN, a permis de modéliser des faisceaux laser avec OAM fortement focalisé dont la polarisation est radiale ou linéaire. Nous ne reviendrons pas sur la théorie sous-jacente, celle-ci, détaillée dans les travaux de Thiele *et al.*[82], repose

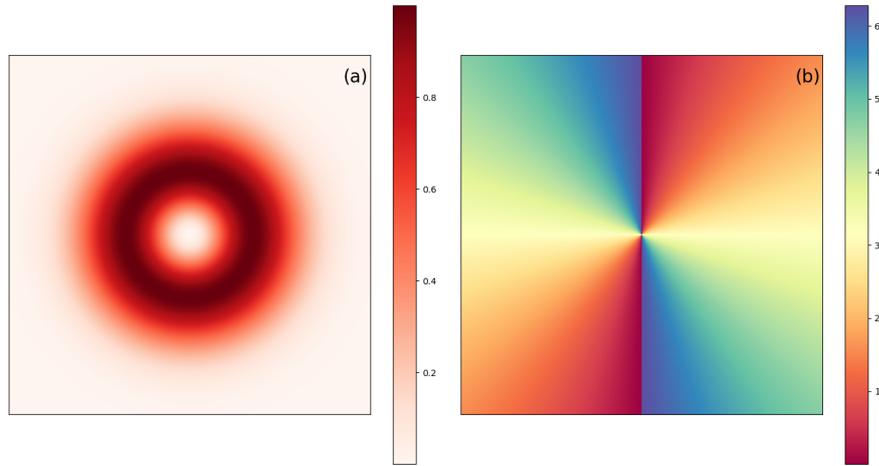


FIGURE 14.2 – Distribution spatiale (a) et phase (b) d'un faisceau Laguerre-Gauss avec $l=2$.

sur la résolution de l'équation d'onde dans les domaines fréquentiels (\vec{k}, ω) . Nous rappelons uniquement ici la procédure de cet algorithme :

1. le faisceau laser choisi est défini dans le plan focal noté \mathcal{P} à la figure 14.3 à l'aide de la composante transverse du champs électrique $\vec{E}_{0,\perp}$. Ces composantes sont exprimées dans l'espace spatio-temporel, $\vec{E}_{0,\perp}(\vec{r}, t)$.
2. Par transformée de Fourier, ces composantes transverse sont exprimées dans les domaines fréquentiels $\vec{E}_{0,\perp}(\vec{k}, \omega)$.
3. La propagation des ondes dans les domaines fréquentiels revient à multiplier par un terme de phase. Ainsi, nous obtenons l'expression du champs électrique transverse dans le plan d'injection :

$$\vec{E}_{B,\perp}(\vec{k}, \omega) = \vec{E}_{0,\perp}(\vec{k}, \omega) \cdot e^{ik(z_B - z_0)}$$
où $k = \sqrt{\frac{\omega}{c} - k_x^2 - k_y^2}$, z_B et z_0 sont respectivement les positions longitudinales des plans d'injection et focal du faisceau laser.

4. Nous calculons la composante longitudinale du champs électrique grâce l'équation de Gauss : $\vec{E}_{B,z}(\vec{k}, \omega) = -\frac{k_\perp E_{B,\perp}}{k_z}$.

5. Les composantes du champs magnétique sont évaluées à l'aide de l'équation de Maxwell-Faraday exprimée dans les domaines fréquentiels :

$$\vec{B}_B(\vec{k}, \omega) = \frac{1}{\omega k_z} \kappa \vec{E}_B(\vec{k}, \omega) \text{ où } \kappa = \begin{pmatrix} -k_x k_y & -k_z^2 + k_y^2 & 0 \\ +k_z^2 + k_x^2 & +k_x k_y & 0 \\ -k_y k_z & k_x k_z & 0 \end{pmatrix}$$

6. les composantes électriques et magnétiques sont exprimées dans l'espace spatio-temporel par des transformées de Fourier inverse.

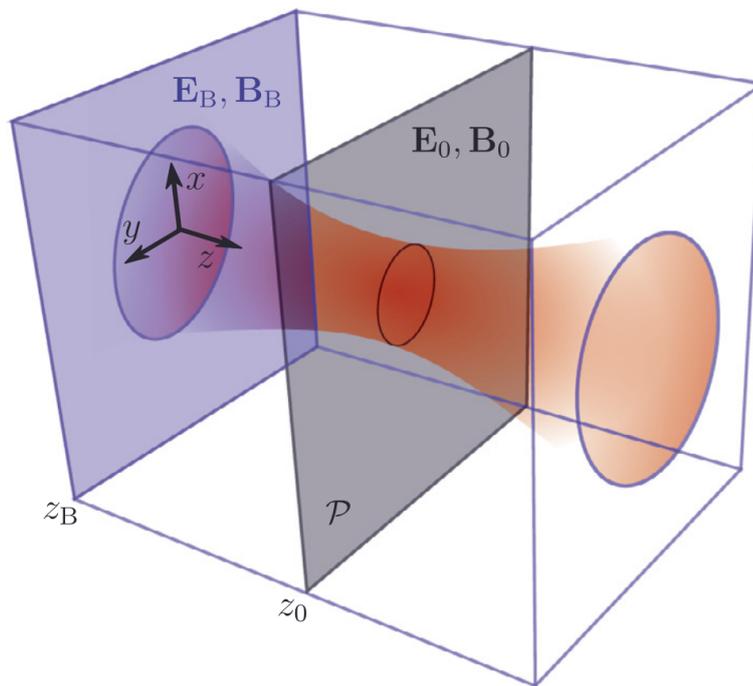


FIGURE 14.3 – Schéma représentant le problème d’injection d’un faisceau laser (rouge) dans la boîte numérique. Les champs électromagnétiques \vec{E}_0 et \vec{B}_0 sont définis dans le plan \mathcal{P} et permettent le calcul des champs électromagnétiques injectés \vec{E}_B et \vec{B}_B .

Cet algorithme permet de propager des impulsions laser qui sont solutions de l’équation de Maxwell. La figure 14.4 compare la propagation d’un faisceau fortement focalisé à l’aide de l’expression paraxiale (ligne 1) avec celle calculée avec l’algorithme ci-dessus (ligne 2). Nous observons que les composantes longitudinales [Figs. 14.4(c) et 14.4(f)] présentent des différences notables : le cas paraxial montre clairement un faisceau laser non symétrique par rapport au point focal. Mais avant tout, ce sont les composantes transverses du faisceau (Figs. 14.4(b) et 14.4(e)) qui démontrent l’intérêt d’utiliser cet algorithme. En effet les coupes transversales des champs montrent pour le cas paraxial un faisceau bruité.

Au delà d’une meilleure modélisation de la propagation des ondes électromagnétiques, cet algorithme permet aussi d’injecter dans le code OCEAN des faisceaux laser de structure spatiale “exotique” ou bien des faisceaux laser issus de mesures expérimentales. La seule nécessité est d’apporter une description numérique des champs électriques transverses du faisceau laser dans le plan focal.

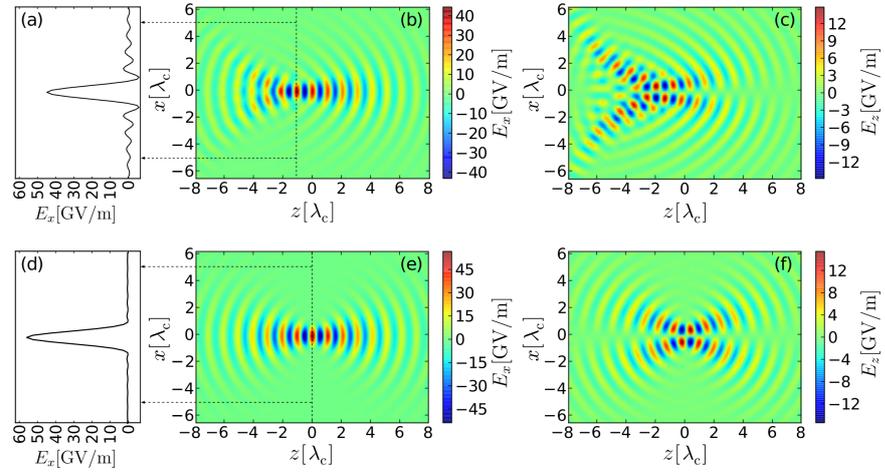


FIGURE 14.4 – Comparaison de la méthode paraxiale (1ere ligne) et de l’algorithme numérique (ligne (2)) d’un faisceau laser gaussien fortement focalisé.

Pérez et Grech [88] ont adapté cet algorithme numérique au cas des incidences obliques en tenant compte d’une matrice de rotation, et l’ont implémenté dans le code PIC SMILEI [89].

Chapitre 15

Accélération de particules

Nous nous intéressons à la dynamique d'un plasma irradié par un faisceau laser comportant un moment angulaire orbital (OAM). Seule l'action du faisceau laser sur les particules du plasma nous intéresse. De ce fait, nous choisissons un plasma dilué dont la densité est égale à 1 % de la densité critique afin de s'affranchir de toute instabilité paramétrique. Le plasma est composé uniquement d'électrons et de protons dont la température initiale est nulle. La modélisation est réalisée en géométrie 3D avec un maillage égal à $\lambda_0/42$. Le faisceau laser, fortement focalisé, possède une tache focale égale à $2.5 \lambda_0$ et une durée d'impulsion de 6 cycles optiques. Dans un premier temps, nous considérons un moment angulaire orbital $l = 1$ si bien que la distribution spatiale et la phase du faisceau sont identiques à celles présentées à la figure 14.1. L'intensité du faisceau laser varie du cas non relativiste $a_0 = 0.1$ au cas relativiste $a_0 = 1$, et deux polarisations différentes sont étudiées : la polarisation linéaire et la polarisation radiale. Pour toutes ces études, le faisceau laser est injecté à l'aide de l'algorithme numérique présenté à la section 14.3.

Ces études ont été réalisées en collaboration avec Vladimir Tikhonchuk et Philipp Korneev.

15.1 Polarisation linéaire

- **“Gain of electron orbital angular momentum in a direct laser acceleration process”**, R. Nuter, Ph. Korneev, E. Dmitriev, I. Thiele and V.T. Tikhonchuk, *Physical Review E*, 101, 053202 (2020)
- **“Numerical study of momentum and energy transfer in the interaction of a laser pulse carrying orbital angular momentum with electrons”**, V.T. Tikhonchuk, Ph. Korneev, E. Dmitriev, R. Nuter, *High Energy Density Physics*, 37, 100863 (2020)

La polarisation du faisceau laser est linéaire et orientée le long de l'axe y . Dans le référentiel cylindrique (r, θ, x) , le faisceau laser est modélisé par

l'équation suivante :

$$\vec{E}(r, \theta, t, x) = a_0 g(t) f(r) \cos(t - l\theta - x) \vec{e}_y \quad (15.1)$$

où t est le temps normalisé à $1/\omega_0$, x est la direction de propagation normalisée à c/ω_0 et $a_0 = \frac{eE_0}{m_e\omega_0 c} \frac{1}{|l|^{\frac{1}{2}} e^{-\frac{|l|}{2}}}$ est l'amplitude normalisée du faisceau laser.

L'enveloppe temporelle est définie par $g(t) = \cos^2(\pi \frac{t-t_0}{\tau})$ pour $|t - t_0| < \frac{\tau}{2}$ avec $\tau = 6T$ où T correspond à une période optique. La fonction radiale s'écrit $f(r) = (\frac{r}{w_0})^{|l|} e^{-(\frac{r}{w_0})^2}$ avec w_0 le diamètre du faisceau laser.

15.1.1 Développement perturbatif

Les équations du mouvement relativistes de l'électron s'écrivent dans le système adimensionné :

$$\dot{p}_r = -E_r - v_\theta B_x + v_x B_\theta + p_\theta \dot{\theta} \quad (15.2)$$

$$\dot{p}_\theta = -E_\theta - v_x B_r + v_r B_x - p_r \dot{\theta} \quad (15.3)$$

$$\dot{p}_x = -E_x - v_r B_\theta + v_\theta B_r \quad (15.4)$$

où $p_r = \gamma v_r = \gamma \dot{r}$, $p_\theta = \gamma v_\theta = \gamma r \dot{\theta}$ et $p_x = \gamma v_x = \dot{x}$ sont respectivement les moments radial, azimuthal et longitudinal de l'électron, $\gamma = \sqrt{1 + p_r^2 + p_\theta^2 + p_x^2}$ est le facteur de Lorentz. Etant donné que le plasma est fortement dilué, nous supposons que les champs auto-consistants du plasma sont négligeables devant les composantes du faisceau laser. Ainsi, E_r , E_θ , E_x , B_r , B_θ et B_x décrivent les composantes des champs électromagnétiques du laser :

$$E_r(r, \theta, x) = a_0 f(r) g(t) \cos(t - l\theta - (x - x_f)) \cos \theta \quad (15.5)$$

$$E_\theta(r, \theta, x) = -a_0 f(r) g(t) \cos(t - l\theta - (x - x_f)) \sin \theta \quad (15.6)$$

$$E_x(r, \theta, x) = a_0 \frac{f(r)}{r} g(t) \left[(|l| - 2(\frac{r}{w_0})^2) \cos \theta \sin(t - l\theta - (x - x_f)) + l \sin \theta \cos(t - l\theta - (x - x_f)) \right] \quad (15.7)$$

$$B_r(r, \theta, x) = -E_\theta \quad (15.8)$$

$$B_\theta(r, \theta, x) = E_r \quad (15.9)$$

$$B_x(r, \theta, x) = a_0 \frac{f(r)}{r} g(t) \left[(|l| - 2(\frac{r}{w_0})^2) \sin \theta \sin(t - l\theta - (x - x_f)) - l \cos \theta \cos(t - l\theta - (x - x_f)) \right] \quad (15.10)$$

Le calcul des composantes électromagnétiques est détaillé dans l'appendice B de [83]. Les équations (15.5 :15.10) ont été obtenues en négligeant la phase de Gouy.

Dans le régime de basse intensité, nous effectuons un développement perturbatif des équations du mouvement [Eqs.(15.2 :15.4)] et nous calculons la valeur du moment angulaire orbital des électrons $L_x = rp_\theta$. Le développement perturbatif est exprimé en puissance de a_0 si bien que les quantités physiques s'écrivent $X = X^{(0)} + X^{(1)} + X^{(2)} + \dots$ où $X^{(i)}$ dépend de a_0^i , et i définit l'ordre de la puissance. Au premier ordre, l'équation du moment angulaire électronique s'écrit $d_t L_x^{(1)} = r_0 \cdot d_t p_\theta^{(1)}$, où r_0 , θ_0 , x_0 sont les coordonnées initiales de l'électron, $d_t p_\theta^{(1)} = -E_\theta$ et $d_t = \frac{d}{dt}$ correspond à la dérivée temporelle. Intégrées sur le temps, ces équations résultent en :

$$L_x^{(1)}(t) = \frac{a_0}{2} r_0 f(r_0) \sin \theta_0 \left[\sin(t - \phi_0) + \frac{1}{2(1 + \frac{1}{n})} \sin([1 + \frac{1}{n}]t - \phi_0) + \frac{1}{2(1 - \frac{1}{n})} \sin([1 - \frac{1}{n}]t - \phi_0) - (-1)^n \frac{1}{n^2 - 1} \sin \phi_0 \right] \quad (15.11)$$

où $n = 6$ est le nombre de périodes de l'impulsion laser, et $\phi_0 = l\theta_0 + x_0 - x_f$. En intégrant l'équation (15.11) sur la durée temporelle de l'impulsion laser et en moyennant sur les positions longitudinales, nous obtenons $L_x^{(1)}(nT) = 0$. Ainsi, au premier ordre, l'électron ne gagne pas de moment angulaire orbital issu du faisceau laser.

Puis, nous calculons au second ordre, le moment angulaire orbital de l'électron vérifiant :

$$d_t L_x^{(2)} = r^{(1)} d_t p_\theta^{(1)} + p_r^{(1)} p_\theta^{(1)} + r_0 d_t p_\theta^{(2)} \quad (15.12)$$

où $d_t p_\theta^{(2)}$ est le second ordre de l'équation (15.3) :

$$d_t p_\theta^{(2)} = -\frac{dE_\theta}{d\vec{r}} \vec{r}^{(1)} - p_x^{(1)} B_r + p_r^{(1)} B_x - \frac{p_r^{(1)} p_\theta^{(1)}}{r_0} \quad (15.13)$$

En combinant ces deux équations, nous obtenons :

$$d_t L_x^{(2)} = r^{(1)} d_t p_\theta^{(1)} - r_0 p_x^{(1)} B_r + r_0 p_r^{(1)} B_x - r_0 \frac{dE_\theta}{d\vec{r}} \vec{r}^{(1)} \quad (15.14)$$

où les moments électroniques vérifient :

$$\begin{aligned} d_t p_r^{(1)} &= -E_r & d_t r^{(1)} &= p_r^{(1)} \\ d_t p_\theta^{(1)} &= -E_\theta & d_t \theta^{(1)} &= \frac{p_\theta^{(1)}}{r_0} \\ d_t p_x^{(1)} &= -E_x & d_t x^{(1)} &= p_x^{(1)} \end{aligned} \quad (15.15)$$

Intégrées temporellement, ces équations résultent en :

$$p_r^{(1)}(t) = -\frac{a_0}{2} f(r_0) \cos \theta_0 \left[\sin(t - \phi_0) + \frac{1}{2(1 + \frac{1}{n})} \sin([1 + \frac{1}{n}]t - \phi_0) + \frac{1}{2(1 - \frac{1}{n})} \sin([1 - \frac{1}{n}]t - \phi_0) - (-1)^n \frac{1}{n^2 - 1} \sin \phi_0 \right] \quad (15.16)$$

$$\begin{aligned}
r^{(1)}(t) = & \frac{a_0}{2} f(r_0) \cos \theta_0 \left[\cos(t - \phi_0) + \frac{1}{2(1 + \frac{1}{n})^2} \cos([1 + \frac{1}{n}]t - \phi_0) + \right. \\
& \frac{1}{2(1 - \frac{1}{n})^2} \cos([1 - \frac{1}{n}]t - \phi_0) + (-1)^n \frac{3n^2 - 1}{(n^2 - 1)^2} \cos \phi_0 + \\
& \left. (-1)^n \frac{n\pi + t}{n^2 - 1} \sin \phi_0 \right] \quad (15.17)
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
p_\theta^{(1)}(t) = & \frac{a_0}{2} f(r_0) \sin \theta_0 \left[\sin(t - \phi_0) + \frac{1}{2(1 + \frac{1}{n})} \sin([1 + \frac{1}{n}]t - \phi_0) + \right. \\
& \left. \frac{1}{2(1 - \frac{1}{n})} \sin([1 - \frac{1}{n}]t - \phi_0) - (-1)^n \frac{1}{n^2 - 1} \sin \phi_0 \right] \quad (15.18)
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
\theta^{(1)}(t) = & -\frac{a_0}{2} \frac{f(r_0)}{r_0} \sin \theta_0 \left[\cos(t - \phi_0) + \frac{1}{2(1 + \frac{1}{n})^2} \cos([1 + \frac{1}{n}]t - \phi_0) + \right. \\
& \frac{1}{2(1 - \frac{1}{n})^2} \cos([1 - \frac{1}{n}]t - \phi_0) + (-1)^n \frac{3n^2 - 1}{(n^2 - 1)^2} \cos \phi_0 + \\
& \left. (-1)^n \frac{t + n\pi}{n^2 - 1} \sin \phi_0 \right] \quad (15.19)
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
p_x^{(1)}(t) = & -\frac{a_0}{2} \frac{f(r_0)}{r_0} \left[-(|l| - 2(\frac{r_0}{w_0})^2) \cos \theta_0 \right. \\
& \left[\cos(t - \phi_0) + \frac{1}{2(1 + \frac{1}{n})} \cos([1 + \frac{1}{n}]t - \phi_0) + \right. \\
& \left. \frac{1}{2(1 - \frac{1}{n})} \cos([1 - \frac{1}{n}]t - \phi_0) + (-1)^n \frac{1}{n^2 - 1} \cos \phi_0 \right] + \\
& l \sin \theta_0 \left[\sin(t - \phi_0) + \frac{1}{2(1 + \frac{1}{n})} \sin([1 + \frac{1}{n}]t - \phi_0) + \right. \\
& \left. \frac{1}{2(1 - \frac{1}{n})} \sin([1 - \frac{1}{n}]t - \phi_0) - \frac{(-1)^n}{n^2 - 1} \sin \phi_0 \right] \quad (15.20)
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
x^{(1)}(t) = & \frac{a_0 f(r_0)}{2 r_0} \left[(|l| - 2 \left(\frac{r_0}{w_0}\right)^2) \cos \theta_0 \right. \\
& \left[\sin(t - \phi_0) + \frac{1}{2(1 + \frac{1}{n})^2} \sin([1 + \frac{1}{n}]t - \phi_0) + \right. \\
& \frac{1}{2(1 - \frac{1}{n})^2} \sin([1 - \frac{1}{n}]t - \phi_0) - \\
& (-1)^n \frac{3n^2 - 1}{(n^2 - 1)^2} \sin \phi_0 + (-1)^n \frac{t + n\pi}{n^2 - 1} \cos \phi_0 + \\
& l \sin \theta_0 \left[\cos(t - \phi_0) + \frac{1}{2(1 + \frac{1}{n})^2} \cos([1 + \frac{1}{n}]t - \phi_0) + \right. \\
& \frac{1}{2(1 - \frac{1}{n})^2} \cos([1 - \frac{1}{n}]t - \phi_0) + \\
& \left. \left. (-1)^n \frac{3n^2 - 1}{(n^2 - 1)^2} \cos \phi_0 + (-1)^n \frac{t + n\pi}{n^2 - 1} \sin \phi_0 \right] \right] \quad (15.21)
\end{aligned}$$

En incluant ces expressions analytiques dans l'équation (15.14), et en moyennant sur les positions longitudinales initiales, nous obtenons :

$$L_x^{(2)}(nT) = n\pi \left(\frac{a_0 f(r_0)}{2} \right)^2 \left[|l| - 2 \left(\frac{r_0}{w_0} \right)^2 \right] \frac{\frac{1}{n^2}}{(1 - \frac{1}{n^2})^2} \sin 2\theta_0 \quad (15.22)$$

Le développement perturbatif des équations du mouvement prévoit donc au second order un transfert de moment angulaire orbital du laser vers les électrons. Cependant, la présence du terme $\sin 2\theta_0$ dans l'expression $L_x^{(2)}(nT)$ conduit à une valeur nulle pour le moment angulaire total du plasma, celui-ci résultant de l'intégration de l'équation (15.22) sur toutes les particules réparties de manière homogène.

15.1.2 Simulations Particulières

Nous utilisons le code PIC OCEAN pour modéliser l'interaction entre un faisceau laser de polarisation linéaire avec $l=1$ et un plasma sous dense. Tout d'abord, nous nous sommes placés dans le régime d'intensité laser classique, à savoir $a_0 = 0.1$. La figure 15.1 représente la valeur des moments angulaires électroniques, calculés lorsque le laser a quitté le plasma, en fonction de la coordonnée radiale initiale des électrons (r_0). Nous observons que L_x augmente avec r_0 , mais surtout la distribution est homogène : il y a autant d'électrons ayant gagné un OAM négatif que d'électrons avec des OAM positifs. Cela résulte à une valeur nulle pour la moment angulaire total du plasma ; celle-ci est illustrée avec la courbe rouge sur la figure.

Ce résultat est en accord avec la théorie des perturbations qui prévoit un moment angulaire orbital du plasma nul. A noter que le transfert d'OAM du

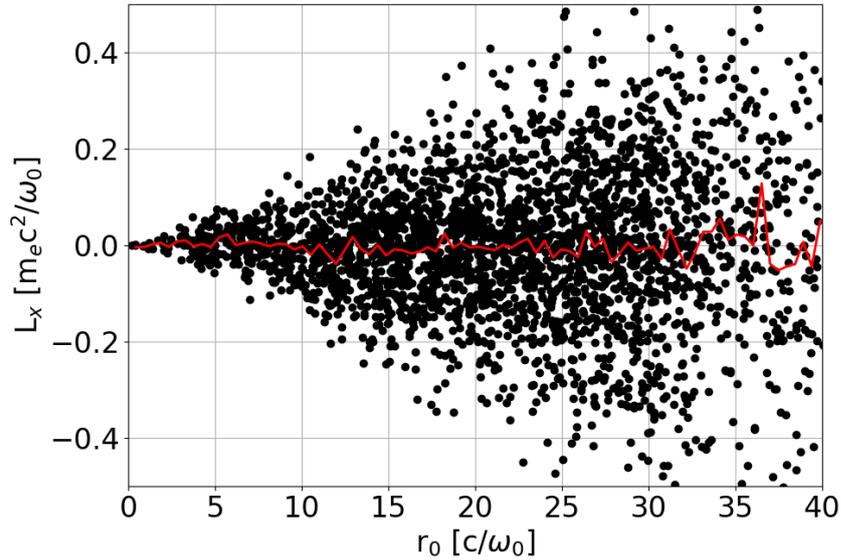


FIGURE 15.1 – Distribution radiale du moment angulaire des électrons calculé à la fin de l’interaction laser plasma. $a_0=0.1$ (cercle noir). La courbe rouge correspond à la moyenne calculée sur l’ensemble des électrons.

laser vers les électrons est non nul, mais la moyenne sur tous les électrons conduit à une mise à zéro du moment angulaire du plasma.

La figure 15.2 présente la distribution radiale des OAM électroniques pour un faisceau laser relativiste $a_0 = 1$. A la différence du cas précédent, nous notons cette fois une distribution hétérogène des moments angulaires électroniques. La courbe rouge, représentant la moyenne sur tous les électrons, montre que cette fois le plasma acquiert du moment angulaire du laser, et que sa valeur est maximale dans la région où l’intensité laser est maximale (courbe bleue).

Il apparaît évident que le mouvement relativiste des électrons permet un transfert de moment angulaire du laser vers le plasma. Ce transfert est rendu possible grâce à la force pondéromotrice longitudinale créée par le gradient d’intensité laser. La figure 15.3(a) représente la distribution des moments angulaires électroniques en fonction de la position longitudinale initiale des électrons (x_0) et de leur déplacement longitudinal total. Nous observons que lorsque le déplacement est faible, inférieur à une demi-longueur d’onde laser, les électrons acquièrent indifféremment des moments angulaires négatifs et positifs. En revanche, dès lors que les électrons subissent une force pondéromotrice longitudinale importante se déplaçant sur une plus grande distance, ils acquièrent majoritairement un moment angulaire opposé à celui du laser, à savoir un moment angulaire négatif. La figure 15.3(b) représente

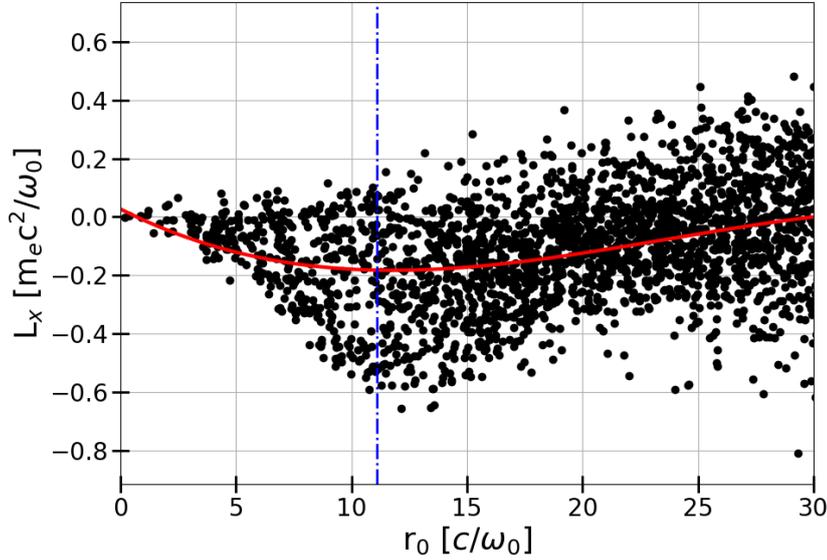


FIGURE 15.2 – Distribution radiale du moment angulaire des électrons calculée à la fin de l’interaction laser plasma. $a_0=1$ (cercle noir). La courbe rouge correspond à la moyenne calculée sur l’ensemble des électrons. La courbe bleue marque la région où l’intensité laser est maximale.

la moyenne des moments angulaires électroniques sur toutes les positions longitudinales initiales en fonction du déplacement des électrons.

Nous observons que ce moment angulaire moyenné sur toutes les positions initiales, $\langle L_x \rangle$, augmente en amplitude avec le déplacement électronique longitudinal $x - x_0$. Cette augmentation linéaire sature pour un déplacement de l’ordre d’une longueur d’onde laser pour atteindre une valeur de $-0.2 m_e c^2 / \omega_0$.

La force pondéromotrice longitudinale pousse les électrons vers l’avant et brise la cohérence d’oscillation des électrons dans le faisceau laser. Du fait de ce mouvement longitudinal additionnel, ces derniers voient un faisceau laser chirpé et un transfert d’OAM du laser vers les électrons est rendu possible. Ce processus d’accélération est identique à celui qui permet aux électrons de gagner du moment linéaire à travers le “Direct Laser Acceleration” [90, 91].

L’irradiation d’un plasma par un faisceau laser relativiste de polarisation linéaire et de moment angulaire orbital $l=1$ permet un transfert de moment angulaire du laser vers les électrons. Cependant, ce transfert présente une distribution transverse hétérogène. La figure 15.4 présente une coupe transversale de la distribution spatiale des L_x une fois que le laser a quitté le plasma. Nous observons une partie centrale où $L_x = 0$ en accord avec la distribution spatiale du laser (voir figure 14.1). Mais dans la partie où l’intensité

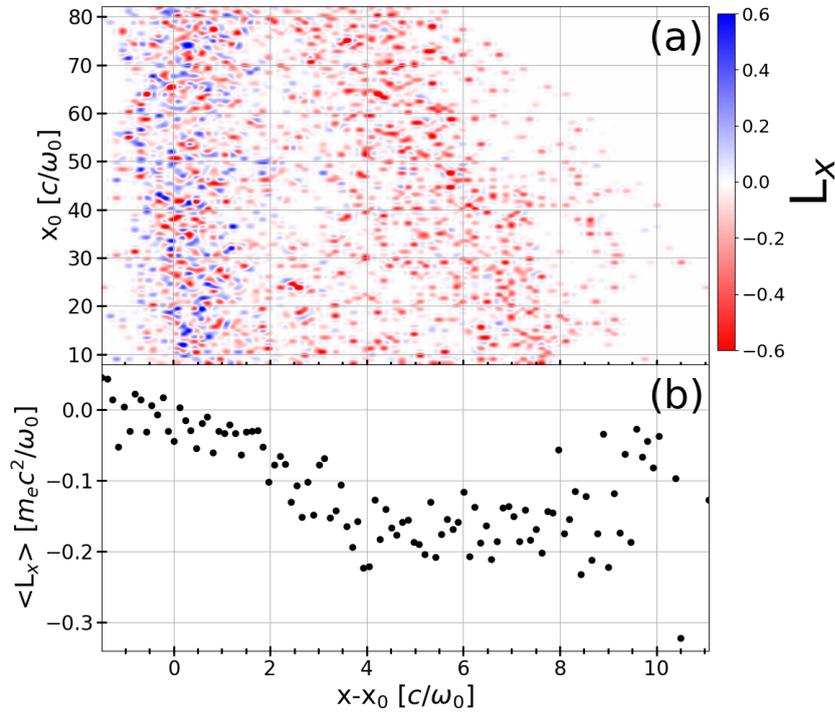


FIGURE 15.3 – Moment angulaire orbital des électrons L_x en fonction de leur position longitudinale initiale x_0 et de leur déplacement longitudinal (a). Valeur moyenne de L_x en fonction du déplacement longitudinal.

laser est maximale, nous observons 4 taches correspondant à des valeurs opposés de L_x . Cette distribution se rapproche de la prédiction théorique en $\sin(2\theta_0)$, et n'apparaît pas comme un processus efficace pour générer un champs magnétique statique.

15.2 Polarisation radiale

- “**Plasma solenoïd driven by a laser beam carrying an orbital angular momentum**”, R. Nuter, Ph. Korneev, I. Thiele and V. Tikhonchuk, *Physical Review E*, 98, 033211 (2018)
- “**Numerical study of momentum and energy transfer in the interaction of a laser pulse carrying orbital angular momentum with electrons**”, V.T. Tikhonchuk, Ph. Korneev, E. Dmitriev, R. Nuter, *High Energy Density Physics*, 37, 100863 (2020)

C'est en considérant un faisceau laser avec $l = 1$ et de polarisation radiale que nous avons pu montrer numériquement qu'il était possible de générer un

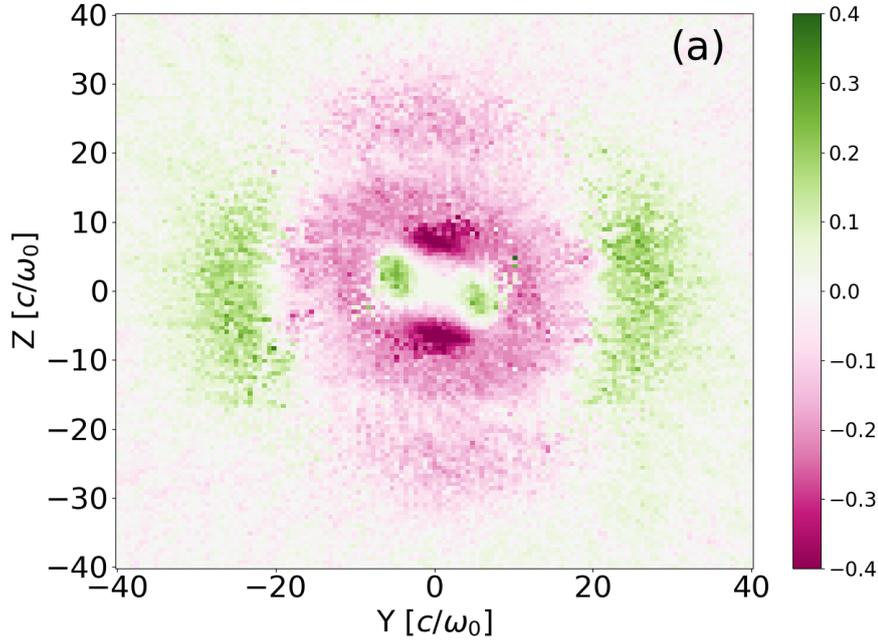


FIGURE 15.4 – Coupe transversale de la distribution spatiale des moments angulaires électroniques

“solénoïde sans fil”. La figure 15.5 présente une coupe transversale de la distribution spatiale des moments angulaires électroniques lorsque la polarisation du laser est radiale. A la différence du cas précédent, nous notons cette fois une homogénéité dans la distribution des valeurs de L_x .

Les électrons, situés dans la région radiale de l’intensité maximale du laser, ont acquis un moment angulaire égale à $-0.4 m_e c^2 / \omega_0$, ce qui conduit à une distribution homogène des L_x le long d’un cylindre de longueur égale à la longueur du plasma, d , dont le rayon externe, r_1 , est égal au rayon du faisceau laser et le rayon interne, r_0 , correspond au rayon de la zone spatiale où l’intensité laser est nulle. Ceci est illustré à la figure 15.6.

15.2.1 Calcul du champs magnétique

Nous évaluons analytiquement le champs magnétique généré par un tel cylindre (figure 15.6). Selon la loi de Biot-Savart, le champs magnétique généré en un point M par un électron localisé en P est :

$$\vec{B}(M) = \frac{\mu_0}{4\pi} \int_V \frac{\vec{j}(P) \times P\vec{M}}{\|P\vec{M}\|^3} dV \quad (15.23)$$

où $\vec{j}(P)$ est la densité de courant en P. Du fait de la symétrie cylindrique, le champs magnétique est orienté le long de x, si bien que le point M est localisé

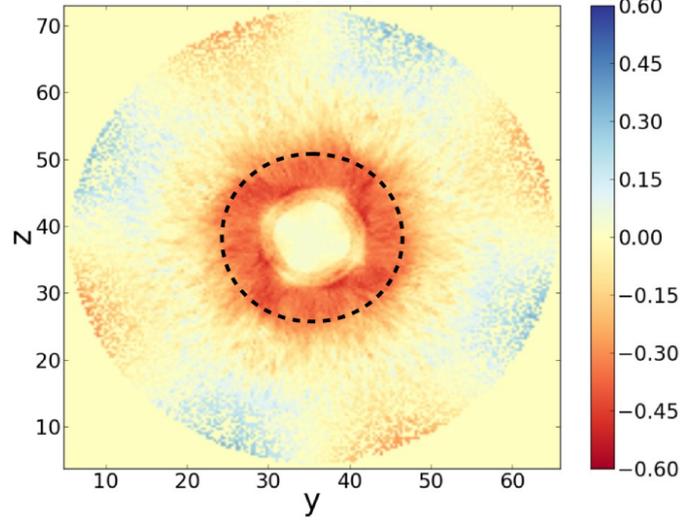


FIGURE 15.5 – Coupe transversale de la distribution spatiale des moments angulaires électroniques avec un faisceau laser de polarisation radiale.

sur l'axe x ($\vec{O}\vec{M} = x\vec{e}_x$). Les électrons sont localisés en P , ainsi $\vec{O}\vec{P} = r\vec{e}_r$. Nous écrivons alors $\vec{j}(P) \times P\vec{M} = -en_e\vec{v}_\theta \times (-r\vec{e}_r + x\vec{e}_x)$, où \vec{v}_θ est la vitesse azimuthale de l'électron. Le champs magnétique axial s'écrit :

$$B_x(M) = -\frac{en_e\mu_0}{2m_e}l_x \int_0^d dx \int_{r_0}^{r_1} \frac{r}{(r^2 + x^2)^{3/2}} dr \quad (15.24)$$

Après intégration spatiale de cette équation, le champs magnétique s'écrit :

$$B_x = -0.5\mu_0 \frac{en_e}{m_e} l_x \left[\sinh^{-1} \left(\frac{d}{r_0} \right) - \sinh^{-1} \left(\frac{d}{r_1} \right) \right]. \quad (15.25)$$

Exprimé en unité de $B_c = m_e\omega_0/e$ et dans la limite $d \leq r_0$, $d \leq r_1$, le champs magnétique est approximé par :

$$B_x \simeq -0.5n_e l_x \left[\frac{d}{r_0} - \frac{d}{r_1} \right] \quad (15.26)$$

En considérant les valeurs obtenues dans les simulations PIC, nous calculons un champs magnétique $B_x = 0.0038 B_c$ qui est en parfait accord avec la valeur calculée dans la simulation PIC et présentée à la figure 15.7.

Ces résultats confirment qu'il est possible de générer un solénoïde sans fil en irradiant un plasma sous-dense par un faisceau laser possédant un moment angulaire orbital

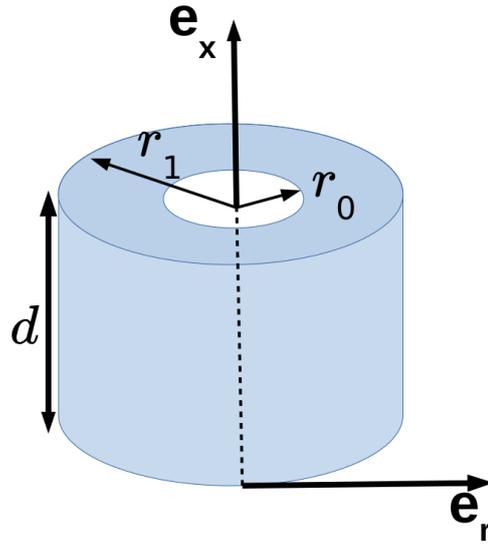


FIGURE 15.6 – Schématisation du cylindre regroupant les électrons de même moment angulaire orbital.

15.2.2 Contrôle du champs magnétique

Nous avons appliqué le développement perturbatif présenté à la section 15.1.1 aux équations du mouvement considérant un faisceau laser de polarisation radiale. Nous ne détaillons pas les calculs ici, ils sont détaillés dans [84]. De la même façon que pour la polarisation linéaire, le terme de premier ordre du moment angulaire des électrons est nul. Quant au second ordre de L_x , il s'écrit :

$$L_x^{(2)}(\tau) = -\alpha l a_0^2 f^2(r_0) \frac{3\tau}{8} \left[1 - \left(\frac{r_0}{w_0} \right)^2 \right] \quad (15.27)$$

où α est le rapport des amplitudes de la composante azimuthale sur la composante radiale. Rappelons que le champs magnétique, calculé à l'équation 15.26, dépend linéairement de L_x . Nous prévoyons donc un champs magnétique entièrement contrôlable par les paramètres laser : durée d'impulsion τ , valeur du OAM l ou encore taille du faisceau laser w_0 .

La figure 15.8 présente des coupes longitudinales du champs magnétique pour un OAM, $l=-1$, (a) et une durée d'impulsion égale à 12 cycles optiques (b). Nous observons clairement que l'orientation du champs magnétique est contrôlée par la valeur du moment angulaire orbital du laser, et que son amplitude augmente lorsque la durée d'impulsion du faisceau laser augmente (à intensité constante).

Il est à noter que l'ensemble des résultats présentés se concentrent sur l'action du faisceau laser avec OAM sur les électrons. Les ions sont peu sensibles au faisceau laser car ils ont une inertie bien plus importante que

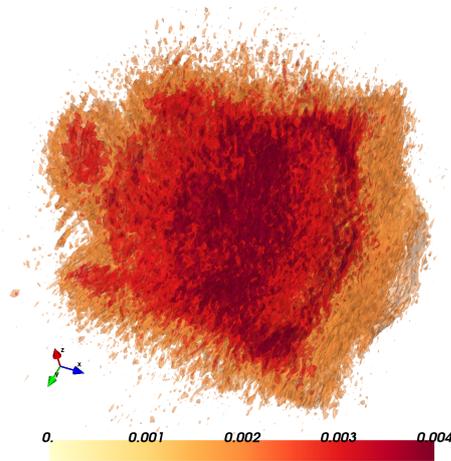


FIGURE 15.7 – Champs magnétique quasi-statique généré lors de l'irradiation d'un plasma par un faisceau laser de polarisation radiale et de moment angulaire orbital, $l=1$.

les électrons. De plus, étant donné la densité faible du plasma considéré, les champs auto-consistants ont une influence faible sur le mouvement des électrons. Lorsque le plasma est de longueur réduite, ils contribuent principalement à réduire le temps d'interaction entre le faisceau laser et les électrons, confinés dans le plasma par le champs de séparation de charge.

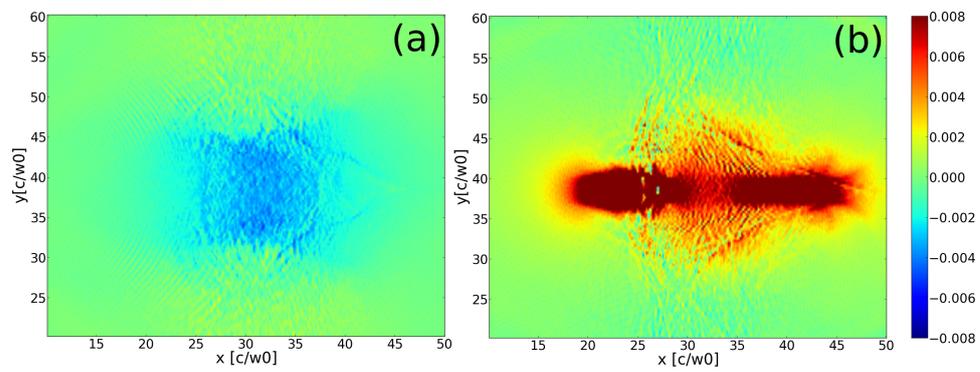


FIGURE 15.8 – Coupe longitudinale du champs magnétique pour $l = -1$ et $\tau = 6T$ (a) et $l = 1$ et $\tau = 12T$ (b).

Chapitre 16

Ondes plasma hélicoïdales

- **“Kinetic plasma waves carrying orbital angular momentum”**, D.R. Blackman, R. Nuter, Ph. Korneev and V.T. Tikhonchuk, *Physical Review E*, 100, 013204 (2019)
- **“Nonlinear Landau damping of plasma waves with orbital angular momentum”** D.R. Blackman, R. Nuter, Ph. Korneev and V.T. Tikhonchuk, *Physical Review E*, 102, 033208 (2020)

Ces études ont été réalisées dans le cadre du contrat post-doctoral de David Blackman, dont j'étais responsable. Elles ont été réalisées en collaboration avec Philipp Korneev et Vladimir Tikhonchuk.

Nous avons vu précédemment que les faisceaux de type Laguerre-Gauss étaient solution de l'équation d'onde dans l'approximation paraxiale, permettant ainsi d'ajouter un degré de liberté supplémentaire aux caractéristiques laser. Mais qu'en est il des ondes plasma ? Peut on imaginer transférer le moment angulaire orbital du faisceau laser vers le plasma, et ainsi construire une onde plasma avec un moment angulaire orbital ? Est ce que ces plasmons sont solution de l'équation de Vlasov, équation théorique modélisant les ondes plasma ?

Cette question a été abordée dans les travaux théoriques de Mendonça *et al.* [92, 93]. Dans un premier temps, ces auteurs ont considéré le modèle fluide pour décrire les ondes plasma [92]. En se plaçant dans l'approximation paraxiale, et en linéarisant les équations, ils ont montré que le potentiel électrostatique de l'onde plasma pouvait comporter un moment angulaire orbital. Pour cela, ils ont établi une analogie entre le modèle hydrodynamique des ondes plasma et l'équation d'onde. Dans ce cas, les lignes de champs ne forment plus des lignes droites parallèles à l'axe de propagation, mais présentent une structure hélicoïdale. Afin de décrire la dynamique cinétique de ces plasmons, Mendonça [93] a résolu, toujours dans le cadre de l'approximation paraxiale, l'équation de Vlasov en développant les solutions sur une base de fonctions de Laguerre-Gauss. Il a ainsi calculé la relation de dispersion du plasma modifié par le moment angulaire orbital, ainsi que le taux d'amortis-

sement Landau. C'est à partir de ces travaux, que nous avons débuté notre analyse. Dans un premier temps, nous avons repris l'analyse théorique développée dans [93] et avons dérivé la solution générale à l'équation de Vlasov. Nous avons utilisé le code PIC OCEAN afin de réaliser une "expérience numérique" et vérifier l'existence de ces plasmons. Nous avons pu confronter les relations de dispersion obtenues théoriquement à celles obtenues numériquement. Puis, nous avons regardé numériquement l'amortissement de Landau qui permet de transférer du moment angulaire orbital des ondes plasma vers les électrons.

16.1 Plasmons hélicoïdaux - Analyse théorique

16.1.1 La fonction de distribution électronique

Nous considérons une onde plasma de faible amplitude générée dans un plasma de densité constante décrit par le potentiel électrostatique Φ et la fonction de distribution électronique f_e . Le potentiel Φ vérifie l'équation de Poisson :

$$\Delta\Phi = \frac{e}{\epsilon_0} \delta n_e \quad (16.1)$$

où e est la charge de l'électron, ϵ_0 est la permittivité électrique du vide et $\delta n_e = \int d\vec{v} \delta f_e$ est la perturbation de la densité électronique. Le potentiel Φ est lié à $\delta f_e = f_e - f_{e0}$ où la fonction Maxwellienne d'équilibre f_{e0} s'écrit :

$$f_{e0}(\vec{r}, \vec{v}, t) = n_{e0} \left(\frac{m_e}{2\pi T_e} \right)^{\frac{3}{2}} e^{-\frac{\epsilon}{T_e}}, \quad (16.2)$$

où n_{e0} est la densité électronique homogène, T_e la température électronique, m_e la masse de l'électron et son énergie est $\epsilon = m_e \vec{v}^2 / 2$.

Les solutions de ces équations sont développées sur une base de fonction Laguerre-Gauss :

$$\Phi(z, r, \theta, t) = \sum_{p,l} \phi_{p,l} F_{p,l}(X) e^{i[-\omega t + kz + l\theta + \varphi_{p,l} + qX]} \quad (16.3)$$

$$\delta f_e(z, r, \theta, \vec{v}, t) = \sum_{p,l} f_{p,l}(\vec{v}) F_{p,l}(X) e^{i[-\omega t + kz + l\theta + \varphi_{p,l} + qX]} \quad (16.4)$$

$$(16.5)$$

où $X = r^2/w_b^2$ avec $w_b(z) = w_{b,0} \sqrt{1 + z^2/z_R^2}$ la taille transverse de l'onde plasma, $w_{b,0}$ la taille de l'onde au point focal, z_R la longueur de Rayleigh. Les fonctions radiales sont définies par $F_{p,l}(X) = \sqrt{\frac{p!}{(|l|+p)!}} X^{|l|/2} L_p^{|l|}(X) e^{-X/2}$ avec $L_p^l(x) = (p!)^{-1} e^x x^{-l} d_x^p (e^{-x} x^{l+p})$ les polynômes de Laguerre généralisés. A noter que les fonctions $F_{p,l}(X)$ forment une base de fonctions orthonormées, $\int_0^\infty dX F_{p,l}(X) F_{p',l}(X) = \delta_{p,p'}$ avec $\delta_{p,p'}$ le symbole de Kronecker.

L'orthogonalité sur les différents moments angulaires l et l' est assurée par le facteur $e^{il\theta}$. Dans les termes de phase, nous retrouvons la phase de Gouy $\varphi_{p,l}$ et $q = \frac{z}{2z_R}$. $\phi_{p,l}$ et $f_{p,l}(\vec{v})$ sont les composantes du potentiel électrostatique et de la perturbation de la densité électronique sur la base des fonctions Laguerre-Gauss. En insérant les équations (16.3) et (16.4) dans l'équation de Poisson [Eq. (16.1)], nous obtenons une relation entre les composantes du potentiel électrostatique et de la perturbation de la densité électronique :

$$\phi_{p,l} = -\frac{e}{\epsilon_0 k^2} \int d\vec{v} f_{p,l}. \quad (16.6)$$

Le régime cinétique conduit à une situation plus compliquée que le modèle fluide. En effet, l'équation de Vlasov couple les différents modes au travers des termes $v_z \frac{\partial}{\partial z}$ et $\vec{v}_\perp \cdot \vec{\nabla}_\perp$. Ainsi, le terme de dérivé axiale s'écrit :

$$e^{-i\varphi_{p,l} - iqX} v_z \partial_z e^{i\varphi_{p,l} + iqX} F(X) = -(2p + |l|) \frac{iv_z}{kw_b^2} F + \frac{iv_z}{2kw_b^2} XF - \frac{v_z}{kw_b^2} XF',$$

où $F' = dF/dX$. Tous les termes présents dans la partie droite de l'équation sont des termes en $1/kw_b$ qui sont négligeables dans l'approximation paraxiale. Ainsi, l'équation cinétique s'écrit :

$$-i(\omega - kv_z) \delta f_e + \vec{v}_\perp \cdot \nabla_\perp \delta f_e = -iekv_z \Phi \partial_\varepsilon f_{e0} - e\vec{v}_\perp \cdot \nabla_\perp \Phi \partial_\varepsilon f_{e0} \quad (16.7)$$

où l'expression $\partial_{\vec{v}} f_{e0} = m_e \vec{v} \partial_\varepsilon f_{e0}$ est utilisée pour la dérivée de la fonction de distribution électronique assumant qu'elle dépend uniquement de l'énergie électronique. La terme de dérivée transverse s'écrit :

$$\begin{aligned} e^{-iqX} \mathbf{v}_\perp \cdot \nabla_\perp e^{il\theta + iqX} F(X) &= e^{-iqX} \left[v_\perp \cos(\theta - \theta_v) \partial_r - \frac{v_\perp}{r} \sin(\theta - \theta_v) \partial_\theta \right] \\ &\quad e^{il\theta + iqX} F(X) \\ &= \frac{v_\perp}{w_b} e^{i(l+1)\theta - i\theta_v} \sqrt{X} F' + \frac{v_\perp}{w_b} e^{i(l-1)\theta + i\theta_v} \sqrt{X} F' - \\ &\quad + iq \frac{v_\perp}{w_b} e^{i(l+1)\theta - i\theta_v} \sqrt{X} F + iq \frac{v_\perp}{w_b} e^{i(l-1)\theta + i\theta_v} \sqrt{X} F - \\ &\quad \frac{l}{2\sqrt{X}} \frac{v_\perp}{w_b} e^{i(l+1)\theta - i\theta_v} F + \frac{l}{2\sqrt{X}} \frac{v_\perp}{w_b} e^{i(l-1)\theta + i\theta_v} F. \end{aligned}$$

avec $v_r = v_\perp \cos(\theta - \theta_v)$ et $v_\theta = -v_\perp \sin(\theta - \theta_v)$ les composantes radiale et azimutale de la vitesse des électrons et θ_v l'angle formé par la vitesse électronique dans le plan transverse. Considérant les propriétés des fonctions de Laguerre, la dérivée de F s'écrit :

$$\sqrt{X} F'_{p,l}(X) = \frac{1}{2} \sqrt{p+1} F_{p+1,l-1}(X) - \frac{1}{2} \sqrt{p} F_{p-1,l+1}(X). \quad (16.8)$$

En multipliant l'équation (16.7) par le facteur $F_{p',l'} \exp(-il'\theta - iqX)$ et en intégrant le résultat sur les coordonnées transverses, nous obtenons un système d'équations pour les coefficients $f_{p,l}$:

$$(\omega - kv_z) f_{p,l} + i \sum_{p',l'} M_{p,l;p',l'} f_{p',l'} = ekv_z \phi_{p,l} \partial_\varepsilon f_{e0} - ie \sum_{p',l'} M_{p,l;p',l'} \phi_{p',l'} \partial_\varepsilon f_{e0}, \quad (16.9)$$

où les éléments de matrice $M_{p,l;p',l'}$ s'écrivent :

$$M_{p,l;p',l'} = \frac{v_\perp}{w_b} \left[e^{-i\theta_v} \delta_{l,l'+1} K_{p,l;p',l'}^- + e^{i\theta_v} \delta_{l,l'-1} K_{p,l;p',l'}^+ \right]. \quad (16.10)$$

Les matrices K^+ and K^- décrivent le couplage des modes de moments orbitaux voisins :

$$K_{p,l;p',l'}^\mp = \frac{\exp[i(\varphi_{p',l'} - \varphi_{p,l})]}{2} \int_0^\infty dX F_{p,l}(X) \left[\sqrt{p'+1} F_{p'+1,l'-1}(X) - \sqrt{p'} F_{p'-1,l'+1}(X) + \frac{iz}{z_R} \sqrt{X} F_{p',l'}(X) \mp \frac{l'}{\sqrt{X}} F_{p',l'}(X) \right]. \quad (16.11)$$

Les principales différences avec les travaux réalisés par Mendonça [93] apparaissent dans l'équation (16.9). Dans [93], l'auteur avait négligé les couplages entre les moments orbitaux et l'opérateur $\vec{v}_\perp \cdot \nabla_\perp$ avait été remplacé par sa valeur moyenne. Cet ensemble d'équations peut être simplifié en développant les éléments de la fonction de distribution électronique sur une série de Fourier relatif aux angles des vitesses :

$$f_{p,l}(\theta_v) = \sum_m f_{p,l}^{(m)} e^{-im\theta_v}.$$

En intégrant l'équation (16.9) sur l'angle de la vitesse azimutale θ_v , nous obtenons une série d'équations pour les moments de la fonction de distribution $f_{p,l}^{(m)}$:

$$\begin{aligned} (\omega - kv_z) f_{p,l}^{(m)} + i \frac{v_\perp}{w_b} \sum_{p'} \left[K_{p,l;p',l-1}^- f_{p',l-1}^{(m-1)} + K_{p,l;p',l+1}^+ f_{p',l+1}^{(m+1)} \right] = \\ ekv_z \phi_{p,l} \delta_{m,0} \partial_\varepsilon f_{e0} - ie \frac{v_\perp}{w_b} \sum_{p'} \left[K_{p,l;p',l-1}^- \phi_{p',l-1} \delta_{m,1} + K_{p,l;p',l+1}^+ \phi_{p',l+1} \delta_{m,-1} \right] \partial_\varepsilon f_{e0}. \end{aligned} \quad (16.12)$$

Avec l'équation (16.6), qui contient la fonction $f_{p,l}^{(0)}$, ce système décrit entièrement les ondes plasma linéaires de moment orbital arbitraire. Les modes LG sont doublement couplés : entre les moments orbitaux voisins l et entre les nombres radiaux p au premier ordre du paramètre paraxial $\frac{1}{kw_b}$.

16.1.2 La relation de dispersion plasma

Nous considérons le système d'équations (16.6) et (16.12) pour évaluer la relation de dispersion plasma. Se plaçant dans l'approximation paraxiale, nous négligeons les harmoniques d'ordre élevées $f_{p,l}^{(m)}$ pour $|m| > 1$. La première harmonique s'écrit :

$$(\omega - kv_z) f_{p,l}^{(\pm 1)} = -i \frac{v_\perp}{w_b} \sum_{p'} K_{p,l;p',l\mp 1}^\mp \left(f_{p',l\mp 1}^{(0)} + e\phi_{p',l\mp 1} \partial_\varepsilon f_{e0} \right). \quad (16.13)$$

En injectant l'équation (16.13) dans l'équation cinétique (16.12), nous obtenons la composante $f_{p,l}^{(0)}$:

$$f_{p,l}^{(0)} = e \frac{kv_z}{\omega - kv_z} \phi_{p,l} \partial_\varepsilon f_{e0} - \frac{v_\perp^2}{w_b^2} \frac{1}{(\omega - kv_z)^2} \sum_{p'} Q_{p,p'}^{(l)} \left(f_{p',l}^{(0)} + e\phi_{p',l} \partial_\varepsilon f_{e0} \right), \quad (16.14)$$

où le coefficient couplant les modes est :

$$Q_{p,p'}^{(l)} = \sum_{p'' \geq 0} \left[K_{p,l;p'',l-1}^- K_{p'',l-1;p',l}^+ + K_{p,l;p'',l+1}^+ K_{p'',l+1;p',l}^- \right]. \quad (16.15)$$

Le second terme de l'équation (16.15) contient le terme dominant avec $p = p'$. Tous les autres termes avec $p' \neq p$ sont de second ordre, et ainsi négligés. Cela donne pour l'expression de $f_{p,l}^{(0)}$:

$$f_{p,l}^{(0)} = \left[-1 + \frac{\omega(\omega - kv_z)}{(\omega - kv_z)^2 + Q_{p,p}^{(l)} v_\perp^2 / w_b^2} \right] e\phi_{p,l} \partial_\varepsilon f_{e0}. \quad (16.16)$$

Nous notons dans cette expression de $f_{p,l}^{(0)}$ la présence du terme $Q_{p,p}^{(l)} v_\perp^2 / w_b^2$ au dénominateur qui déplace la condition de résonance $\omega = kv_z$, obtenue habituellement dans les ondes plasma, à $\omega = kv_z \pm \sqrt{Q_{p,p}^{(l)} v_\perp^2 / w_b^2}$ pour les ondes plasma hélicoïdales.

En intégrant cette expression de $f_{p,l}^{(0)}$ dans l'équation (16.12), nous obtenons l'équation de dispersion pour une onde plasma hélicoïdale :

$$\epsilon(\omega, k) = 1 + \frac{e^2}{\epsilon_0 k^2} \int d\mathbf{v} \left[-1 + \frac{\omega(\omega - kv_z)}{(\omega - kv_z)^2 + Q_{p,p}^{(l)} v_\perp^2 / w_b^2} \right] \partial_\varepsilon f_{e0} = 0. \quad (16.17)$$

Sans détailler la procédure standard considérée pour obtenir une solution à l'équation (16.17), nous obtenons dans la limite $\omega \gg kv_{th}$, où v_{th} est la vitesse thermique électronique, la relation de dispersion du plasma :

$$\omega^2 = \omega_{pe}^2 \left(1 + 3k^2 \lambda_{De}^2 - 2Q_{p,p}^{(l)} / k^2 w_b^2 \right). \quad (16.18)$$

où $\omega_{pe} = \sqrt{e^2 n_{e0} / m_e \epsilon_0}$ est la fréquence plasma et $\lambda_{De} = v_{te} / \omega_{pe}$ est la longueur de Debye. Le dernier terme entre paranthèses provient de la composante transverse de l'onde plasma où nous pouvons montrer que $Q_{p,p'}^{(l)} = -\left(1 + \frac{z^2}{z_R^2}\right) \left(p + \frac{|l|+1}{2}\right)$ est négatif. Ainsi, nous comprenons que l'ajout d'un moment angulaire à l'onde plasma et d'une extension radiale limitée de l'onde plasma conduit à augmenter la dispersion.

En considérant les résidus dans les termes de résonance de l'équation (16.17), nous obtenons le terme d'amortissement. La résonance de Landau, égale à $v_z = \omega/k$ dans le cas d'une onde plane, se scinde en deux résonances $v_z^\pm = \omega/k \pm (v_\perp / k w_b) \sqrt{-Q_{p,p}^{(l)}}$. En considérant les résidus de ces deux résonances, nous obtenons pour la partie imaginaire de la permittivité diélectrique :

$$\text{Im}[\epsilon(\omega, k)] = \sqrt{\frac{\pi}{2}} \frac{\omega_{pe}^2 \omega}{k^3 \lambda_{De}^3} \exp\left(-\frac{\omega^2}{2k^2 v_{th}^2}\right) R\left(\frac{2\omega}{k^2 v_{th} w_b} \sqrt{-Q_{p,p}^{(l)}}\right). \quad (16.19)$$

Ici la fonction $R(\xi) = \int_0^\infty du u \exp(-u^2/2) \cosh(u\xi)$ tient compte de la contribution due au moment angulaire orbital. En calculant explicitement les éléments de matrice K présents dans le coefficient $Q_{p,p}^l$, nous obtenons les relations de dispersion finales :

$$\omega^2 = \omega_{pe}^2 \left(1 + 3k^2 \lambda_{De}^2 + \frac{2p + |l| + 1}{k^2 w_b^2}\right) \quad (16.20)$$

$$\frac{\text{Im}\omega}{\omega} = -\sqrt{\frac{\pi}{8}} \frac{1}{k^3 \lambda_{De}^3} e^{-\frac{\omega^2}{2k^2 v_{th}^2}} \times R\left(\frac{\sqrt{p + (|l| + 1)/2}}{k^2 \lambda_{De} w_b}\right) \quad (16.21)$$

La figure 16.1 représente la relation de dispersion plasma ainsi que le taux d'amortissement Landau pour différentes valeurs de taille transverse de l'onde plasma. La courbe noire correspond au cas de l'onde plane, cas observé habituellement. Nous notons que l'ajout de moment angulaire orbital à l'onde plasma contribue à déplacer la résonance de l'onde vers des fréquences plus élevées. Plus la taille transverse de l'onde plasma est réduite, plus ce déplacement est important. Quant au taux d'amortissement de l'onde, son amplitude tend à croître alors que la taille transverse de l'onde augmente.

16.2 Plasmons hélicoïdaux - Simulations numériques

Afin de tester ces développements analytiques, nous utilisons le code PIC OCEAN en géométrie 3D pour réaliser une "expérience numérique" modélisant les ondes plasma avec moment angulaire orbital [85]. La simulation modélise un plasma composé de protons et d'électrons dans un boîtier numérique composée de $1200 \times 1200 \times 160$ mailles cubiques de dimension égale à la longueur de Debye. Afin de réduire le bruit numérique, 100 macro-particules par maille sont considérées.

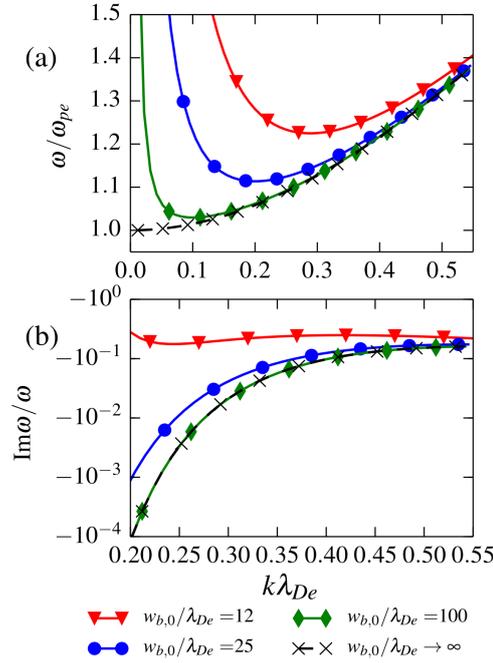


FIGURE 16.1 – Dispersion (a) et amortissement (b) d’une onde plasma calculés à partir des équations (16.20) et (16.21) pour différentes valeurs de taille transverse de l’onde plasma $w_{b,0}$. $p=0$, $l=2$

16.2.1 Champs électriques

Nous choisissons de modéliser une onde plasma caractérisée par $p = 0$ et $l = 2$, si bien que le potentiel électrostatique est modélisé par $\Phi(z, r, \theta) = F_{0,2}(X) \cos(kz - \omega t + 2\theta)$. Les champs électrostatiques associés sont :

$$E_z(r, \theta, z) = E_0 F_{0,2}(X) \sin(kz - \omega t + 2\theta), \quad (16.22)$$

$$E_\theta(r, \theta, z) = \frac{lE_0}{kw_b} X^{-1/2} F_{0,2}(X) \sin(kz - \omega t + 2\theta), \quad (16.23)$$

$$E_r(r, \theta, z) = -2 \frac{E_0}{kw_b} X^{1/2} F'_{0,2}(X) \cos(kz - \omega t + 2\theta), \quad (16.24)$$

où $E_0 = k\phi_{0,2}$ est l’amplitude du champs électrique axial. A noter que le champs électrique axial domine ; les champs électriques transverses sont plus petits d’un facteur $1/kw_b \ll 1$. La composante radiale du champs est déphasée par rapport aux composantes longitudinales et azimutales.

L’onde plasma avec OAM est simulée en imposant une perturbation du champs électrique vérifiant les expressions analytiques précédentes. Cette perturbation est imposée à toute la boîte et croît sur 10 périodes plasma. Au delà de ces 10 périodes plasma, le système évolue librement.

La figure 16.2 représente la fluctuation de densité $\delta n_e/n_{e,0}$ (a,b), les composante azimutale (c,d) et radiale (e,f) du champs électrique 16 périodes plasma après le début du mouvement libre du plasma. La courbe transverse de la fluctuation de densité électronique présente 4 lobes, deux à deux de signes opposés. Ceci est en parfait accord avec le terme $F_{0,2} \cos(kz - \omega t + 2\theta)$. La figure 16.2(b) correspond aux valeurs de la fluctuation de densité électronique extraites le long de la ligne pointillée de la figure 16.2(a). Un excellent accord est observé entre les résultats numériques (courbe verte) et les prévisions théoriques (courbe noire). Alors que les ondes plasma sont habituellement caractérisées par des champs électriques transverses nuls, nous observons sur les figures 16.2(c,e) que ces champs sont non nuls pour les ondes plasma avec OAM. La comparaison numérique/théorique faite aux figures 16.2(d,f) confirme que ces champs transverses proviennent de la présence du moment angulaire orbital de l'onde plasma.

Ainsi, nous pouvons affirmer qu'il est possible d'ajouter un moment angulaire orbital aux ondes plasmas. La comparaison théorie/numérique confirme l'existence de tels plasmons. La particularité de ces ondes est que les champs électriques transverses associés ne sont pas nuls.

16.2.2 Ondes plasma

La figure 16.3 compare le diagramme de phase (v_z, z) pour une onde plasma de type gaussienne à celle comportant un moment angulaire orbital $l = 2$.

Elle reproduit fidèlement l'oscillation électronique autour de leur position d'équilibre, semblable à un oscillateur harmonique. Ce mouvement pendulaire se retrouve dans le cas des ondes plasma avec moment angulaire orbital à condition de déconvoluer le mouvement azimutal, et donc d'effectuer le changement de variable $z \rightarrow z + l\theta/k$. Nous comprenons que les électrons continuent d'osciller longitudinalement autour des ions, et que cette oscillation est inhomogène dans le plan transverse.

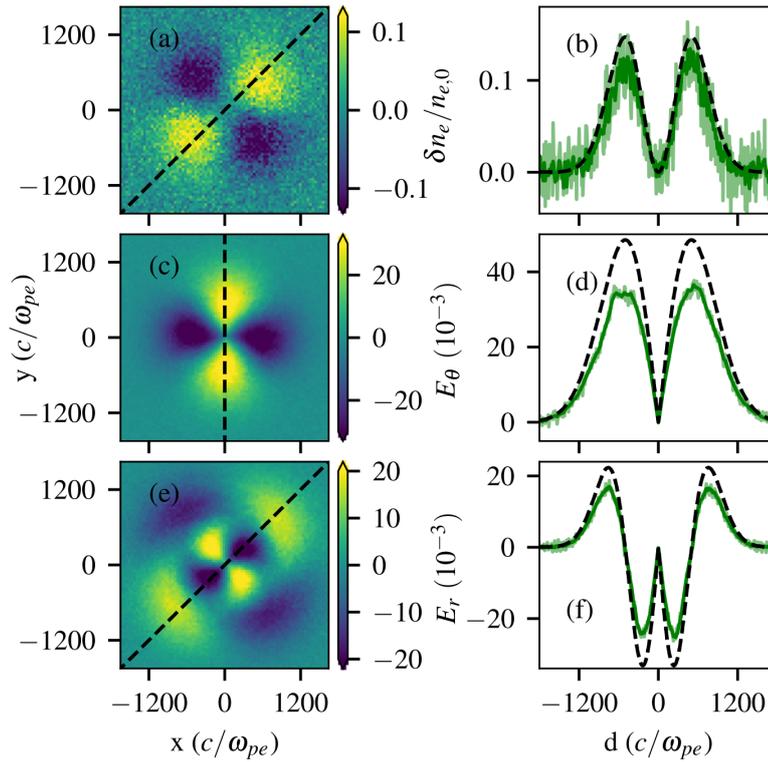


FIGURE 16.2 – Résultats numériques obtenus 16 périodes plasma après le début de l'évolution libre du plasma. (a,b) représente la fluctuation de densité électronique $\delta n_e/n_{e,0}$, (c,d) la composante azimutale du champ électrique, (e,f) la composante radiale du champ électrique. (a,c,e) représente les profils dans le plan transverse, des coupes linéaires marquées par les lignes discontinues noires en (a,c,e) sont respectivement représentées en (b,d,f) avec la courbe verte où la courbe noire représente les valeurs théoriques.

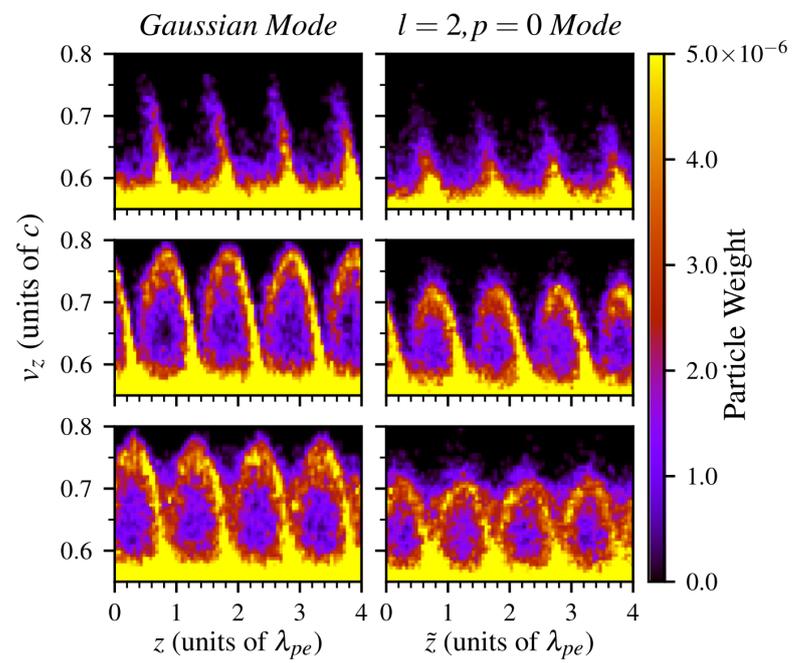


FIGURE 16.3 – Diagramme de phase v_z versus z pour différents temps pour une onde plasma gaussienne (gauche) et une onde plasma avec OAM $l = 2$. Dans ce dernier cas, $\bar{z} = z + l\theta/k$.

Bilan

Ce manuscrit réunit les principales études scientifiques que j'ai réalisées durant ces 16 dernières années. Initialement formée au domaine de l'interaction laser atome et laser molécule au travers de la physique quantique et moléculaire, mon parcours professionnel m'a amenée vers une réponse plus macroscopique de la matière à l'irradiation laser, à savoir l'interaction laser plasma. C'est ainsi que j'ai réalisé des études numériques sur la propagation nonlinéaire d'impulsions femtosecondes dans les milieux optiquement transparents ou encore l'accélération d'ions par laser. Ces deux thématiques avaient pour point commun, le besoin de mieux décrire les processus de photo-ionisation afin d'apporter une description plus précise de la génération de plasma. Pour ce faire, je me suis attachée à comprendre et maîtriser les différentes théories décrivant l'ionisation de l'atome par un faisceau laser. Puis, j'ai identifié les particularités de chacune d'entre elles et j'ai finalement choisi la théorie dite de PPT qui est plus à même de décrire la photo-ionisation d'atomes complexes. Une comparaison entre les mesures expérimentales de la propagation d'impulsions femtosecondes dans l'air et les simulations numériques a montré que cette théorie participait à un bon accord. La description de la photo-ionisation dans les codes PIC a, quant à elle, nécessité un développement analytique plus important. En effet, il a tout d'abord fallu adapté la théorie ADK aux champs quasi-statiques. Puis, un important développement analytique basé sur la théorie de Monte-Carlo a été nécessaire afin de modéliser les ionisations multiples sans contrainte numérique sur les pas temporels choisis. Ces travaux ont constitué un apport notable à ces thématiques. En effet, les modèles numériques de photo-ionisation sont à ce jour encore utilisés pour la propagation nonlinéaire d'impulsions femtosecondes et pour la description de la photo-ionisation dans les codes PIC (CALDER, SMILEI, OCEAN).

L'ensemble de ces travaux repose sur la réalisation de simulations numériques modélisant l'interaction plasma, que ce soit pour propager les impulsions femtosecondes dans l'air, accélérer les ions par irradiation de plasma ou encore étudier l'interaction de la matière avec des lasers comportant un moment angulaire orbital. Toutes ces études nécessitaient donc l'utilisation de codes numériques massivement parallélisés. J'ai ainsi participé au développement de quelques codes, mais surtout j'ai entièrement écrit le code Particle In Cell OCEAN, code qui modélise l'interaction laser plasma en régime cinétique. Ce code décrit l'interaction laser plasma en géométrie 1D, 2D et 3D, au travers d'outils modernes comme l'écriture des entrées et sorties dans des fichiers au format hdf5, la parallélisation avec le langage MPI, et le post-traitement des données avec des modules écrits dans le langage libre Python. Le choix de ne pas utiliser de produits commerciaux m'a permis de porter mes codes sur l'ensemble des clusters de calcul géré par GENCI ou par PRACE. Ainsi, l'upgrade de machines ou le portage sur de nouveaux centres de calcul n'a jamais constitué de freins à mes travaux. Mais surtout, le développement de mes propres codes de simulation m'a permis de former

rapidement les étudiants en master ou en thèse, et d'équiper le CELIA de codes numériques sans aucune contrainte de licence ou de financement.

Les compétences scientifiques et numériques acquises durant ces études m'ont naturellement conduit vers le développement d'un autre code massivement parallélisé, le code Maxwell Fluide ARCTIC. Lors du co-encadrement de la thèse d'Illia Thiele sur la génération de rayonnement TeraHertz, les études numériques réalisées avec le code PIC OCEAN ont montré que l'aspect cinétique de l'interaction laser-plasma n'avait, dans ce cas d'étude, que peu d'influence. Une description fluide du plasma généré lors de l'irradiation d'un jet de gaz par un faisceau laser fortement focalisé était suffisante pour modéliser les processus physiques mis en jeu. Il m'est alors apparu évident de développer ce code ARCTIC afin de rendre les simulations numériques moins coûteuses en heure CPU, et ainsi accroître leur nombre. De plus, ce code est aussi intéressant pour étudier l'interaction entre un faisceau laser et un diélectrique, études portées par Benoit Chimier au sein du groupe IFCIA.

Alors que les études réalisées sur la propagation nonlinéaire d'impulsions femtosecondes, l'accélération d'ions par laser ou encore l'amplification laser par diffusion Raman ont été menées dans le cadre de projet bien établi par les équipes de recherche accueillantes, l'interaction laser plasma avec OAM est le fruit d'un travail imaginatif personnel réalisé en forte collaboration avec le professeur associé du MEPHI, Philipp Korneev et le professeur Emerite, Vladimir Tikhonchuk. Cette étude est née de la volonté de Philipp Korneev de générer des champs magnétiques par rotation des électrons irradiés par laser et de notre capacité à fournir les outils numériques nécessaires à ces études. Comme bien souvent en physique, les premières intuitions se sont révélées infructueuses, et c'est en combinant simulations numériques, analyse théorique et échanges permanents sur le sujet que nous sommes parvenus à démontrer numériquement la possibilité de générer un "solénoïde sans fil". Ce domaine d'étude est encore vaste, et bien d'autres questions restent ouvertes : est-ce que le moment angulaire orbital permet de rendre plus efficace l'accélération d'ions par laser ? Lorsque le faisceau laser de type LG diffuse sur une onde plasma, qui de l'onde plasma ou l'onde diffusée gagne le moment angulaire orbital ?

L'ajout de ce nouveau degré de liberté, le moment angulaire orbital, aux faisceaux laser de forte intensité ouvre un nouveau régime d'interaction laser plasma. En effet, deux caractéristiques importantes du faisceau laser sont modifiées : la distribution spatiale de l'énergie laser et la propagation du vecteur de Poynting. La première modifie fortement l'interaction laser plasma dans le sens où l'intensité laser n'est plus maximale au centre du faisceau, mais nulle. Nous comprenons rapidement que la force pondéromotrice transverse, qui jusque là avait une action répulsive sur les électrons, tend à confiner les électrons vers le centre du faisceau laser. Cette distribution spatiale de type "donut" joue donc le rôle de lentille convergence sur les électrons. De plus, la précession effectuée par le vecteur de Poynting autour de l'axe de propaga-

tion transférée en partie aux électrons leur permet d'acquérir un mouvement rotationnel, fort intéressant pour la génération de champs magnéto-statique. Tout l'enjeu des études revient à optimiser ce processus de transfert afin de générer les champs magnétiques les plus intenses. Mais une première étape, et non des moindres, serait de voir les premières mesures expérimentales relatives à l'interaction laser plasma en régime de forte intensité avec un faisceau laser comportant un moment angulaire orbital.

Annexe A

La théorie de Keldysh

Nous détaillons dans cette annexe les étapes de calcul permettant l'obtention du taux d'ionisation de la théorie de Keldysh [14]. Le taux d'ionisation W est :

$$W = \lim_{T \rightarrow \infty} \int \frac{d\vec{p}}{(2\pi\hbar)^3} \frac{d}{dT} [P_{|g\rangle \rightarrow |\vec{p}\rangle}(T)], \quad (\text{A.1})$$

avec :

$$P_{|g\rangle \rightarrow |\vec{p}\rangle}(T) = \frac{1}{\hbar^2} \left| \int_0^T dt \left\langle \Psi_{\vec{p}}(\vec{r}, t) \left| \vec{d} \cdot \vec{E}(t) \right| \Psi_g(\vec{r}, t) \right\rangle \right|^2, \quad (\text{A.2})$$

où :

- Le moment dipolaire électronique est $\vec{d} = -e\vec{r}$.
- L'état fondamental de l'atome hydrogénoïde, dont l'énergie propre est E_g , est défini par la fonction suivante :

$$\Psi_g(\vec{r}, t) = \frac{1}{\sqrt{\pi a^3}} e^{-\frac{r}{a}} e^{-\frac{i}{\hbar} E_g t} \quad (\text{A.3})$$

avec $a = \frac{a_0}{Z}$ (a_0 est le rayon de Bohr de l'atome d'hydrogène).

- Les états du continu décrivant les électrons ionisés d'impulsion $|\vec{p}\rangle$ sont représentés par les fonctions de Volkov, qui décrivent l'oscillation de l'électron dans le champ laser, mais ne tiennent pas compte de l'influence du potentiel coulombien sur cet électron :

$$\Psi_{\vec{p}}(\vec{r}, t) = e^{\frac{i}{\hbar} [(\vec{p} - e\vec{A}(t)) \cdot \vec{r} - \frac{1}{2m} \int_0^t dt' [\vec{p} - e\vec{A}(t')]^2]}. \quad (\text{A.4})$$

Nous insérons les expressions des fonctions atomiques (A.3) et (A.4) et du moment dipolaire dans l'élément de matrice d'interaction :

$$\begin{aligned} \left\langle \Psi_{\vec{p}}(\vec{r}, t) \left| \vec{d} \cdot \vec{E}(t) \right| \Psi_g(\vec{r}, t) \right\rangle = \\ e^{-\frac{i}{\hbar} E_g t} \int_{\vec{r}} d\vec{r} e^{-\frac{i}{\hbar} [(\vec{p} - e\vec{A}(t)) \cdot \vec{r} - \frac{1}{2m} \int_0^t dt' [\vec{p} - e\vec{A}(t')]^2]} \cdot \vec{r} \cdot \vec{E}(t) \frac{1}{\sqrt{\pi a^3}} e^{-\frac{r}{a}}. \end{aligned} \quad (\text{A.5})$$

Puis après intégration sur l'élément de volume $d\vec{r}$, le terme d'interaction dipolaire s'écrit :

$$\int_0^T dt \left\langle \Psi_{\vec{p}}(\vec{r}, t) \left| \vec{d} \cdot \vec{E}(t) \right| \Psi_g(\vec{r}, t) \right\rangle = - \int_0^T dt \cos(\omega t) \times e^{\frac{i}{\hbar} \left[I_s t + \frac{1}{2m} \int_0^t dt' [\vec{p} + \frac{e}{\omega} \vec{E} \sin(\omega t')]^2 \right]} \times V_0 \left(\vec{p} + \frac{e}{\omega} \vec{E} \sin(\omega t) \right), \quad (\text{A.6})$$

où

$$I_s = -Eg, \\ V_0(\vec{p}) = 8ie \sqrt{\pi a_0^3 \hbar} \vec{E} \cdot \vec{\nabla}_{\vec{p}} \left[\frac{1}{\left(1 + \frac{a^2 p^2}{\hbar^2}\right)^2} \right].$$

Afin de simplifier l'expression du taux d'ionisation, il est utile de définir la fonction suivante :

$$L(\vec{p}, t) = V_0 \left(\vec{p} + \frac{e}{\omega} \vec{E} \sin(\omega t) \right) \times e^{\frac{i}{\hbar} \left[I_s t + \frac{1}{2m} \int_0^t dt' [\vec{p} + \frac{e}{\omega} \vec{E} \sin(\omega t')]^2 \right]}, \quad (\text{A.7})$$

ce qui nous permet d'écrire :

$$W = \frac{2}{\hbar^2} \lim_{T \rightarrow \infty} \text{Re} \left[\int \frac{d\vec{p}}{(2\pi\hbar)^3} \int_0^T dt \cos(\omega T) \cos(\omega t) L(\vec{p}, t) L^*(\vec{p}, T) \right]. \quad (\text{A.8})$$

Le calcul de l'intégrale sur le temps présente dans l'équation (A.7) donne :

$$I_s t + \frac{1}{2m} \int_0^t dt' [\vec{p} + \frac{e}{\omega} \vec{E} \sin(\omega t')]^2 = \left[I_s + \frac{p^2}{2m} + \frac{e^2 E^2}{4m\omega^2} \right] t - \frac{e^2 E^2}{8m\omega^3} \sin(2\omega t) + \frac{e}{m\omega^2} \vec{p} \cdot \vec{E} - \frac{e}{m\omega^2} \vec{p} \cdot \vec{E} \cos(\omega t), \quad (\text{A.9})$$

conduisant à la formulation suivante :

$$L(\vec{p}, t) = V_0 \left(\vec{p} + \frac{e}{\omega} \vec{E} \sin(\omega t) \right) \cdot e^{\frac{i}{\hbar} \left[I_s + \frac{p^2}{2m} + \frac{e^2 E^2}{4m\omega^2} \right] t} \times e^{\frac{i}{\hbar} \left[-\frac{e^2 E^2}{8m\omega^3} \sin(2\omega t) + \frac{e}{m\omega^2} \vec{p} \cdot \vec{E} - \frac{e}{m\omega^2} \vec{p} \cdot \vec{E} \cos(\omega t) \right]}. \quad (\text{A.10})$$

La fonction $L(\vec{p}, t)$ est une fonction périodique, de période $T = \frac{2\pi}{\omega}$. Elle se décompose en série de Fourier sous la forme :

$$L(\vec{p}, t) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} g_n(\vec{p}) e^{\frac{i}{\hbar} [I_s + \frac{p^2}{2m} + \frac{e^2 E^2}{4m\omega^2} - n\hbar\omega] t}, \quad (\text{A.11})$$

$$g_n(\vec{p}) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\pi}^{\pi} dx V_0\left(\vec{p} + \frac{e}{\omega} \vec{E} \sin(x)\right) \times e^{-\frac{i}{\hbar\omega} \left[\frac{e^2 E^2}{8m\omega^2} \sin(2x) - \frac{e}{m\omega} \vec{p} \vec{E} + \frac{e}{m\omega} \vec{p} \vec{E} \cos(x) - n\hbar\omega x \right]}. \quad (\text{A.12})$$

En insérant ces développements en série de Fourier dans l'expression du taux d'ionisation, nous obtenons :

$$W = \frac{1}{\hbar^2} \lim_{T \rightarrow \infty} \text{Re} \left[\int \frac{d\vec{p}}{(2\pi\hbar)^3} \sum_{n=-\infty}^{+\infty} e^{-\frac{i}{\hbar} \left[I_s + \frac{p^2}{2m} + \frac{e^2 E^2}{4m\omega^2} - n\hbar\omega \right] T} [g_{n+1}(\vec{p}) + g_{n-1}(\vec{p})]^* \int_0^T dt \frac{1}{2} \sum_{n'=-\infty}^{+\infty} e^{\frac{i}{\hbar} \left[I_s + \frac{p^2}{2m} + \frac{e^2 E^2}{4m\omega^2} - n'\hbar\omega \right] t} \cdot [g_{n'+1}(\vec{p}) + g_{n'-1}(\vec{p})] \right]. \quad (\text{A.13})$$

Après avoir calculé l'intégrale en temps, on ne retient que les produits des termes diagonaux dans les sommes infinies. En effet, les termes croisés ($n \neq n'$), oscillant rapidement, s'annulent entre eux. Le taux d'ionisation s'écrit alors :

$$W = \frac{2\pi}{\hbar} \int \frac{d\vec{p}}{(2\pi\hbar)^3} \sum_{n=-\infty}^{+\infty} \frac{1}{4} |g_{n+1}(\vec{p}) + g_{n-1}(\vec{p})|^2 \delta \left[I_s + \frac{p^2}{2m} + \frac{e^2 E^2}{4m\omega^2} - n\hbar\omega \right], \quad (\text{A.14})$$

et se réduit sous la forme :

$$W = \frac{2\pi}{\hbar} \int \frac{d\vec{p}}{(2\pi\hbar)^3} |L(\vec{p})|^2 \sum_{n=-\infty}^{+\infty} \delta \left[I_s + \frac{p^2}{2m} + \frac{e^2 E^2}{4m\omega^2} - n\hbar\omega \right], \quad (\text{A.15})$$

où

$$L(\vec{p}) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\pi}^{\pi} dx \cos(x) e V_0\left(\vec{p} + \frac{e}{\omega} \vec{E} \sin(x)\right) e^{\frac{i}{\hbar\omega} \frac{e}{m\omega} \vec{p} \vec{E}}. \quad (\text{A.16})$$

Nous nous proposons alors de calculer $L(\vec{p})$:

$$L(\vec{p}) = -16ie \frac{\sqrt{\pi a^7}}{\hbar\pi} I_0^3 \int_{-1}^1 du \frac{\vec{E} \cdot [\vec{p} + \frac{e}{\omega} \vec{E} u]}{\left[I_0 + \frac{1}{2m} (\vec{p} + \frac{e}{\omega} \vec{E} u)^2 \right]^3} \times e^{\frac{i}{\hbar\omega} \int_0^u \frac{dv}{\sqrt{1-v^2}} \left[I_s + \frac{1}{2m} (\vec{p} + \frac{e}{\omega} \vec{E} v)^2 \right]}. \quad (\text{A.17})$$

Cette fonction possède deux singularités définies par l'équation suivante :

$$I_s + \frac{1}{2m} \left(\vec{p} + \frac{e}{\omega} \vec{E} u_s \right)^2 = 0. \quad (\text{A.18})$$

Nous considérons les électrons ionisés quittant l'atome avec une énergie cinétique faible ($\frac{p^2}{2m} \ll I_s$). Ainsi, nous ne retiendrons que les termes allant à l'ordre 2 en puissance de p . Les singularités sont alors :

$$u_s^\pm = i\gamma \left[\pm 1 + i \frac{p \cos(\theta)}{\sqrt{2mI_s}} \pm p^2 \frac{\sin^2(\theta)}{2mI_s} \right], \quad (\text{A.19})$$

où θ est l'angle entre le vecteur impulsion \vec{p} et la polarisation du champ électrique \vec{E} .

Définissons maintenant la fonction suivante :

$$j(u) = \int_0^u \frac{dv}{\sqrt{1-v^2}} \left[I_s + \frac{1}{2m} \left(\vec{p} + \frac{e}{\omega} \vec{E}v \right)^2 \right], \quad (\text{A.20})$$

qui a pour dérivées première et seconde :

$$j'(u) = \frac{1}{\sqrt{1-u^2}} \left[I_s + \frac{1}{2m} \left(\vec{p} + \frac{e}{\omega} \vec{E}u \right)^2 \right], \quad (\text{A.21})$$

$$j''(u) = \frac{\frac{\sqrt{1-u^2}}{m} \frac{e\vec{E}}{\omega} \left(\vec{p} + \frac{e}{\omega} \vec{E}u \right) + \left[I_s + \frac{1}{2m} \left(\vec{p} + \frac{e}{\omega} \vec{E}u \right)^2 \right] \frac{u}{\sqrt{1-u^2}}}{1-u^2}. \quad (\text{A.22})$$

Par un développement de Taylor de ces fonctions autour des singularités, nous obtenons :

$$\left[I_s + \frac{1}{2m} \left(\vec{p} + \frac{e}{\omega} \vec{E}v \right)^2 \right] = \sqrt{1-u^2} [u - u_s] j''(u_s) \quad (\text{A.23})$$

$$j(u) = j(u_s) + \frac{1}{2} (u - u_s)^2 j''(u_s), \quad (\text{A.24})$$

ce qui conduit à

$$L(\vec{p}) = -16ie \frac{\sqrt{\pi a_0^7}}{\hbar\pi} I_0^3 \int_{-1}^1 du \frac{\vec{E} \cdot \left[\vec{p} + \frac{e}{\omega} \vec{E}u \right]}{(1-u^2)^{\frac{3}{2}} (u - u_s)^3 (j''(u_s))^3} \times e^{\frac{i}{\hbar\omega} [j(u_s) + \frac{1}{2} (u - u_s)^2 j''(u_s)]}. \quad (\text{A.25})$$

Pour calculer l'intégrale avec les pôles u_s^\pm , nous utilisons la méthode des résidus. Celle-ci permet de calculer l'intégrale d'une fonction $f(x)$ sur un contour fermé Ω contenant k singularités a_ν de la manière suivante :

$$\int_{\Omega} f(x) dx = 2i\pi \sum_{\nu=1}^k \text{Res}[f(z), a_\nu]. \quad (\text{A.26})$$

Il est à noter, à ce stade du développement analytique, qu'une différence avec le calcul originel de Keldysh, que nous noterons ultérieurement, provient de l'expression du théorème des résidus. En effet, il semblerait que Keldysh ait considéré un facteur $i\pi$ dans cette dernière équation, au lieu de $2i\pi$.

Les contributions des singularités à la fonction $L(\vec{p})$ sont alors :

$$L(\vec{p}) = \frac{4\hbar\omega I_0 \sqrt{\pi a_0}}{eE} \frac{1}{\sqrt{1+\gamma^2}} e^{\frac{i}{\hbar\omega} j(u_s)} \quad (\text{A.27})$$

où le développement de $j(u_s)$ se fait aussi à l'ordre 2 en p :

$$j(u_s) = i\tilde{I}_s \left[\sinh^{-1}(\gamma) - \frac{\gamma\sqrt{1+\gamma^2}}{1+2\gamma^2} \right] - \frac{eE}{m\omega} \cos(\theta) \left[\sqrt{1+\gamma^2} - 1 \right] p + \frac{i}{2m} \left[\sinh^{-1}(\gamma) - \frac{\gamma \cos^2(\theta)}{\sqrt{1+\gamma^2}} \right] p^2. \quad (\text{A.28})$$

Ici, la quantité \tilde{I}_s est définie par :

$$\tilde{I}_s = I_s + \frac{e^2 E^2}{4m\omega^2}. \quad (\text{A.29})$$

Enfin, par insertion de $|L(\vec{p})|^2$ dans l'expression (A.15) du taux d'ionisation, nous obtenons :

$$W = \frac{2}{m^2 a_0} \frac{\gamma^2}{1+\gamma^2} e^{-\frac{2\tilde{I}_0}{\hbar\omega} [\sinh^{-1}(\gamma) - \frac{\gamma\sqrt{1+\gamma^2}}{1+2\gamma^2}]} \times \int_0^{+\infty} p^2 \sum_{n=-\infty}^{+\infty} \delta\left[\frac{p^2}{2m} + \tilde{I}_s - n\hbar\omega\right] dp \times \int_0^\pi \sin(\theta) e^{-\frac{1}{m\hbar\omega} [\sinh^{-1}(\gamma) - \frac{\gamma \cos^2(\theta)}{\sqrt{1+\gamma^2}}] p^2} d\theta. \quad (\text{A.30})$$

Après intégration sur p et θ , le taux d'ionisation d'un atome hydrogénoïde en interaction avec un champ laser intense s'écrit :

$$W = 4\sqrt{\frac{2I_s\omega}{\hbar}} \left[\frac{\gamma}{\sqrt{1+\gamma^2}} \right]^{\frac{3}{2}} e^{-\frac{2\tilde{I}_s}{\hbar\omega} [\sinh^{-1}(\gamma) - \frac{\gamma\sqrt{1+\gamma^2}}{1+2\gamma^2}]} S\left(\gamma, \frac{\tilde{I}_s}{\hbar\omega}\right), \quad (\text{A.31})$$

où la fonction $S(\gamma, x)$ est définie par :

$$S(\gamma, x) = \sum_{n=0}^{+\infty} e^{-2[\sinh^{-1}(\gamma) - \frac{\gamma}{\sqrt{1+\gamma^2}}][\langle x+1 \rangle - x+n]} \times \int_0^{\sqrt{\frac{2\gamma}{\sqrt{1+\gamma^2}}[\langle x+1 \rangle - x+n]}} e^{y^2 - \frac{2\gamma}{\sqrt{1+\gamma^2}}[\langle x+1 \rangle - x+n]} dy. \quad (\text{A.32})$$

Les expressions (A.31) et (A.32) conduisent à un taux d'ionisation identique à celui présenté par Mishima et al. en référence [94]. En revanche, nous constatons un facteur 4 entre notre résultat et celui présenté dans l'article de Keldysh [14]. Ce facteur semble provenir d'une "erreur" dans le calcul de la contribution des singularités dans l'article précédemment cité [voir équation (A.26)].

Ainsi, l'équation (A.31) permet de calculer le taux d'ionisation d'un atome hydrogénoïde soumis à un champ laser. Cependant, ce calcul n'est pas tout à fait exact, dans le sens où le potentiel coulombien auquel est soumis l'électron lorsqu'il quitte l'ion n'est pas pris en compte. Afin d'inclure cette contribution, Keldysh propose de multiplier "empiriquement" le taux d'ionisation par le facteur suivant, obtenu par un calcul semi-classique :

$$\frac{I_s}{\hbar\omega} \frac{\gamma}{\sqrt{1+\gamma^2}}, \quad (\text{A.33})$$

ce qui finalement donne le taux d'ionisation suivant :

$$W = 4\sqrt{2} \left(\frac{I_s}{\hbar\omega} \right)^{\frac{3}{2}} \left[\frac{\gamma}{\sqrt{1+\gamma^2}} \right]^{\frac{5}{2}} e^{-\frac{2\tilde{I}_s}{\hbar\omega} \left[\sinh^{-1}(\gamma) - \frac{\gamma\sqrt{1+\gamma^2}}{1+2\gamma^2} \right]} S\left(\gamma, \frac{\tilde{I}_s}{\hbar\omega}\right). \quad (\text{A.34})$$

Pour simplifier les expressions des taux d'ionisation et montrer les points communs entre les différentes méthodes, nous faisons le choix de poursuivre ce rapport en utilisant le système d'unités atomiques. Nous rappelons rapidement que ce système est défini par $m = e = \hbar = a_0 = 1$ (Pour plus de détails à ce sujet, voir la référence [95]). Pour obtenir le taux d'ionisation en unités S.I., il suffira de diviser le taux d'ionisation exprimé en unité atomique par l'échelle de temps $\tau_0 = 2.41889 \times 10^{-17}$ s.

Ainsi, dans ce système d'unité, le taux d'ionisation calculé selon la théorie de Keldysh s'écrit :

$$W = 2\sqrt{2} \left[\frac{2E_0}{E\sqrt{1+\gamma^2}} \right]^{\frac{1}{2}} I_s \frac{\gamma^2}{1+\gamma^2} e^{-2\nu \left[\sinh^{-1}(\gamma) - \frac{\gamma\sqrt{1+\gamma^2}}{1+2\gamma^2} \right]} \times \sum_{\kappa \geq \nu_0}^{+\infty} e^{-\alpha[\kappa-\nu]} \Phi_0[\sqrt{\beta(\kappa-\nu)}], \quad (\text{A.35})$$

où

$$\begin{aligned} E_0 &= [2I_s]^{3/2} \\ \gamma &= \frac{\omega\sqrt{2I_s}}{E} \\ \nu &= \frac{\tilde{I}_s}{\hbar\omega} \\ \beta &= \frac{2\gamma}{\sqrt{1+\gamma^2}} \\ \alpha &= 2 \times \left[\sinh^{-1}(\gamma) - \frac{\gamma}{\sqrt{1+\gamma^2}} \right] \\ \nu_0 &= \langle \nu + 1 \rangle \\ \Phi_m(x) &= e^{-x^2} \int_0^x (x^2 - y^2)^{|m|} e^{y^2} dy. \end{aligned} \quad (\text{A.36})$$

$\Phi_m(x)$ est une fonction de probabilité qui se réduit à l'intégrale de Dawson lorsque $m = 0$.

Ce taux s'applique aux deux régimes d'ionisation, régime multiphotonique et régime tunnel. En conséquence, on peut extraire de cette formule les valeurs des taux d'ionisation en régime purement multiphotonique ($\gamma \gg 1$) et en régime purement tunnel ($\gamma \ll 1$).

— En régime multiphotonique, W se simplifie sous la forme suivante :

$$W_{MPI} = \sigma^{(K)} \times I^K \quad (\text{A.37})$$

où

$$\sigma^{(K)} = 4\sqrt{2} \left(\frac{I_s}{\omega}\right)^{2K+\frac{3}{2}} \omega \frac{1}{E_0^{2K}} \Phi_0 \left[\sqrt{2\left(\kappa - \frac{I_s}{\omega}\right)} \right] e^{2K - \frac{I_s}{\omega}}. \quad (\text{A.38})$$

— En régime tunnel, W s'exprime comme suit :

$$W_{tun} = \sqrt{3\pi} \sqrt{\frac{E_0}{E}} I_s e^{-\frac{2}{3} \frac{E_0}{E} \left[1 - \frac{\gamma^2}{10}\right]}. \quad (\text{A.39})$$

Cette théorie permet de décrire l'ionisation d'un atome hydrogénoïde par laser. Mais elle possède des limites dans sa description :

1. Le calcul du taux d'ionisation ne tient pas compte de l'interaction coulombienne vue par l'électron lorsqu'il quitte l'ion résiduel. Un facteur donné à l'équation (A.33) a été arbitrairement ajouté.
2. Le taux d'ionisation n'est valable que lorsque l'électron se trouve dans son état fondamental. En effet, cette théorie ne peut être appliquée dans le cas où l'électron se trouverait sur un état de Rydberg (état lié de l'atome).

La théorie suivante remédie à ces limites.

Annexe B

Les codes numériques

Dans cette annexe, je présenterai les différents codes numériques que, j'ai soit développés, soit simplement utilisés durant ces différents projets scientifiques.

B.1 Les codes hydrodynamiques

Lorsque la matière est irradiée par un laser d'intensité modérée, variant de 10^{10} W/cm² à 10^{14} W/cm² sur quelques centaines de femtosecondes à quelques picosecondes, la matière est chauffée au travers de processus collisionnels. Ce régime d'interaction est usuellement modélisé à l'aide de codes dits "hydrodynamiques", dans lesquels le fluide est décrit par sa densité $\rho(\vec{r}, t)$, sa vitesse $\vec{u}(\vec{r}, t)$ et sa densité d'énergie $\mathcal{E}(\vec{r}, t)$. L'évolution temporelle de ces grandeurs physiques est obtenue en résolvant simultanément les trois équations suivantes :

— l'équation de conservation de la masse :

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + \vec{u} \cdot \frac{\partial}{\partial \vec{r}}\right)\rho + \rho \frac{\partial \vec{u}}{\partial \vec{r}} = 0 \quad (\text{B.1})$$

— l'équation de conservation de l'impulsion :

$$\rho \left(\frac{\partial}{\partial t} + \vec{u} \cdot \frac{\partial}{\partial \vec{r}}\right)\vec{u} + \frac{\partial P}{\partial \vec{r}} = 0 \quad (\text{B.2})$$

où P est la pression du milieu.

— l'équation de conservation de l'énergie :

$$\rho \left(\frac{\partial}{\partial t} + \vec{u} \cdot \frac{\partial}{\partial \vec{r}}\right)\mathcal{E} + P \frac{\partial \vec{u}}{\partial \vec{r}} + \frac{\partial \vec{q}}{\partial \vec{r}} = S_{\mathcal{E}} \quad (\text{B.3})$$

où $S_{\mathcal{E}}$ est la source d'énergie et $\vec{q} = -K \frac{\partial T}{\partial \vec{r}}$ est le flux de chaleur avec $T(\vec{r}, t)$ la température et K la conductivité thermique. La densité

d'énergie \mathcal{E} , la pression P et la température T sont reliées au travers des équations d'état.

Dans le cadre de mes différentes études scientifiques, j'ai été amenée à utiliser deux codes hydrodynamiques : les codes CHIVAS [96] et ESTHER [97], deux codes développés au CEA DAM Ile de France. Ces deux codes sont en géométrie 1D et résolvent les équations précédentes dans le formalisme Lagrangien, c'est à dire dans le repère du fluide. Leur différence réside, entre autres, dans les équations d'état considérées et dans la modélisation de la source d'énergie externe. CHIVAS se contente de considérer des équations d'état développées pour les plasmas chauds et de modéliser l'interaction avec un laser uniquement par un dépôt d'énergie. ESTHER, quant à lui, tient aussi compte de la transition de phase solide-plasma, et modélise l'interaction avec le laser grâce à la résolution de l'équation d'Helmholtz. Ces dernières caractéristiques m'ont conduite à préférer le code ESTHER pour modéliser l'interaction d'impulsion de faible intensité et de courte durée avec les cibles solides, considérée dans l'accélération d'ions par laser.

B.2 Le code Maxwell-Fluide ou Schrödinger non linéaire

Lorsque les durées d'impulsions sont extrêmement courtes, quelques dizaines de femtosecondes, et la matière peu dense, les processus collisionnels sont absents, si bien que la matière peut être décrite à l'aide du modèle de Drude où la réponse de la matière est moyennée. Ce modèle ignore le mouvement collectif des ions, et se concentre uniquement sur la réponse électronique qui oscille à la fréquence laser. Quant à la modélisation de la propagation du faisceau laser, elle diffère selon l'étude réalisée. Dans le cas de la propagation nonlinéaire des impulsions femtosecondes, j'ai considéré le code développé au CEA-DAM Ile de France par Stefan Skupin qui résout les équations de Maxwell dans l'approximation de l'enveloppe lentement variable et dans l'approximation paraxiale. Ces hypothèses étaient compatibles avec le fait que je considérais des impulsions de quelques dizaines de cycle optique, et des faisceaux laser peu focalisés. Mais dès lors que le faisceau laser est fortement focalisé, l'approximation paraxiale ne convient plus, et il est indispensable de résoudre explicitement les équations de Maxwell. C'est cette solution qui a été retenue dans le code ARCTIC [98] que j'ai développé pour la génération de rayonnement TeraHertz. Ce code, massivement parallélisé, modélise l'interaction laser matière à bas flux, où la matière peut être soit solide, soit gazeuse, soit plasma.

B.3 Les codes Particle In Cell

La dynamique de l'interaction d'un plasma avec un faisceau d'intensité relativiste ($I_0 > 10^{18}$ W/cm²) est modélisée à l'aide de codes "Particle In Cell". Ces codes résolvent simultanément les équations de Maxwell pour décrire les champs électromagnétiques et électrostatiques, et les équations du mouvement relativistes pour modéliser la dynamique du plasma. Ce dernier est constitué de macro-particules qui possèdent les mêmes caractéristiques physiques que les particules du plasma, et possèdent en plus un poids statistique. Les simulations numériques peuvent être réalisées en géométrie 1D, 2D et 3D. Les résultats numériques sont d'autant plus précis que le nombre de macro-particules considérées dans les simulations est élevé, ce qui nécessite une parallélisation intensive de ces codes.

Lors de mes études réalisées sur l'accélération d'ions par laser au CEA-DAM Ile de France, j'ai considéré le code CALDER [99] développé localement. Cependant, lors de mon déplacement professionnel au CELIA, ce code ne m'était plus accessible, et j'ai donc entièrement écrit le code OCEAN. Ces deux codes diffèrent principalement par le solveur de Maxwell considéré. En effet, le code CALDER utilise le solveur de Maxwell de type Yee, où les équations de Maxwell sont résolues par une méthode aux différences finies avec un schéma de type Leap-Frog. Tandis que le code OCEAN considère la méthode "Directional Splitting" pour résoudre les équations de Maxwell, qui est caractérisée par une condition CFL moins contraignante. Cela permet donc de réduire les temps de calcul, et les champs électriques et magnétiques sont calculés aux mêmes noeuds.

Bibliographie

- [1] A. Braun, G. Korn, X. Liu, D. Du, J. Squier, and G. Mourou. Self-channeling of high-peak-power femtosecond laser pulses in air. *Optics Letters*, 20 :73, 1995.
- [2] L. Bergé, S. Skupin, R. Nuter, J. Kasparian, and J.-P. Wolf. Ultrashort filaments of light in weakly ionized optically transparent media. *Reports on Progress in Physics*, 70 :1633, 2007.
- [3] J. Kasparian, M. Rodriguez, G. Méjean, J. Yu, E. Salmon, H. Wille, R. Bourayou, S. Frey, Y. André, A. Mysyrowicz, R. Sauerbrey, J.-P. Wolf, and L. Wöste. White light filaments for atmospheric analysis. *Science*, 61 :2003, 2003.
- [4] M. Mlejnek, E. Wright, and J. Moloney. Dynamic spatial replenishment of femtosecond pulses propagating in air. *Optics Letters*, 23 :382, 1998.
- [5] Boyd. *Nonlinear Optics*. Elsevier, 2003.
- [6] S. Tzortzakis, L. Sudrie, M. Franco, B. Prade, A. Mysyrowicz, A. Couairon, and L. Bergé. Self-guided propagation of ultrashort IR laser pulses in fused silica. *Physical Review Letters*, 87 :213902, 2001.
- [7] L. Sudrie, M. Franco, B. Prade, and A. Mysyrowicz. Study of damage in fused silica induced by ultra-short IR laser pulses. *Optics Communication*, 191 :333, 2001.
- [8] R. Nuter and L. Bergé. Pulse chirping and ionization of O₂ molecules for the filamentation of femtosecond laser pulses in air. *Journal of Optical Society of America B*, 23 :874, 2006.
- [9] S. Skupin R. Nuter and L. Bergé. Chirp-induced dynamics of femtoseconde filaments in air. *Optics Letters*, 30 :917, 2005.
- [10] L. Bergé S. Skupin, R. Nuter. Optical femtosecond filaments in condensed media. *Physical Review A*, 74 :043813, 2006.
- [11] A. Couairon, S. Tzortzakis, L. Bergé, M. Franco, B. Prade, and A. Mysyrowicz. Infrared femtosecond light filaments in air : simulations and experiments. *Journal of Optical Society of America B*, 19 :1117, 2002.
- [12] J.R. Peñano, P. Sprangle, P. Serafim, B. Hafizi, and A. Ting. Stimulated raman scattering of intense laser pulses in air. *Physical Review E*, 68 :056502, 2003.

- [13] J.H. Marburger. Self-focusing theory. *Progress in Quantum Electronics*, 4 :35, 1975.
- [14] L.V. Keldysh. Ionization in the field of a strong electromagnetic wave. *Soviet Physics, JETP*, 20 :1307, 1965.
- [15] A.M. Perolomov, V.S. Popov, and M.V. Terent'ev. Ionization of atoms in an alternating electric field. *Soviet Physics, JETP*, 23 :924, 1966.
- [16] A.M. Perolomov, V.S. Popov, and M.V. Terent'ev. Ionization of atoms in an alternating electric field. *Soviet Physics, JETP*, 25 :336, 1967.
- [17] C. Cohen-Tannoudji and B. Diu and F. Laloë. *Mécanique Quantique*. Hermann, 1996.
- [18] M.V. Ammosov, N.B. Delone, and V.P. Krainov. Tunnel ionization of complex atoms and of atomic ions in an alternating electromagnetic field. *Soviet Physics JETP*, 64 :1191, 1986.
- [19] X.M. Tong, Z.X. Zhao, and C.D. Lin. Theory of molecular tunneling ionization. *Physical Review A*, 66 :033402, 2002.
- [20] A. Talebpour, J. Yang, and S.L. Chin. Semi-empirical model for the rate of tunnel ionization of N₂ and O₂ molecule in an intense ti-sapphire laser pulse. *Optics Communication*, 163 :29, 1999.
- [21] M.J. DeWitt, E. Wells, and R.R. Jones. Radiometric comparison of intense field ionization of atoms and diatomic molecules. *Physical Review Letters*, 87 :153001, 2001.
- [22] J. Muth-Böhm, A. Becker, and F.H.M. Faisal. Suppressed molecular ionization for a class of diatomics in intense femtosecond laser fields. *Physical Review Letters*, 66 :061401, 2002.
- [23] B. Shan, X.M. Tomg, Z. Zhao, Z. Chang, and C.D. Lin. High-order harmonic cut-off extension of the O₂ molecule due to ionization suppression. *Physical Review A*, 66 :061401, 2002.
- [24] I. Alexeev, A. Ting, D.F. Gordon, E. Briscoe, J.R. Pe nano, R.F. Hubbard, and Ph. Sprangle. Longitudinal compression of short laser pulses in air. *Appl. Phys. Lett.*, 84 :4080, 2004.
- [25] N.A. Zharova, A.G. Litvak, T.A. Petrova, A.M. Sergeev, and A.D. Yukanovskii. Self-action of laser radiation in cluster plasma. *JETP Letters*, 44 :13, 1986.
- [26] J.E. Rothenberg. Pulse splitting during self-focusing in normally dispersive media. *Opt Letters*, 17 :584, 1992.
- [27] P. Chernev and V. Petrov. Self-focusing of light pulses in the presence of normal group-velocity dispersion. *Opt Letters*, 17 :172, 1992.
- [28] I. Thiele, P. González de Alaiza Martínez, R. Nuter, A. Nguyen, L.Bergé, and S. Skupin. Broadband terahertz emission from two-color femtosecond-laser-induced microplasmas. *Physical Review A*, 96 :053814, 2017.

- [29] V.I. Bespalov and V.I. Talanov. *JETP Letter*, 3 :307, 1966.
- [30] W. L. Kruer. *The Physics of Laser Plasma Interactions*. Westview Press, 2003.
- [31] G. A. Mourou, N. J. Fisch, V. M. Malkin, Z. Toroker, E. A. Khazanov, A. M. Sergeev, T. Tajima, and B. Le Garrec. Exawatt-Zetawatt pulse generation and applications. *Optics Communication*, 285 :720, 2012.
- [32] V. M. Malkin, G. Shvets, and N. J. Fisch. Fast compression of laser beams to highly overcritical powers. *Physical Review Letters*, 82 :4448, 1999.
- [33] Y. Ping, I. Geltner, N. J. Fisch, G. Shvets, and S. Suckewer. Demonstration of ultrashort laser pulse amplification in plasmas by a counter-propagating pumping beam. *Physical Review E*, 62 :R4532, 2000.
- [34] R. Nuter and V. T. Tikhonchuk. Prepulse suppression and optimization of backward Raman amplification with a chirped pump laser beam. *Physical Review E*, 87 :043109, 2013.
- [35] J. Moreau. *Interaction d'une impulsion laser intense avec un plasma sous dense dans le régime relativiste*. PhD thesis, Université de Bordeaux, 2018.
- [36] S. Guérin, P. Mora, J.C. Adam, A. Héron, and G. Laval. Propagation of ultraintense laser pulses through overdense plasma layers. *Phys. Plasmas*, 3 :2693, 1996.
- [37] G. L. Lamb Jr. Analytical descriptions of ultrashort optical pulse propagation in a resonant medium. *Review of Modern Physics*, 43 :99, 1971.
- [38] N. A. Yampolsky, V. M. Malkin, and N. J. Fisch. Finite-duration seeding effects in powerful backward Raman amplifiers. *Physical Review E*, 69 :036401, 2004.
- [39] V. M. Malkin, G. Shvets, and N. J. Fisch. Detuned Raman amplification of short laser pulses in plasma. *Physical Review Letters*, 84 :1208, 2000.
- [40] B. Ersfeld and D. A. Jaroszynski. Superradiant linear Raman amplification in plasma using a chirped pump pulse. *Physical Review Letters*, 95 :165002, 2005.
- [41] G. Vieux, A. Lyachev, X. Yang, B. Ersfeld, J. P. Farmer, E. Brunetti, R. C. Issac, G. Raj, G. H. Welsh, S. M. Wiggins, and D. A. Jaroszynski. Chirped pulse Raman amplification in plasma. *New Journal of Physics*, 13 :063042, 2011.
- [42] J. A. Caird. A novel technique for suppression of parasitic superfluorescence in backward Raman amplifiers. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, QE-16 :489, 1980.

- [43] S.C. Wilks, A.B. Langdon, T.E. Cowan, M. Roth, M. Singh, S. Hatchett, M.H. Key, D. Pennington, A. MacKinnon, and R.A. Snavely. Energetic proton generation in ultra-intense laser-solid interactions. *Physics of Plasmas*, 8 :542, 2001.
- [44] L. Willingale *et al.* Characterization of high-intensity laser propagation in the relativistic transparent regime through measurements of energetic proton beams. *Physical Review Letters*, 102 :125002, 2009.
- [45] L. Clark, K. Krushelnick, J.R. Davies, M. Zepf, M. Tatarakis, F. N. Beg, A. Machacek, P.A. Norreys, M.I.K Santal, I. Watts, and A.E. Dangor. Measurements of energetic proton transport through magnetized plasma from intense laser interactions with solids. *Physical Review Letters*, 84 :670, 2000.
- [46] A. Maksimchuk, S. Gu, K. Flippo, D. Umstadter, and V.Y. Bychenkov. Forward ion acceleration in thin films driven by a high-intensity laser. *Physical Review Letters*, 84 :4108, 2000.
- [47] A. Snavely, M.H. Key, S.P. Hatchett, T.E. Cowan, M. Roth, T.W. Phillips, M.A. Stoyer, E.A. Henry, T.C. Sangster, M.S. Singh, S.C. Wilks, A. MacKinnon, A. Offenberger, D.M. Pennington, K. Yasuike, A.B. Langdon, B.F. Lasinski, J. Johnson, M.D. Perry, and E.M. Campbell. Intense high-energy proton beams from petawatt-laser irradiation of solids. *Physical Review Letters*, 85 :2945, 2000.
- [48] P.K. Patel, A.J. Mackinnon, M.H. Key, T.E. Cowan, M.E. Foord, M. Allen, D.F. Price, H. Ruhl, P.T. Springer, and R. Stehpen. Isochoric heating of solid-density matter with an ultrafast proton beam. *Physical Review Letters*, 91 :125004, 2003.
- [49] J.A. Cobble, R.P. Johnson, T.E. Cowan, N.R. Galloudec, and M. Allen. High resolution laser-driven proton radiography. *Journal of Applied Physics*, 92 :1775, 2002.
- [50] C. K. Birdsall and A. B. Langdon. *Plasma Physics via Computer Simulation*. Tayler & Francis group, 2005.
- [51] R. Nuter, L. Gremillet, P. Combis, M. Drouin, E. Lefebvre, A. Flacco, and V. Malka. Influence of a preplasma on electron heating and proton acceleration in ultraintense laser-foil interaction. *Journal of Applied Physics*, 104 :103307, 2008.
- [52] A. Levy, R. Nuter, T. Ceccotti, P. Combis, M. Drouin, L. Gremillet, P. Monot, H. Popescu, F. Réau, E. Lefebvre, and P. Martin. Effect of a nanometer scale plasma on laser-accelerated ion beams. *New Journal of Physics*, 11 :093036, 2009.
- [53] R. Nuter, L. Gremillet, E. Lefebvre, A. Lévy, T. Ceccotti, and P. Martin. Field ionization model implemented in particle-in-cell code and applied to laser-accelerated carbon ions. *Physics of Plasmas*, 18 :033107, 2011.

- [54] P. Chessa, P. Mora, and T.M. Antonsen. Numerical simulation of short laser pulse relativistic self-focusing in underdense plasma. *Phys. Plasmas*, 5 :3451, 1998.
- [55] A. Macchi, F. Cattani, T.V. Liseykina, and F. Cornolti. Laser acceleration of ion bunches at the front surface of overdense plasmas. *Physical Review Letters*, 94 :165003, 2005.
- [56] M. Grech, S. Skupin, R. Nuter, L. Gremillet, and E. Lefebvre. High-quality ion beams by irradiating a nano-structured target with a petawatt laser pulse. *New Journal of Physics*, 11 :093035, 2009.
- [57] K. S. Yee. Numerical solution of initial boundary value problems in isotropic media. *I.E.E.E. Transactions on Antennas and Propagation*, 14 :302, 1966.
- [58] R. Nuter, M. Grech, P. Gonzalez de Alaiza Martinez, G. Bonnaud, and E. d’Humières. Maxwell solvers for the simulations of the laser-matter interaction. *European Journal Physical D*, 68 :177, 2014.
- [59] E. Lefebvre, N. Cochet, S. Fritzler, V. Malka, M.M. Aleonard, J.F. Chemin, S. Darbon, L. Disdier, J. Faure, A. Fedotoff, O. Landoas, G. Malka, V. Meot, M.R. Le Gloahec, A. Rouyer, C. Rubbelynck, V. Tikhonchuk, R. Wrobel, P. Auderbert, and C. Rousseaux. Electron and photon production from relativistic laser-plasma interactions. *Nuclear Fusion*, 43 :629, 2003.
- [60] R. Nuter and V. Tikhonchuk. Suppressing the numerical cherenkov radiation in the yee numerical scheme. *Journal of Computational Physics*, 305 :664, 2016.
- [61] B. M. Cowan, D. L. Bruhwiler, E. Cormier-Michel, E. Esarey, C. G. R. Geddes, P. Messmer, and K.M. Paul. Characteristics of an envelope model for laser-plasma accelerator simulation. *Journal of Computational Physics*, 230 :61, 2011.
- [62] J.-L. Vay, C. G. R. Geddes, E. Cormier-Michel, and D. P. Grote. Numerical methods for instability mitigation in the modeling of laser wakefield accelerators in a Lorentz-boosted frame. *Journal of Computational Physics*, 230 :5908, 2011.
- [63] J.P. Boris. Relativistic plasma simulations - optimization of a hybrid code. *Proceedings : 4th Conf. Num. Sim. of plasmas*, page 67, 1970.
- [64] T. Zh. Esirkepov. Exact charge conservation scheme for particle-in-cell simulation with an arbitrary form-factor. *Computer Physics Communications*, 135 :144, 2001.
- [65] M. Borghesi. Laser-driven ion acceleration : State of the art and emerging mechanisms. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 740 :6, 2014.

- [66] S.C. Wilks, W.L. Kruer, M. Tabak, and A.B. Langdon. Absorption of ultra-intense laser pulses. *Phys. Rev. Lett.*, 69 :1383, 1992.
- [67] J.P. Colombier, P. Combis, A. Rosenfeld, I.V. Hertel, E. Audouard, and R. Stoian. Optimized energy coupling at ultrafast laser-irradiated metal surfaces by tailoring intensity envelopes : consequences for material removal from Al samples. *Physical Review B*, 74 :224106, 2006.
- [68] J.P. Colombier, P. Combis, E. Audouard, and R. Stoian. High shock release in ultrafast laser irradiated metals : scenario for material ejection. *Physical Review B*, 75 :104105, 2007.
- [69] Y. Sentoku, V.Y. Bychenkov, K. Flippo, A. Maksimchuk, G. Mourou, Z.M. Sheng, and D. Umstadter. High-energy ion generation in interaction of short laser pulse with high-density plasma. *Appl. Phys. B :Lasers Opt.*, 74 :207, 2002.
- [70] A.A. Andreev, T. Okasa K.Yu Platonov, and S. Toraya. Nonlinear absorption of a short intense laser pulse in a nonuniform plasma. *Phys. Plasmas*, 10 :220, 2003.
- [71] T. Grismayer and P. Mora. Influence of a finite ion density gradient on plasma expansion into a vacuum. *Phys. Plasmas*, 13 :032103, 2006.
- [72] L.D. Landau and E.M. Lifshitz. *Quantum Mechanics*. Elsevier, 1978.
- [73] T.A. Carlson, C.W. Nestor Jr., N. Wasserman, and J. D. McDowell. Ionization potentials, experimental and theoretical, of the elements hydrogen to krypton. *Atomic Data and Nuclear Data Tables*, 3 :177, 1971.
- [74] S.C. Rae and K. Burnett. Detailed simulations of plasma-induced spectral blueshifting. *Physical Review A*, 46 :1084, 1992.
- [75] T. Ceccotti et al. Proton acceleration with high-intensity ultrahigh-contrast laser pulses. *Physical Review Letters*, 99 :185002, 2006.
- [76] P.L. Robinson, P. Gibbon, M. Zepf, S. Kar, R.G. Evans, and C. Bellei. Relativistically correct hole-boring and ion acceleration by circularly polarized laser pulses. *Plasma Phys. Contr. Fusion*, 51 :024004, 2009.
- [77] T. Esirkepov, M. Borghesi, S.V. Bulanov, G. Mourou, and T. Tajima. Highly efficient relativistic-ion generation in the laser-piston regime. *Physical Review Letters*, 92 :175003, 2004.
- [78] P. Gibbon. Resistively enhanced proton acceleration via high-intensity laser interactions with cold foil targets. *Physical Review E*, 72 :026411, 2005.
- [79] L. Allen, M.W. Beijersbergen, R.J.C. Spreeuw, and J.P. Woerdman. Orbital angular momentum of light and the transformation of Laguerre-Gaussian laser modes. *Physical Review A*, 45 :8185, 1992.
- [80] S. Ali, J.R. Davies, and J.T. Mendonca. Inverse Faraday effect with linearly polarized laser pulses. *Physical Review Letters*, 105 :035001, 2010.

- [81] Y. Shi, J. Vieira, R.M.G.M. Trines, R. Bingham, B.F. Shen, and R.J. Kingham. Magnetic field generation in plasma waves driven by copropagating intense twisted lasers. *Physical Review Letters*, 121 :145002, 2018.
- [82] I. Thiele, S. Skupin, and R. Nuter. Boundary conditions for arbitrarily shaped and tightly focused laser pulses in electromagnetic codes. *Journal of Computational Physics*, 321 :1110, 2016.
- [83] R. Nuter, Ph. Korneev, E. Dmitriev, I. Thiele, and V. T. Tikhonchuk. Gain of electron orbital angular momentum in a direct laser acceleration process. *Physical Review E*, 101 :053202, 2020.
- [84] R. Nuter, Ph. Korneev, I. Thiele, and V.T. Tikhonchuk. Plasma solenoid driven by a laser beam carrying an orbital angular momentum. *Physical Review E*, 98 :033211, 2018.
- [85] D.R. Blackman, R. Nuter, Ph. Korneev, and V.T. Tikhonchuk. Kinetic plasma waves carrying orbital angular momentum. *Physical Review E*, 100 :013204, 2019.
- [86] D.R. Blackman, R. Nuter, Ph. Korneev, and V.T. Tikhonchuk. Twisted kinetic plasma waves. *Journal of Russian Laser Research*, 40 :419, 2019.
- [87] D.R. Blackman, R. Nuter, Ph. Korneev, and V.T. Tikhonchuk. Nonlinear Landau damping of plasma waves with orbital angular momentum. *Physical Review E*, 102 :03208, 2020.
- [88] F. Pérez and M. Grech. Oblique-incidence, arbitrary-profile wave injection for electromagnetic simulations. *Physical Review E*, 99 :033307, 2019.
- [89] J. Derouillat, A. Beck, F. Pérez, T. Vinci, M. Chiaramello, A. Grassi, M. Flé, G. Bouchard, I. Plotnikov, N. Aunai, J. Dargent, C. Riconda, and M. Grech. Smilei : A collaborative, open-source, multi-purpose particle-in-cell code for plasma simulation. *Computer Physics Communications*, 222 :351, 2018.
- [90] A. Pukhov. 3d electromagnetic relativistic particle-in-cell code VLPL : Virtual laser plasma lab. *Journal of Plasma Physics*, 61 :425, 1999.
- [91] A.V. Arefiev, B.N. Breizman, M. Schollmeier, and V.N. Khudik. Parametric amplification of laser-driven electron acceleration in underdense plasma. *Physical Review Letters*, 108 :145004, 2012.
- [92] J.T. Mendonça, S. Ali, and B. Thidé. Plasmons with orbital angular momentum. *Phys. Plasmas*, 16 :112103, 2009.
- [93] J.T. Mendonça. Kinetic description of electron plasma waves with orbital angular momentum. *Phys. Plasmas*, 19 :112113, 2012.
- [94] K. Mishima, M. Hayashi, J. Yi, S.H. Lin, H.L. Selzle, and E.W. Schlag. Generalization of Keldysh's theory. *Physical Review A*, 66 :033401, 2002.

- [95] B.H. Brandsen and C.J. Joachain. *Physics of Atoms and Molecules*. Prentice Hall, 2003.
- [96] S. Jacquemot and A. Decoster. Z scaling of collisional ne-like x-ray lasers using exploding foils : refraction effects. *Laser and Particle Beams*, 9 :517, 1991.
- [97] J.P. Colombier, P. Combis, A. Rosenfeld, I.V. Hertel, E. Audouard, and R. Stoian. Optimized energy coupling at ultrafast laser-irradiated metal surfaces by tailoring intensity envelopes : consequences for material removal from Al samples. *Physical Review B*, 74 :224106, 2006.
- [98] I. Thiele, P. González de Alaiza Martínez, R. Nuter, A. Nguyen, L. Bergé, and S. Skupin. Broadband terahertz emission from two-color femtosecond-laser-induced microplasmas. *Physical Review A*, 96 :053814, 2017.
- [99] E. Lefebvre, N. Cochet, S. Fritzler, V. Malka, M.-M. Aléonard, J.F. Chemin, S. Darbon, L. Disdier, J. Faure, and A. Fedotoff. Electron and photon production from relativistic laser-plasma interactions. *Nuclear Fusion*, 43 :629, 2003.